НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

XXX СИМПОЗИУМ

9–13 марта 2026 года

Тезисы докладов

Нижний Новгород
2026

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

XXX СИМПОЗИУМ

9–13 марта 2026 года, Нижний Новгород

Тезисы докладов

Нижний Новгород
2026

УДК 538.9(063)

НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА. XXX СИМПОЗИУМ (*Нижний Новгород, 9–13 марта 2026 г.)* **Тезисы докладов.** – Нижний Новгород, 2026.

Организаторы

- Министерство науки и высшего образования Российской Федерации;
- Отделение физических наук РАН;
- Научный совет РАН по физике полупроводников;
- Научный совет РАН по физике конденсированных сред;
- Институт физики микроструктур РАН;
- Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского;
- Благотворительный фонд «От сердца к сердцу»

Программный комитет

З. Ф. Красильник, академик РАН	ИФМ РАН, Нижний Новгород, председатель
Д. А. Татарский, к.ф.-м.н.	ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, учёный секретарь
А. В. Акимов, д.ф.-м.н.	РКЦ, ФИАН им. П. Н. Лебедева РАН, Москва
А. Ю. Аладышкин, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
В. В. Бельков, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
И. С. Бурмистров, д.ф.-м.н.	ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка
В. А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
В. А. Быков, д.т.н.	Техностек холдинг, Москва
В. А. Волков, чл.-корр. РАН	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
В. И. Гавриленко, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. Б. Грановский, д.ф.-м.н.	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
К. Н. Ельцов, д.ф.-м.н.	ИОФ им. А. М. Прохорова РАН, Москва
С. В. Зайцев-Зотов, д.ф.-м.н.	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
С. В. Иванов, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Е. Л. Ивченко, академик РАН	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В. В. Кведер, академик РАН	ИФТТ РАН, Черноголовка
И. В. Кукушкин, академик РАН	ИФТТ РАН, Черноголовка
В. Д. Кулаковский, чл.-корр. РАН	ИФТТ РАН, Черноголовка
А. В. Латышев, академик РАН	ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск
А. С. Мельников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. А. Миляев, чл.-корр. РАН	ИФМ им. М. Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург
В. Л. Миронов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. В. Морозов, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. А. Никитов, академик РАН	ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва
А. В. Новиков, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. В. Рощупкин, чл.-корр. РАН	ИПТМ РАН, Черноголовка
В. В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черноголовка
А. В. Садовников, к.ф.-м.н.	СГУ им. Н. Г. Чернышевского, Саратов
М. В. Сапожников, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
Ю. А. Филимонов, д.ф.-м.н.	Саратовский филиал ИРЭ РАН, Саратов
А. А. Фраерман, д.ф.-м.н.	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. Р. Хохлов, чл.-корр. РАН	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
А. В. Чаплик, академик РАН	ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск
Н. И. Чхало, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Т. В. Шубина, д.ф.-м.н.	ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Организационный комитет

А. В. Новиков	ИФМ РАН, Нижний Новгород, председатель
Т. Е. Бахтина	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. А. Дубинов	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. В. Зорина	ИФМ РАН, Нижний Новгород
А. В. Иконников	МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва
Д. А. Камелин	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Р. С. Малофеев	ИФМ РАН, Нижний Новгород
М. С. Михайленко	ИФМ РАН, Нижний Новгород
С. В. Морозов	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Е. Н. Садова	ИФМ РАН, Нижний Новгород
Д. А. Татарский	ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород
С. С. Уставщиков	ИФМ РАН, Нижний Новгород

ГЕНЕРАЛЬНЫЙ ПАРТНЁР

Advatex

ООО «Адватекс»

ПАРТНЁРЫ СИМПОЗИУМА

АкадемВак

ООО «АкадемВак»

Акметрон
Вершина измерений

АО «Акметрон»

диполь

АО «Научно-производственная фирма “Диполь”»

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС
КРИОГЕННАЯ ТЕХНИКА
АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО

АО «НТК «Криогенная техника»

ксиллект

ООО «Ксиллект»

MWave

ООО «МВЭЙВ»

POLY KETONE
Photopolymerization innovation polymer

ООО «Поликетон»

SLS PRIME TECHNOLOGY

ЗАО «СЛС Прайм Технолоджи»

"НАУКА"
Центр Технического Сопровождения

Центр технического сопровождения «Наука»

Активная Фотоника

ООО «Активная фотоника»

SERNIA инжиниринг

ООО «Серния Инжиниринг»

ЗАВОД ПРОТОН

АО «Завод ПРОТОН»

ООО «ТЕРОС»

ООО «Терос»

ИНСКАН

Инскан

TIRPHOTONICS
terahertz and infrared photonics

ООО «Тирфотоника»

МИНАТЕХ
МИКРО И НАНО ТЕХНОЛОГИИ

ООО «Минатех»

I-ITO

АО «НТО»

НАУЧНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ
ГРУППА КОМПАНИЙ

ГК «Научное оборудование»

VACMA

АО «ВАКУУММАШ»

АО «Вакууммаш»

СЕКЦИЯ 1

Сверхпроводящие наноструктуры и криоэлектроника

Управление квантовым транспортом в сверхпроводящих системах за счет диссипации

С. В. Аксенов[1,2]*, М. С. Шустин[1,2], И. С. Бурмистров[1,3]

[1]Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова, д. 1а, Черноголовка, 142432
[2]Институт физики им. Л. В. Киренского РАН, Академгородок, д. 50, стр. 38, Красноярск, 660036
[3]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
*asv@itp.ac.ru

Корректное микроскопическое описание диссипации в процессах переноса является одной из актуальных задач в области неравновесных квантовых систем. Значимость этой проблемы обусловлена по крайней мере двумя причинами: с одной стороны, эффекты затухания и декогеренции повсеместно распространены ввиду трудности устранения окружающей среды квантовой системы, а с другой – диссипация может принимать контролируемую форму и использоваться для целей квантовой инженерии. В отличие от устройств в нормальной фазе [1], сверхпроводящие диссипативные системы изучены крайне слабо.

В рамках квантово-полевого подхода, описывающего эволюцию квадратичного лиувиллиана в базисе когерентных состояний на контуре Келдыша, нами исследованы транспортные свойства диссипативной сверхпроводящей системы, связанной с нормальныим ферми-резервуарами [2]. Выведены обобщение формулы Мейра – Вингрина и матрицы Онзагера для сверхпроводящей системы, подверженной влиянию произвольного числа фермионных бань. Найдено выражение, описывающее ток потерь, индуцированный диссипацией, и сформулированы модифицированные квантовые кинетические уравнения. Для широкозонных контактов, локально связанных с отдельными узлами устройства, показано, что каждый контакт уменьшает кратность вырождения неравновесного стационарного состояния на единицу. Эти результаты численно проверены на нескольких случаях обобщенной модели Китаева в симметричных точках с одним контактом. В режиме линейного отклика при низких температурах продемонстрированно, что (не)вырожденные неравновесные стационарные состояния соответствуют (не)квантованным пикам кондактанса. Описано, как диссипация приводит к подавлению квантованного пика кондактанса при нулевом напряжении, который возникает вследствие локального андреевского отражения на майорановском состоянии в стандартной модели Китаева. Проанализированы возможности управления этим резонансом за счет диссипативных процессов.

Работа выполнена в рамках госзадания ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН. Авторы благодарят фонд «Базис» за персональную поддержку.

1. T. Jin, M. Filippone, T. Giamarchi // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 205131.
2. S. V. Aksenov, M. S. Shustin, I. S. Burmistrov // arxiv:2511.07196.

Численное моделирование сверхпроводящих свойств систем A-15 и SnAs

М. Д. Алиен, В. А. Власенко

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991

Современное моделирование сверхпроводящих свойств из первых принципов преимущественно опирается на теорию Элиашберга [1]. К настоящему времени возможно исследование широкого спектра физических свойств сверхпроводников: электронной структуры, фононного спектра, предсказание критической температуры, теплоемкости и др. в приближении электрон-фононного механизма спаривания. Возможно моделирование не только стехиометрических соединений, но и материалов с различной степенью легирования.

В данной работе исследовались ab initio соединения SnAs и соединения системы A-15. SnAs является хорошей платформой для создания гетероструктур с соединениями системы ASn_2As_2 (A – щелочные, щелочноземельные металлы и Eu), обладающими широким спектром физических свойств [2]. Соединения системы A-15 (V_3Si, V_3Ge, V_3Ga и их частичные замещения) используются в области создания сверхпроводящих проводов и магнитов со сверхвысокими полями [3, 4].

В работе были рассчитаны зонные структуры и фононные спектры, полученные методом DFPT [5] для сверхпроводящих соединений SnAs и A-15 при помощи пакета Quantum Espresso. В приближении модели Элиашберга рассчитаны критическая температура, теплоемкость и верхнее критическое поле. Дополнительно исследуется оптимальный критерий выбора коэффициента гауссовского размытия дельта-пиков функции Элиашберга (см. рис. 1) для расчета критической температуры на сетках с малым числом k-точек. Исследовано влияние плотности сетки q-точек расчета на получаемые значения. Результаты расчетов хорошо согласуются с полученными экспериментальными значениями, как для стехиометрических соединений, так и для легированных.

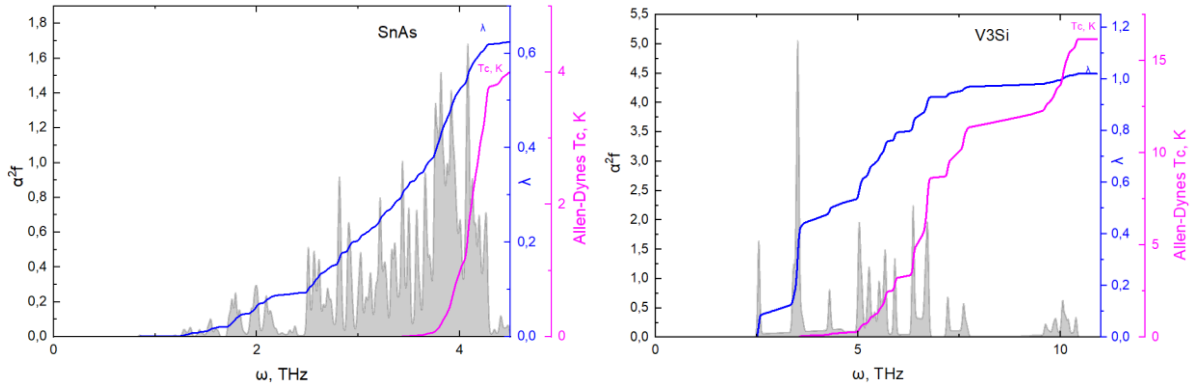


Рис. 1. Графики зависимости спектральной функции Элиашберга, константы электрон-фононной связи и критической температуры сверхпроводящего перехода (Tc) от фононной частоты для соединений SnAs и V_3 Si

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10109.

1. G. M. Eliashberg // Sov. Phys. JETP. 1960. V. 11. P. 696–702.
2. P. I. Bezotosnyi, K. A. Dmitrieva, A. V. Sadakov, K. S. Pervakov, et al. // Physical Review B. 2019. V. 100, P. 184514.
3. K. Tachikawa, Y. Tanaka, Y. Yoshida , T. Asano, Y. Iwasa // IEEE Transactions on Magnetics. 1979. V. 15. P. 391–394.
4. E. Ahmed, K. Kobayashi, N. Arakawa, Y. Okuba, A. Sakai, S. Nakatsuji, A. Iyo, and T. Ebihira // Physica C: Superconductivity and its Applications. 2022. V. 602. P. 1354140.
5. S. Baroni, S. De Gironcoli, A. Dal Corso and P. Giannozzi // Rev. Mod. Phys. 2001. V. 73. P. 515.

Размерный плазменный резонанс в тонких сверхпроводящих пленках

С. А. Андреева[1,2,*], К. Р. Джикирба[2], М. В. Шибалов[3], А. М. Мумляков[3], И. В. Трофимов[3], О. В. Орлов[2], А. В. Щепетильников[2], В. В. Соловьев[2], М. А. Тархов[3], И. В. Кукушкин[2]

[1]НИУ “Высшая школа экономики”, Москва, 101000
[2]ИФТТ РАН им. Осипьяна, Черноголовка, Московская обл., 142432
[3]Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва
*lopatina@issp.ac.ru

Плазменные явления лежат в основе физики электромагнитного отклика всех твердых тел в терагерцовом диапазоне частот. Плазменные волны хорошо изучены в физике металлов и полупроводников, однако остаются малоисследованными в сверхпроводящих системах. Было предсказано, что существование сверхпроводящего перехода не должно оказывать влияния на дисперсию плазменных волн [1], поэтому ожидалось, что двумерные плазмоны в сверхпроводниках будут обладать корневой дисперсией. Тем не менее их наблюдение представляет значительную трудность в связи с тем, что обычно плазменная частота сильно превышает сверхпроводящую щель, что приводит к короткому времени жизни этих квазичастиц. Наша работа направлена на восполнение этого пробела и значительное расширение существующих исследований сверхпроводимости путем исследования на пересечении плазмоники и сверхпроводящих технологий.

В данной работе мы изучали 8 нм пленки сверхпроводящего NbN на двух типах подложек: высокорезистивном кремнии и сапфире. Пленки были выращены в ИНМЭ РАН методикой атомно-слоевого осаждения согласно технологии, описанной в работе [2]. Критическая температура сверхпроводящих пленок составляла 13.3 К на кремниевой подложке и 15.1 К на подложке из сапфира. Нами были проведены измерения пропускания сплошных пленок, а также литографически изготовленной квадратной сетки дисков сверхпроводящей пленки на диэлектрических подложках. Измерения проводились в частотном диапазоне от 75 до 750 ГГц при температурах от комнатной до 4.2 К. В пропускании массива из сверхпроводящих дисков были обнаружены резонансные особенности, которые демонстрируют уширение линии и уменьшение резонансной частоты при увеличении температуры от 4.2 К до критической, после чего исчезают. Установлено, что наблюдаемые моды подчиняются линейному закону дисперсии, при этом их фазовая скорость значительно превосходит скорость Ферми и обращается в нуль при температуре, равной Tc.

1. Y. Ohashi and S. Tokada // J. Phys. Soc. Jpn. 67 551 (1998).
2. M. V. Shibalov, A. M. Mumlyakov, I. V. Trofimov, E. R. Timofeeva, A. P. Sirotina, E. A. Pershina, A. M. Tagachenkov, Y. V. Anufriev, E. V. Zenova, N. V. Porokhov, and M. A. Tarkhov // Superconductor Science and Technology 34, 085016 (2021).

Взаимодействие сегнетоэлектричества и межслоевой сверхпроводимости в ван-дер-ваальсовых бислоях

Д. С. Анненков[1] *, А. А. Копасов[2], А. С. Мельников[1,3]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700
[2]НИТУ МИСИС, Ленинский проспект, 4, стр. 1, Москва, 119049
[3]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*annenkov.ds@phystech.edu

Двумерные материалы, а также ван-дер-ваальсовы гетероструктуры на их основе являются предметом активных теоретических и экспериментальных исследований. Такие структуры предоставляют уникальную возможность для изучения взаимодействия между различными параметрами порядка, встречающимися в физике конденсированного состояния: сверхпроводящим, ферромагнитным, сегнетоэлектрическим. В данной работе предлагается модель, описывающая взаимодействие межслоевой сверхпроводимости, которая может возникнуть благодаря нелокальному характеру электронного притяжения [1–5], и интерфейсного сегнетоэлектричества в ван-дер-ваальсовых бислоях.

В работе теоретически исследуется модель бислоя, предполагающая наличие межслоевого сверхпроводящего спаривания и туннелирования между слоями [6]. Присутствие спонтанной сегнетоэлектрической поляризации, перпендикулярной слоям, учитывается через относительный сдвиг энергетических зон электронов в разных слоях. Для ступенчатого сдвига зон, моделирующего границу между двумя противоположно поляризованными доменами, продемонстрирована возможность образования локализованных сверхпроводящих состояний при температурах, превышающих критическую температуру возникновения однородной сверхпроводимости. Показано, что учет туннелирования между слоями приводит к подавлению локализованных состояний для синглетной спиновой структуры параметра порядка. В случае триплетной структуры обнаружено, что туннелирование подавляет как локализованную, так и однородную сверхпроводимость.

Также исследуется влияние внешнего магнитного поля, параллельного слоям структуры, на однородные сверхпроводящие состояния с триплетной и синглетной спиновой структурой. Продемонстрировано, что орбитальный эффект поля приводит к подавлению туннелирования между слоями и, как следствие, росту критической температуры в триплетном случае. Показано, что парамагнитный эффект может приводить к появлению возвратных сверхпроводящих фаз, а также анизотропии критического поля в случае триплетного параметра порядка. Обсуждается совместное влияние орбитального и парамагнитного эффектов магнитного поля.

Полученные результаты обсуждаются в контексте недавних экспериментов о сосуществовании сверхпроводимости и сегнетоэлектричества в ван-дер-ваальсовых бислоях [7, 8].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00042.

1. M. H. Cohen and D. H. Douglass, Jr. // Phys. Rev. Lett. 19, 118 (1967).
2. K. B. Efetov and A. I. Larkin // JETP 41, 76 (1975).
3. M. V. Hosseini and M. Zareyan // Phys. Rev. Lett. 108, 147001 (2012).
4. C.-X. Liu // Phys. Rev. Lett. 118, 087001 (2017).
5. M. Alidoust, M. Willatzen, and A.-P. Jauho // Phys. Rev. B 99, 155413 (2019).
6. A. A. Kopasov and A. S. Mel'nikov // Phys. Rev. B 110, 094503 (2024).
7. A. Jindal, A. Saha, Z. Li et al. // Nature 613, 4852 (2023).
8. Z. Li, A. Jindal, A. Strasser et al. // Phys. Rev. Lett. 133, 216002 (2024).

Сверхпроводящий спиновый клапан в режиме уединенной сверхпроводимости

Д. А. Арбузов[1,2], А. А. Камашев[1], Н. Н. Гарифьянов[1], Ю. Н. Прошин[2], И. А. Гарифулин[1]

[1]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, Сибирский Тракт, 10/7, Казань, Респ. Татарстан, 420029
[2]Казанский федеральный университет, ул. Кремлевская, 16, Казань, Респ. Татарстан, 420008
*danil.arbuzov@bk.ru

В настоящее время большой интерес представляют исследования гетероструктур, состоящих из слоёв сверхпроводника (S) и ферромагнетика (F). Особенности взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма нашли важное применение в разработке устройств управления сверхпроводящим током. Так, были предложены модели сверхпроводящих спиновых клапанов (ССК) на основе трёхслойных структур F1/F2/S и F1/S/F2. Управление сверхпроводящим током в ССК осуществляется путём изменения взаимной ориентации намагниченностей слоёв F. Основной характеристикой таких систем является величина эффекта $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^{P}$. Для практического применения очень важно добиться величин эффекта ΔT_c более 0.1 К, в относительно малых магнитных полях (≤ 1 кЭ). Это позволит увеличить устойчивость и эффективность работы подобных систем.

Решением данной задачи может стать приготовление структуры ССК в режиме уединённой сверхпроводимости [1]. Уединённая сверхпроводимость в структурах F1/F2/S представляет собой область на фазовой диаграмме $T_c(d_{F2})$ (где d_{F2} – толщина слоя F2), в рамках которой сверхпроводимость возникает только при антипараллельной ориентации намагниченностей. В этом случае величину эффекта ССК определяет только критическая температура при антипараллельной ориентации $\Delta T_c = T_c^{AP} - T_c^{P} = T_c^{AP}$. Однако из-за сложности точного подбора параметров системы уединённая сверхпроводимость до сих пор не была экспериментально обнаружена.

В данной работе, благодаря оптимально подобранным параметрам конструкции сверхпроводящего спинового клапана (ССК), было впервые экспериментально реализовано состояние с уединённой сверхпроводимостью. В структуре ССК HA/HA/Pb (где HA = $Co_2Cr_{1-x}Fe_xAl$) обнаружен аномально большой эффект спинового клапана $\Delta T_c > 0.2$ К, который может достигать величины 1.6 К в магнитном поле 1 кЭ. До настоящего времени сопоставимые результаты по величине эффекта ССК наблюдались лишь в структурах ССК с триплетной сверхпроводимостью во внешних магнитных полях, значительно превышающих 1 кЭ [2]. Полученные результаты открывают новые перспективы для разработки устройств управления сверхпроводящим током.

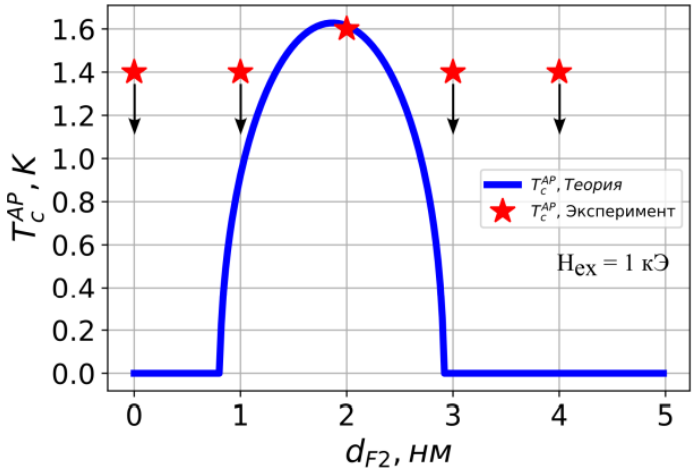


Рис. 1. Зависимость критической температуры при антипараллельной ориентации намагниченностей T_c^{AP} структуры ССК HA(5 нм)/Cu(1.2 нм)/ HA(dF2)/Cu(1.5 нм)/Pb(17.5 нм) от толщины ферромагнитного слоя d_{F2}(HA2). Стрелками отмечены точки, лежащие ниже 1.4 К. Критическая температура при параллельной ориентации T_c^{P} меньше чем 1.4 К для всех образцов

Работа выполнена в рамках государственного задания Федерального исследовательского центра Казанского научного центра Российской академии наук при поддержке грантов РНФ № 21-72-20153-П и РНФ № 25–72–10025.

1. M. V. Avdeev, Y. N. Proshin // J. Magn. Magn. Mater. 2017. V. 106. P. 562–568.
2. A. A. Kamashev, N. N. Garif'yanov et al. // Beilstein Journal of Nanotechnology. 2019. V. 10. P. 1458–1463.

Тепловое проскальзывание фазы в сверхпроводящих пленках вблизи критического тока при произвольных температурах

И. М. Артёмов*, М. А. Скворцов

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова, д. 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432
Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700
*artemov.im@phystech.edu

В настоящее время сверхпроводящие нанопроволоки активно используются в качестве детекторов одиночных фотонов (SNSPD). Работая вблизи критического тока, эти устройства обладают высокой чувствительностью и вместе с тем способностью быстро восстанавливать нарушенную сверхпроводимость, предотвращая переход в резистивное состояние. В то же время сверхпроводимость может быть разрушена флуктуационным образом за счет процессов теплового проскальзывания фазы, что наблюдается как темновые отсчеты, не связанные с детектированием реального фотона.

Для определения скорости темновых отсчетов необходимо найти величину барьера свободной энергии ΔF, который необходимо преодолеть термоактивационным образом для разрушения метастабильного однородного токового состояния. Конфигурация параметра порядка, по достижении которой возникает конечное напряжение, является перевальной точкой (инстантоном) свободной энергии. В одномерной геометрии в окрестности критической температуры (область Гинзбурга – Ландау) задача об определении инстантона и вычислении ΔF была решена в работе Лангера и Амбегаокара [1].

Недавно было получено аналитическое решение для инстантона в бесконечной двумерной пленке вблизи T_c при токах, близких к критическому. Близость I к I_c позволяет свести седловое уравнения для функционала Гинзбурга – Ландау к точно интегрируемому уравнения Буссинеска [2]. При этом инстантон оказывается сильно анизотропным, с размерами вдоль и поперек тока равными $L_x \sim \xi_{GL}(1 - I/I_c)^{-1/4}$ и $L_y \sim \xi_{GL}(1 - I/I_c)^{-1/2}$, соответственно, что приводит к скейлингу барьера $\Delta F \sim (1 - I/I_c)^{3/4}$.

В контексте исследования теплового проскальзывания фазы в SNSPD одной из актуальных проблем является обобщение полученного в работе [2] результата для величины барьера ΔF на случай произвольных температур. В этом случае вместо уравнений Гинзбурга – Ландау для параметра порядка приходится работать с куда более сложными уравнениями Узаделя для квазиклассических функций Грина на мацубаровских энергиях. Однако, как мы показали, вблизи критического тока можно организовать градиентное разложение в уравнениях Узаделя, оставив в функционале свободной энергии только лидирующие члены. Данная процедура приводит функционал свободной энергии к точно решаемой форме Буссинеска, что позволяет воспользоваться известным профилем инстантона [2] и вычислить величину активационного барьера.

При этом коэффициенты в возникающем функционале свободной энергии в форме Буссинеска суть функции температуры, выражающиеся через мацубаровские суммы от спектральных углов для однородного решения уравнений Узаделя в присутствии тока. При произвольных температурах они вычисляются численно. На рис. 1 приведена температурная зависимость коэффициента $c(T)$, определяющего величину активационного барьера $\Delta F = c(T)\varepsilon_{cond}(T)\xi_{GL}{}^2(T)(1 - I/I_c)^{3/4}$.

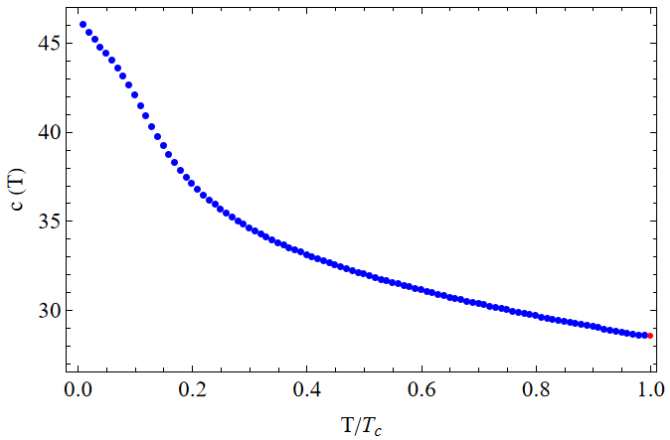


Рис. 1. Коэффициент $c(T)$ в активационном барьере. Красная точка соответствует аналитическому значению, получаемому в рамках теории Гинзбурга – Ландау: $c(T_c) = 2^{27/4}3^{-9/4}\pi \approx 28.55$ [2]

1. J. S. Langer and V. Ambegaokar, Phys. Rev. 164, 498 (1967).
2. M. A. Skvortsov and A. V. Polkin, Thermal phase slips in superconducting films, arXiv:2506.18130.

Квантование тока с помощью интерференции Аронова – Кашера на джозефсоновских переходах

Р. Ш. Шайхайдаров[3,4], В. Н. Антонов[1,3], Д. С. Голубев[5], Е. В. Ильичев[6], О. В. Астафьев[1,2]*

[1]«Сколково» институт науки и технологий, Большой бул., 30, стр. 1, Москва, 121205
[2]Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[3]Physics, Royal Holloway University of London, Egham, TW20 0PN, Surrey, UK
[4]National Physical Laboratory, Hampton Road, Teddington, TW11 0LW, UK
[5]HQS Quantum Simulations GmbH, Rintheimer Str. 23, Karlsruhe, 76131, Germany
[6]Leibniz Institute of Photonic Technology, D-07702 Jena, Germany
*o.astafiev@skoltech.ru

Эффект когерентного квантового проскальзывания фаз (CQPS – Coherent Quantum Phase Slip) в сверхпроводниковых нанопроволочках [1] – один из фундаментальных эффектов физики и представляет собой туннелирование магнитного потока. Этот эффект дуален туннелированию заряда через изолятор в джозефсоновских переходах. Под действием СВЧ-излучения в нанопроволочках наблюдались ступеньки по току (квантование тока) [2], дуальные ступенькам Шапиро в джозефсоновских переходах. Следующий интересный эффект, интерференция двух CQPS-амплитуд, наблюдался на двух нанопроволочках при модуляции заряда на острове между проволочками [3] – эффект Аронов – Кашер – дуальный эффекту Аронова – Бома. Такое устройство (CQUID – Charge Quantum Interference Device) дуально СКВИД-у (SQUID). К сожалению, нанопроволочки сложно изготавливать, и они плохо воспроизводятся. Эту проблему можно решить, если нанопроволочки заменить на маленькие нешунтированные джозефсоновские переходы, работающие в режиме CQPS. С помощью таких переходов было продемонстрировано квантование тока [4].

В этой работе мы реализовали схему CQUID-а, который отделён от внешних проводов большой компактной индуктивностью на чипе (> 1 нГн каждая, см. [2, 4]), рис. 1(*а*, *б*). Другими словами, переходы формируют одноэлектронный транзистор (вставка на рис. 1, *а*). Наведённый заряд на острове между двумя переходами контролируется и модулируется постоянным напряжением, а также СВЧ-сигналом. Этот заряд приводит к разности фаз туннельных амплитуд через джозефсоновские переходы и, как следствие, к модуляции эффективной энергии проскальзывания фазы.

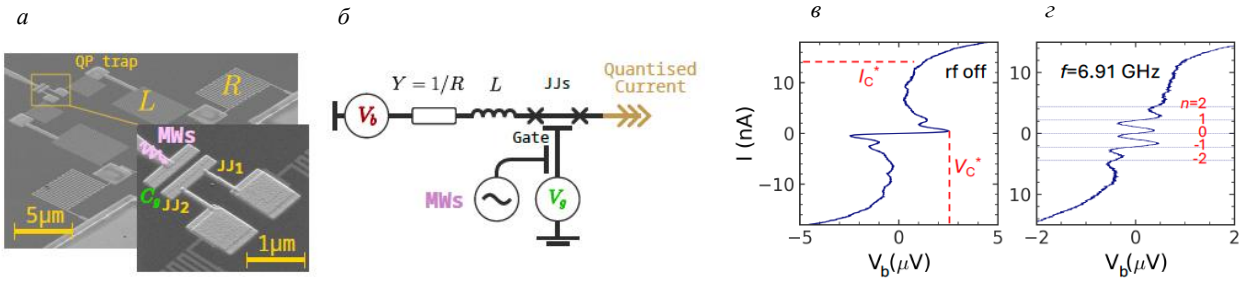


Рис. 1. Фотография СЭМ-устройства (*а*). Принципиальная схема (*б*). Вольт-амперная характеристика (*в*). Вольт-амперная характеристика под действием СВЧ на электроде, управляющем одноэлектронном транзисторе (*г*)

На рис. 1, *в* показана вольт-амперная характеристика структуры. В центре видна токовая блокада с напряжением V_C^*, которое, в свою очередь, зависит от напряжения на электроде (Gate), связанном с островом емкостью C_g. Величина блокады периодически модулируется постоянным напряжением на электроде, так же как в любом одноэлектронном транзисторе. Когда же на электрод прикладывается высокочастотное напряжение с амплитудами более периода кулоновских осцилляций на частотах f в СВЧ-диапазоне, вольт-амперная характеристика сильно изменяется и появляются характерные ступеньки при токах $I_n = 2ef$, где e – заряд электрона (рис. 1, *г*).

1. O. V. Astafiev, L. B. Ioffe, S. Kafanov, Yu. A. Pashkin, K. Yu. Arutyunov, D. Shahar, O. Cohen, J. S. Tsai // Nature 484, 355–358 (2012).
2. R. S. Shaikhaidarov, K. H. Kim, J. W. Dunstan, I. V. Antonov, S. Linzen, M. Ziegler, D. S. Golubev, V. N. Antonov, E. V. Il'ichev, O. V. Astafiev // Nature 608, 45–49 (2022).
3. S. E. de Graaf, S. T. Skacel, T. Hoenigl-Decrinis, R. Shaikhaidarov, H. Rotzinger, S. Linzen, M. Ziegler, U. Hübner, H.-G. Meyer, V. Antonov, E. Il'ichev, A. V. Ustinov, A. Ya. Tzalenchuk and O. V. Astafiev // Nature Physics 14, 590–594 (2018).
4. R. S. Shaikhaidarov, K. H. Kim, J. Dunstan, I. Antonov, D. Golubev, V. N. Antonov, O. V. Astafiev // Nature Communications, 15(1), 9326 (2024).

Передача субТГц-сигнала по интегральной согласующей структуре из ниобия на частотах порядка щелевой частоты ниобия

А. А. Атепалихин[1]*, Ф. В. Хан[1,2], М. А. Маркина[1,3], Л. В. Филиппенко[1], В. П. Кошелец[1]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[3]НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, д. 11, Москва, 109028
*atepalikhin@hitech.cplire.ru

Настоящая работа посвящена изучению работы ниобиевых интегральных согласующих структур (ИСС) на напряжениях, близких или превышающих щелевое напряжение ниобия. Такие ИСС предназначены для передачи сигнала субтерагерцового диапазона частот от генератора к детектору. В данном случае генератором служит распределённый джозефсоновский переход (РДП), детектором – туннельный контакт сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник малой площади (СИС). Щелевое напряжение ниобия при температуре кипения жидкого гелия 4,2 К составляет 1,4 мВ, что соответствует частоте около 680 ГГц.

Интегральные согласующие структуры предназначены для согласования импедансов РДП и СИС и выполняют функции трасформатора импеданса и линии передачи. В данной работе рассматриваются ИСС, оптимизированные для работы в субТГц-диапазоне 500–700 ГГц. Проектирование данных структур производится путём оптимизации их параметров по разработанной ранее математической модели и дальнейшей проверки полученного проекта ИСС в среде численного моделирования Ansys HFSS [1, 2].

Авторы демонстрируют возможность работы ИСС, верхний электрод которых изготавливается из ниобия, на частотах порядка и выше 700 ГГц: на рис. 1 представлена серия ВАХ СИС-детектора под воздействием сигнала от генератора на основе РДП разной частоты в интервале 700–720 ГГц.

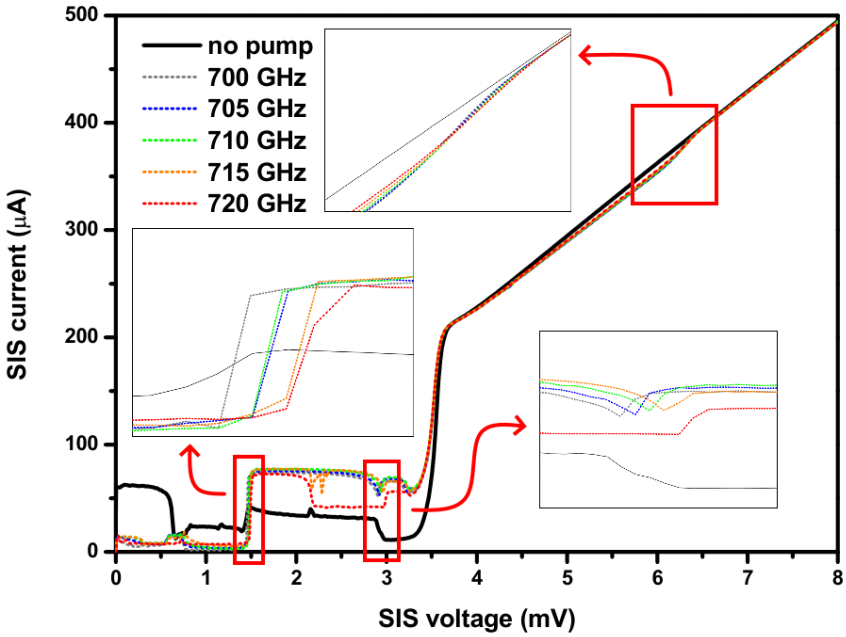


Рис. 1. Серия вольт-амперных характеристик: накачка СИС-детектора на частотах 700–720 ГГц

На вольт-амперных характеристиках под воздействием высокочастотного сигнала наблюдаются квазичастичные ступени на напряжениях $V_1 = V_g + h\,f/e$ (≈ 6,25 − 6,35 мВ). Также на приведённой серии ВАХ наблюдаются ступени Шапиро на напряжениях $V_1 = h\,f/2e$ (≈ 1,45 − 1,49 мВ) и $V_2 = 2h\,f/2e$ (≈ 2,89 − 2,98 мВ). Они демонстрируют, что накачка СИС-перехода действительно является детектированием сигнала от генератора, а не артефактами, вызванными шумовым воздействием и ошибками измерений.

Полученные данные демонстрируют высокую пригодность сверхпроводниковых ИСС в качестве линии передачи сигнала субТГц- и ТГц-диапазонов частот между генераторами и детекторами будущих поколений.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2024-538).

1. G. Yassin, S. Withington Electromagnetic models for superconducting millimetre-wave and sub-millimetre-wave microstrip transmission lines // Journal of Physics D: Applied Physics. 1995. V. 28. I. 9. P. 1983.

2. F. V. Khan, A. A. Atepalikhin, L. V. Filippenko, & V. P. Koshelets. Comparison of Methods for Calculation of Superconducting Integrated Structures Using Semi-Analytical Calculation and 3D Numerical Simulation // Journal of Communications Technology and Electronics 2023. V. 68, no. 9. P. 983–988.

Размер горячего пятна, возникающего при поглощении фотона в сверхпроводящих аморфных MoRe-пленках

И. Павлов[1], С. Святодух[3], Н. Титова[1], А. Невзоров[2], В. Коровин[2], А. Ломакин[2], М. Содатенкова[1,3], Э. Баева[1,3]*, А. Семенов[1], А. Колбатова[1], Г. Гольцман[1,3]

[1]МПГУ, Москва
[2]НИТУ МИСИС, Москва
[3]НИУ «Высшая школа экономики», Москва
*baeva.elm@gmail.com

Сверхпроводящие однофотонные детекторы на основе микромостов (SMSPD) масштабируются на большую площадь с помощью стандартной фотолитографии [1], что требует равномерного осаждения плёнки на больших масштабах. В этом контексте использование поликристаллических плёнок проблематично, поскольку оно жёстко ограничивает выбор подложки и параметры процесса осаждения. В отличие от них, аморфные сверхпроводники могут быть нанесены на произвольную подложку без существенной деградации их сверхпроводящих свойств, что делает их идеальными кандидатами для решения этой задачи. Это в свою очередь стимулирует активный поиск новых материалов для SMSPD. Однако для SMSPD эта задача сложнее, чем для нанопроволочных аналогов (SNSPD), из-за более сложной физики формирования однофотонного отклика в структурах микронного размера [2]. Согласно современным теоретическим представлениям, возможность однофотонного детектирования в микромостах определяется эволюцией «горячего пятна», возникающего после поглощения фотона. Если размер горячего пятна мал, то энергия фотона не успевает распространиться на большое расстояние, что приводит к локальному подавлению сверхпроводимости и достижению плотности тока распаривания на краю горячего пятна (рис. 1, *a*–*b*). Таким образом, для создания перспективных, масштабируемых и интегрируемых детекторов необходим поиск аморфных материалов, которые способствуют формированию компактного «горячего пятна».

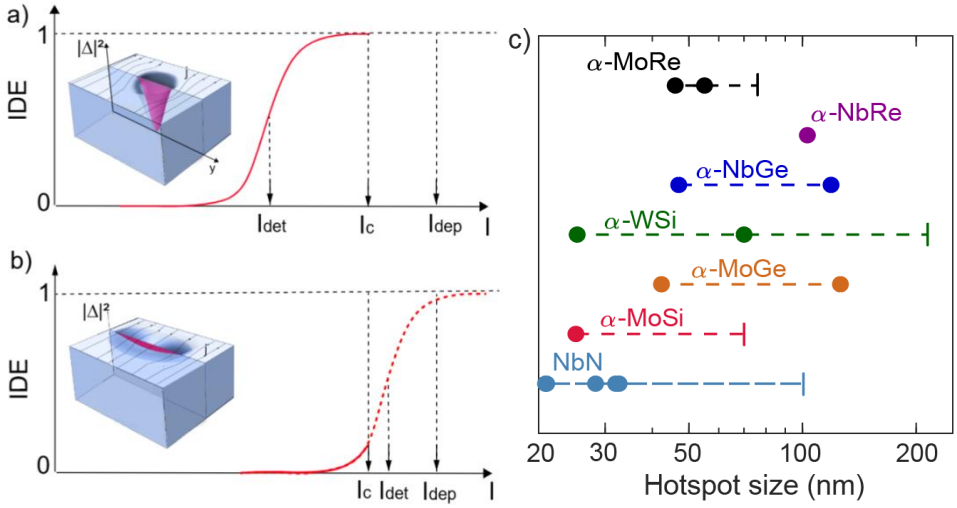


Рис. 1. Внутренняя эффективность детектирования для компактного (*a*) и размазанного (*b*) «горячего пятна». На вставке представлены диаграммы подавления концентрации куперовских пар и сгущение линий плотности тока в месте «горячего пятна»; сравнение оценки размера «горячего пятна» (*c*) для различных аморфных материалов

В данной работе мы изготовили аморфные плёнки MoRe различной толщины (от 2 до 5 нм). Поскольку оценка размера горячего пятна критически зависит от методики измерений, для его определения был применен комплекс подходов. В результате был установлен размер горячего пятна в плёнках MoRe, который оказался несколько больше, чем в поликристаллическом NbN, но сопоставим с другими аморфными материалами, используемыми для однофотонного детектирования (рис. 1, *c*). Результатом нашего исследования стало недавнее подтверждение однофотонного отклика в структурах на основе аморфного MoRe, как в нанопроволочных (SNSPD) [3], так и в микромостовых (SMSPD) детекторах.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10105.

1. Guang-Zhao XU et al. // Optics Express 2023 V. 31. P. 16348.
2. D. Yu. Vodolazov // Phys. Rev. Applied 2017. V. 7. P. 034014.
3. A. Nevzorov, et al. // Appl. Phys. Lett. 2025; 127 V. 17. P. 172602.

Оптимизация управления флаксониум-кубита на основе цифровой сверхпроводниковой электроники

М. В. Бастракова[1,2]*, Д. С. Пашин[1], Н. В. Кленов[2], И. И. Соловьев[2]

[1]Нижегородский государственний университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022
[2]МГУ им. М. В. Ломоносова, НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, ул. Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991
*bastrakova@phys.unn.ru

Основной вызов в разработке сверхпроводящих квантовых процессоров сегодня – создание эффективных методов управления кубитами, которые позволяют выполнять высокоточные операции за минимальное время. Особый интерес представляют сверхпроводящие кубиты, такие как трансмон и флаксониум [1]. При проектировании систем управления необходимо учитывать их энергетический спектр, чтобы предотвратить утечку за пределы вычислительного базиса. С увеличением числа кубитов в процессоре критически важно сокращать использование традиционных микроволновых линий подачи сигналов, которые вносят дополнительные каналы шума и требуют большого количесвтва СВЧ-оборудования. Одним из перспективных решений для этого является применение коротких униполярных импульсов (Single Flux Quantum, SFQ), генерируемых сверхпроводниковой цифровой электроникой [2, 3].

В данной работе представлено исследование цифрового управления состояниями флаксониум-кубита с использованием униполярных последовательностей пикосекундных SFQ-импульсов. Ранее этот подход был успешно опробован на трансмонных кубитах, где использовались как регулярные последовательности SFQ-импульсов, синхронизированные с периодом колебаний кубита [2, 3], так и оптимизационные протоколы подбора импульсов на высокой тактовой частоте [4]. Собственная частота флаксониум-кубитов (~100–500 МГц) на порядок меньше типичных частот трансмонов. Это делает метод регулярных SFQ-последовательностей неприемлемым из-за слишком большого времени выполнения однокубитных операций (сотни наносекунд). Кроме того, во флаксониум-кубите существует асимметрия между зарядовыми и потоковыми степенями свободы из-за специфики волновых функций в двухъямном потенциале [1]. С учетом данных особенностей, первоначально нами был предложен протокол управления на основе регулярных подпоследовательностей из N SFQ-импульсов магнитного потока, действующих на частоте высокочастотного генератора (~ нескольких десятков ГГц), которые повторяются на каждом периоде колебаний кубита для совершения требуемой операции. Было установлено, что характер утечек из вычислительного подпространства существенно зависит не только от выбора канала управления (зарядного или потокового), но и от числа SFQ-импульсов, приходящихся на один период кубита. При реализации квантового гейта (например, NOT) во флаксониуме, который представляет собой многоуровневую квантовую систему, возникает несколько основных типов ошибок, которые могут снижать точность (fidelity) операции. Для достижения точности выше 99,99% необходимо контролировать каждый из них: 1) заселение уровней вне вычислительного подпространства (данные ошибки напрямую зависят от амплитуды SFQ импульсов и величин матричных элементов оператора воздействия между вычислительными и невычислительными уровнями); 2) ошибки направления оси вращения, которые возникают из-за неидеального соотношения между амплитудой управления, частотой кубита и тактовой частотой генератора SFQ-импульсов; 3) ошибки угла поворота, которые связаны с неточным расчетом количества импульсов или их эффективной площади. Теоретически для заданных параметров управления была произведена оценка количества импульсов в подпоследовательности и угла поворота состояний на одном периоде колебаний кубита, а также представлен метод нахождения требуемого числа циклов повторений подпоследовательности. Аналитически проанализированы процессы управления, найдены оптимальные параметры последовательностей импульсов для минимизации возникающих ошибок, описанных выше. Аналитические результаты были подтверждены численным расчетом флаксониум-кубита в многоуровневом приближении, и рассчитана точность операции NOT на основе метрики точности (fidelity). Найдены оптимальные значения SFQ (амплитуды, длительности) и частоты генератора для совершения высокоточных квантовых операций более 99,99%. Показано, что длительность операции, например NOT, составляет порядка 70 нс. Далее был предложен протокол на основе комбинированного потоково-зарядового управления, где каждую четверть периода вращения кубита подаются SFQ-последовательности импульсов. При этом для потокового канала на первой половине периода вращения кубита импульсы положительной полярности, а во второй половине – отрицательной полярности, а для зарядового канала происходит сдвиг последовательностей импульсов на четверть периода относительно потокового управления. Благодаря этому способу управления удалось сократить длительность операции NOT до 25 нс при сохранении критерия точности операции в 99,99%.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-19-00057.

1. D. A. Rower, L. Ding, H. Zhang et al. // PRX QUANTUM. 2024. V. 5. P. 040342.
2. E. Leonard, Jr., M. A. Beck, J. Nelson et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. P. 014009.
3. C.H. Liu, A. Ballard, D. Olaya et al. // PRX Quantum. 2023. V. 4. P. 030310.
4. V. Vozhakov, M. V. Bastrakova, N. V. Klenov et al. // Quantum Science and Technology. 2023. V. 8, № 3. P. 35024.

Краевой фотогальванический эффект в бесстолкновительном газе электронов

А. А. Беспалов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*bespalov@ipmras.ru

Поверхностный, или краевой фотогальванический эффект состоит в возбуждении постоянного тока переменным электромагнитным полем вблизи границы вещества с вакуумом. В ряде современных экспериментов по исследованию этого эффекта в твёрдых телах [1, 2, 3] поверхностный ток возбуждался фемтосекундными лазерными импульсами, длительность которых может быть короче времени свободного пробега электронов. В связи с этим актуальны теоретические исследования краевого фотогальванического эффекта в бесстолкновительном режиме.

В работе исследована генерация постоянного краевого тока излучением в тонкой металлической пластине и в двумерном электронном газе – см. рис. 1, *а* и 1, *б* соответственно [4]. Предполагается, что электромагнитная волна падает по нормали на газ электронов и просвечивает его – металлическая пластина достаточно тонкая. Электронный газ вырожденный и бесстолкновительный. Квадратичный по полю краевой (поверхностный) ток рассчитан в рамках двух микроскопических подходов, основанных на одночастичном уравнении Шрёдингера и кинетическом уравнении Больцмана. Оба подхода дают одинаковые ненулевые значения интегрального краевого тока для излучения с эллиптической поляризацией. Полный краевой ток в случае линейно поляризованной волны равен нулю – в этом состоит основное отличие от ситуации, когда существенны процессы рассеяния электронов [5]. Рассчитаны также пространственные профили постоянного тока. Показано, что его плотность спадает степенным образом при удалении от края полуплоскости или полубесконечной пластины, содержащей газ. Показатель степени зависит от размерности системы и получается разным для двух упомянутых подходов. Кроме того, плотность тока осциллирует в пространстве с периодом, равным произведению скорости Ферми на период колебаний поля излучения $2\pi/\omega$.

Рассчитан также интегральный постоянный краевой ток в тонкой сверхпроводящей пластине (рис. 1, *а*) в приближении нестационарных уравнений Боголюбова – де Жена. Профиль параметра порядка предполагался однородным, так что уравнение самосогласования удовлетворяется вдали от границы металла. Обнаружено, что интегральный ток расходится в пределе медленного включения поля, если квант излучения $\hbar\omega$ равен удвоенной сверхпроводящей щели. Кроме того, наблюдается ненулевой отклик на линейно поляризованное излучение, если $\hbar\omega$ превышает удвоенную сверхпроводящую щель.

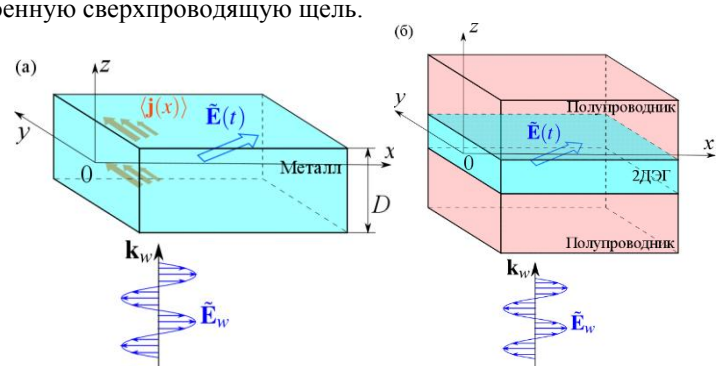


Рис. 1. Тонкая металлическая пластина (*а*) и двумерный электронный газ (2ДЭГ, *б*), на которые по нормали падает электромагнитная волна с волновым вектором $\mathbf{k}_w$

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00042.

1. Г. М. Михеев, В. Я. Когай, Р. Г. Зонов и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109, № 11. С. 739–745.
2. G. M. Mikheev, V. Ya. Kogai, T. N. Mogileva et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115, No. 6. Art. no. 061101.
3. A. E. Fateev, T. N. Mogileva, V. Ya. Kogai et al. // Appl. Sci. 2022. V. 12, No. 14. Art. no. 6869.
4. А. А. Беспалов // Изв. вузов. Радиофизика. 2024. Т. 67. С. 620.
5. M. V. Durnev and S. A. Tarasenko // Phys. Status Solidi B. 2021. V. 258. P. 2000291.

Магнон-поляритоны в S/F/I/F/S- и S/AF/S-гетероструктурах

А. М. Бобков[1]*, В. М. Гордеева[1], И. В. Бобкова[1], Г. А. Бобков[1], Yanmeng Lei[2], Xiyin Ye[2], Tao Yu[2]

[1] Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)», Долгопрудный, Россия
[2] School of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, China
*ambobkov@mail.ru

Доклад посвящён исследованию ультрасильной связи в гибридных гетероструктурах сверхпроводник/магнетик. В системе сверхпроводник-ферромагнетик-диэлектрик-ферромагнетик-сверхпроводник (S/F/I/F/S) токи Мейснера в сверхпроводящих обкладках многократно усиливают дипольные поля магнонов, что приводит к возникновению ультрасильного магнон-магнонного взаимодействия между пространственно разделёнными ферромагнетиками [1]. Это взаимодействие, достигающее десятков ГГц, не только сравнимо с собственной частотой магнонов, но и обладает анизотропией, которая противоположна анизотропии магнон-фотонной связи с модой Свихарта, известной для структур с одним ферромагнетиком (S/F/S) [2, 3], что позволяет чётко разделить эти два эффекта. В S/F/I/F/S-системе две магнонные моды (акустическая и оптическая) демонстрируют различную связь с фотоном: в симметричном случае оптическая мода остаётся «тёмной», в то время как акустическая формирует поляритоны. Температурная зависимость связи открывает перспективу эффективной настройки волнового числа магнонных возбуждений.

Другая рассматриваемая система – сверхпроводник-антиферромагнетик-сверхпроводник (S/AF/S) – позволяет достичь ультрасильной магнон-фотонной связи уже в терагерцовом диапазоне [4]. Ключевой особенностью здесь является управляемость связи внешним магнитным полем: при нулевом поле фотон связывается лишь с одной магнонной модой, а при включении поля в гибридизацию вступают обе антиферромагнитные моды. Константа связи достигает ~100 ГГц (~10% от резонансной частоты), что соответствует границе ультрасильного режима. Возникающие магнон-поляритоны обладают рядом выдающихся свойств: ненулевым настраиваемым спином, рекордно высокой групповой скоростью (до долей скорости света) и низким затуханием. Эти характеристики делают их чрезвычайно перспективными для создания быстрых и энергоэффективных устройств терагерцовой спинтроники и квантовых технологий.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2025-010.

1. V. M. Gordeeva, G. A. Bobkov, A. M. Bobkov, I. V. Bobkova and Tao Yu, Phys. Rev. B **111**, 214520 (2025).
2. M. Silaev, Phys. Rev. B **107**, L180503 (2023).
3. Z. Qiu, X.-H. Zhou, H. Wang, G. Yang, and T. Yu, Phys. Rev. B **110**, 184403 (2024).
4. V. M. Gordeeva, Yanmeng Lei, Xiyin Ye, G. A. Bobkov, A. M. Bobkov, Tao Yu, I. V. Bobkova, arxiv:2510.24264.

Электрическое управление эффектами близости в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах сверхпроводник/магнетик

И. В. Бобкова[1]*, Г. А. Бобков[1], А. М. Бобков[1], А. С. Яновская[1], Д. С. Рабинович[2], М. М. Отроков[3]

[1] Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)», Долгопрудный, Россия
[2] Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий (РКЦ), Сколково, Россия
[3] INMA, Zaragoza, Spain
*ivbobkova@mail.ru

Появление двумерных материалов создало беспрецедентные возможности для проектирования гетероструктур с заданными свойствами. Во многих случаях ключевую роль играют эффекты близости – наномасштабное проникновение электронных корреляций из одного материала в другой. В ван-дер-ваальсовых (vdW) гетероструктурах области, занятые эффектом близости, могут занимать весь объём системы.

В докладе обсуждаются специфичные для vdW-гетероструктур сверхпроводник/ферромагнетик (S/F) особенности магнитного эффекта близости, т. е. возникновения триплетных корреляций и подавления сверхпроводимости под действием обменного поля ферромагнетика. Показано, что эти эффекты определяются степенью гибридизации электронных спектров исходных материалов. Степень гибридизации можно управляемо изменять, варьируя относительное положение уровней Ферми с помощью затворного потенциала, что позволяет включать/выключать сверхпроводимость в таких структурах [1, 2], перестраивать электронную плотность состояний [2], контролировать величину и направление бездиссипативного транспортного спинового тока [3], контролируемо получать и переключать прямой, обратный и триплетный спин-вентильный эффекты, а также плавно изменять характер температурной зависимости сверхпроводящего параметра порядка от стандартного температурного подавления БКШ до получения бистабильных состояний и возникновения сверхпроводимости при конечных температурах. Кроме того, для джозефсоновского контакта через двухслойных vdW-магнетик продемонстрированы электрически контролируемые 0-π переходы, которые являются следствием появления в области слабой связи индуцированных напряжением затвора куперовских пар с ненулевым импульсом [4].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00152.

1. G. A. Bobkov, K. A. Bokai, M. M. Otrokov, A. M. Bobkov, I. V. Bobkova, Phys. Rev. Materials **8**, 104801 (2024).
2. A. S. Ianovskaia, G. A. Bobkov, A. M. Bobkov, and I. V. Bobkova, Phys. Rev. B **110**, 214503 (2024).
3. G. A. Bobkov, A. M. Bobkov, I. V. Bobkova, Phys. Rev. B **110,** 104506 (2024).
4. G. A. Bobkov, D. S. Rabinovich, A. M. Bobkov, and I. V. Bobkova, Phys. Rev. B **111**, 024506 (2025).

Нелинейная кинетическая индуктивность сверхпроводников конечной ширины

А. В. Бодягин[1]*, Д. Ю. Водолазов[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Центр перспективных методов мезофизики и нанотехнологий, Московский физико-технический институт, 141700, Долгопрудный, Россия
*antonbodyagin@mail.ru

Известно, что в узких сверхпроводящих полосках кинетическая индуктивность L_k расходится при приближении к току распаривания. Эффект связан с зависимостью плотности сверхпроводящих электронов от сверхскорости и однородным распределением плотности тока по ширине полоски. Мы обнаружили, что зависимость $L_k(I)$ обладает близкими нелинейными свойствами и в достаточно широкой полоске с шириной $w <\sim w_c$, когда ток распределен неоднородно по ширине. Интересно, что при $w <\sim w_c$ происходит смена механизма неустойчивости токового безвихревого состояния сверхпроводника. Так при $w > w_c$ переход в резистивное состояние при $I > I_c$ связан со входом цепочек вихрей и антивихрей с противоположных краев сверхпроводника, тогда как при $w < w_c$ реализуется однородное по длине образца подавление сверхпроводящего параметра порядка.

Работа поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Аномальное металлическое состояние в сверхпроводящих Mo-C нанокомпозитах

А. Д. Божко*, В. В. Глушков

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991
*bozhko@lt.gpi.ru

Металл-углеродные нанокомпозиты демонстрируют перспективы практических применений в качестве сенсоров с уникальной комбинацией защитных, оптических и электрофизических свойств [1]. Кроме того, этим наногранулированным средам присущ чрезвычайно сильный беспорядок, обусловленный аморфным характером углеродной фазы, что стимулирует фундаментальный интерес к изучению влияния беспорядка на параметры сверхпроводящего состояния и механизмы зарядового транспорта в этих материалах [2].

В работе исследован электронный транспорт в нормальном состоянии в сверхпроводящих молибден-углеродных нанокомпозитах в диапазоне концентраций молибдена 0,16–0,30 при температурах 1,6–300 К. Тонкие пленки Mo-C нанокомпозитов, осаждаемые на диэлектрические ситалловые подложки в гибридном технологическом процессе [3], представляют собой неупорядоченную наногранулированную среду, характеризующуюся средним размером проводящих гранул 1,1 ± 0.5 нм [4].

Проводимость нанокомпозитов в исследованном диапазоне концентраций молибдена уменьшается при уменьшении температуры и характеризуется поведением, близким к степенному (рис. 1). Параметры температурных зависимостей проводимости существенным образом зависят от концентрации металла. Зависимости производной проводимости нанокомпозитов от температуры позволяют выделить тонкую структуру $\sigma(T)$ (вставка на рис. 1). Для всех нанокомпозитов, исследованных в работе, характерно существование двух температурных интервалов с различным поведением проводимости, граница между которыми находится в интервале 20–25 К и практически не зависит от концентрации металла.

Энергетический масштаб, обусловленный наличием характерной температуры электронного транспорта, учитывается экспоненциальным членом вида $\sigma(T) \sim \exp(-T/T_0)$. Результаты аппроксимации экспериментальных зависимостей $\sigma(T)$ показаны на вставке к рис. 1 на зависимости $d\sigma(T)/dT$. Подгоночный параметр T_0 соответствует температуре кроссовера проводимости с одного участка на другой и составляет величину около 17 К, слабо зависящую от концентрации молибдена.

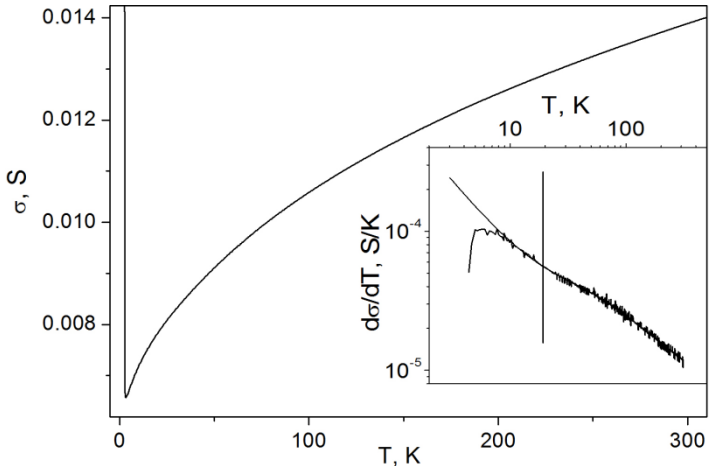


Рис. 1. Зависимость проводимости Mo-C нанокомпозита с концентрацией металла 0,19 от температуры. На вставке – зависимость производной проводимости нанокомпозита $d\sigma(T)/dT$ от температуры и результат аппроксимации температурной зависимости проводимости. Вертикальной линией обозначена граница между двумя температурными интервалами. Отклонение аппроксимационной кривой от экспериментальной при $T < 8$ К связано с появлением сверхпроводящей фазы

Обнаруженные особенности проводимости молибден-углеродных нанокомпозитов в нормальном состоянии позволяют обсуждать характер электронного транспорта в этих материалах в терминах аномального металлического состояния, которое в настоящее время является объектом активных исследований [5].

1. P. Kannan and G. Moduraiveeran // Curr. Med. Chem. 2024. V. 31. P. 3870–3881.
2. I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, K. B. Efetov // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 79. P. 469–518.
3. B. F. Dorfman // Thin Solid Films. 1998. V. 330. P. 76–82.
4. A. D. Bozhko // Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics. 2016. V. 7(1). P. 169–174.
5. A. Kapitulnik, S. A. Kivelson and B. Spivak // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. P. 011002-1–25.

Практическая реализация сверхпроводникового сигма-нейрона

В. В. Больгинов[1]*, Н. С. Шуравин[1], Л. Н. Карелина[1], Ф. А. Разорёнов[1,2], Е. Н. Жардецкий[3], И. Е. Тарасова[1,2,4], А. С. Ионин[1,2,4]

[1]Институт физики твёрдого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
[2]Московский физико-технический институт, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, 141701
[3]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
[4]ООО “СП “Квант”, 121205 Москва
*bolg@issp.ac.ru

Нами был проведён успешный эксперимент по реализации сверхпроводникового сигма-нейрона: одноконтактного джозефсоновского интерферометра, шунтированного дополнительной индуктивностью. Основным свойством искусственного нейрона является передаточная функция (ПФ): зависимость выходного сигнала от входного. В случае сигма-нейрона ПФ должна аппроксимироваться сигмоидальной зависимостью для дальнейшего использования в нейронных сетях типа «персептрон». Входной и выходной сигналы представляли собой магнитные потоки, локализованные в специально предназначенных элементах. Сложность проектирования таких образцов связана с чувствительностью формы ПФ к индуктивностям его составных частей: необходимая (сигмоидальная) форма передаточной функции достигается лишь при определённых значениях, включая эффективную индуктивность контакта Джозефсона.

Исследованные образцы представляли собой многослойные тонкопленочные структуры, сформированные над сверхпроводящим экраном. При проектировании были опробованы ранее предлагавшиеся меры подавления прямого взаимодействия задающего и регистрирующего элементов, искажающего форму измеряемой ПФ. Успешность проведённого эксперимента во многом определялась использованием уникального научно-технологического комплекса «Криоинтеграл» [1], а также программы вычисления (экстракции) индуктивностей wxLL [2], вычисляющей погонную индуктивность полосковых линий для заданного поперечного сечения образца. Подстановка расчётных значений в теоретические формулы обеспечивает хорошую аппроксимацию экспериментальных кривых почти без подгоночных параметров, подтверждая наличие широких технологических, вычислительных и теоретических возможностей для реализации в будущем нейроморфных устройств обработки информации.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-00053. Изготовление образцов производилось в ИРЭ РАН с использованием уникальной научной установки «Криоинтеграл» (№ 352529).

1. Technological and measuring research facilities for the creating of superconducting nanosystems based on new materials. https://nanolith.ru/unu.html (accessed Sep. 16, 2025).
2. M. M. Khapaev // Superconductor Science and Technology. 1996. V. 9(9). P. 729–733.

Верхнее критическое поле тонких эпитаксиальных пленок YBCO с радиационными дефектами в области низких температур

А. В. Антонов[1], А. Н. Большаков[1]*, Д. В. Гусейнов[2], А. А. Никольская[2], А. И. Белов[2], Д. В. Мастеров[1], С. А. Павлов[1], А. Е. Парафин[1], Д. И. Тетельбаум[2], С. С. Уставщиков[1], П. А. Юнин[1, 2] и Д. А. Савинов[1, 2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950
*bolshakovandrey76@gmail.com

Температурная зависимость верхнего критического поля является одной из фундаментальных характеристик сверхпроводников. Известно, что критические параметры (*Tc, Hc2(0), jc* и др.) могут зависеть от дефектов и их распределения в образце. Кроме того, беспорядок может оказывать существенное влияние на саму форму зависимости *Hc2(T)* [1, 2]. Облучение образцов ионами различных атомов позволяет исследовать зависимость критических параметров и формы *Hc2(T)* сверхпроводника от концентрации возникающих радиационных дефектов.

В работе были проведены транспортные исследования облученной эпитаксиальной пленки YBCO в плоскости *ab* по стандартной четырехточечной схеме. Измерения проводились в замкнутой системе из двух криостатов в широком диапазоне магнитных полей до 12 Т при температурах от 1,6 К до 170 К, облучение происходило последовательно с помощью ионов гелия средних энергий. Разные дефектные состояния исследуемой пленки характеризовались значением Rn − величина продольного сопротивления при температуре 100 К.

В рамках стандартной теории для необычных сверхпроводников температурная зависимость *Hc2(T)* стремится к насыщению при $T \to 0$ [3]. Однако в ходе измерений пленки YBCO с высоким флюенсом облучения (*Rn* > 600 Ом) наблюдается расхождение с этой моделью. На рис. 1 изображена серия зависимостей *Hc2(T),* соответствующих разным значениям *Rn*. Можно заметить, что для зависимости с *Rn* = 890 Ом в области низких температур (<10 К) кривая демонстрирует аномальное поведение, отклоняясь от насыщения, что приводит к превышению значений *Hc2(0),* предсказываемых теорией [3].

Такое поведение представляет значительный научный интерес, поскольку может указывать на возможную смену типа сверхпроводящего спаривания с d на s [4, 5]. В работах по изучению железосодержащих сверхпроводников были получены схожие результаты для *Hc2(T)* [1, 2], что объяснялось влиянием высокой концентрации немагнитных примесей и наличием s± параметра порядка.

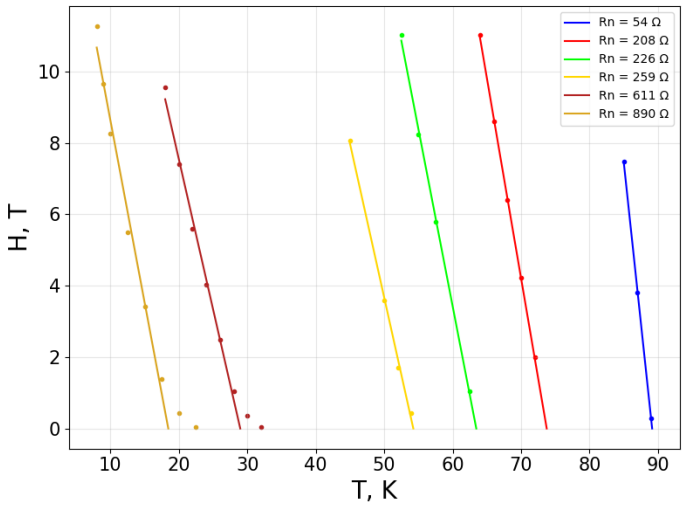


Рис. 1. Линии фазового перехода *Hc2(T)* для различных дефектных состояний пленки

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-22-00204, https://rscf.ru/project/25-22-00204/.

1. A. Gurevich et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 012504.
2. F. Hunte et al. // Nature. 2008. V. 453. P. 903–905.
3. Y. Sun, K. Maki // Phys. Rev. B. 1993. V. 47. P. 9111–9114.
4. A. Keles, A. V. Andreev, B. Z. Spivak, S. A. Kivelson // J. Exp. Theor. Phys. 2014. V. 119. P. 1109–1114.
5. A. Gurevich // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. P. 184515.

Квазичастичные состояния в сверхпроводящем вихре в гетероструктуре сверхпроводник/киральный ферромагнетик, в том числе в присутствии скирмиона

А. С. Слободской, С. С. Апостолов, И. С. Бурмистров*

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова, д. 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432
*burmi@itp.ac.ru

В последнее время имеется устойчивый интерес к квазичастичным состояниям в сверхпроводящих вихрях, в том числе на уровне Ферми [1]. В последнем случае такие квазичастичные состояния называют майорановскими. Одной из предложений по реализации таких майорановских состояний является гетероструктура сверхпроводник/киральный ферромагнетик, в ферромагнитном слое которой реализуется скирмион. В нашей работе мы исследуем такую систему и показываем, что для реализации майорановских состояний требуется не только учет неоднородного зеемановского поля, создаваемого скирмионом и действующего на квазичастицы в сверхпроводящем вихре, но и обязательно учет спин-орбитального расщепления. Именно оно в конечном итоге приводит к существованию майорановского состояния, локализованного на коре вихря.

В работе изучается спектр квазичастичных состояний для нескольких случаев: однородная намагниченность в ферромагнитной пленке, неоднородная намагниченность, отвечающая скирмиону соосно расположенному с вихрем, и неоднородная намагниченность, отвечающая скирмиону, сдвинутому относительно центра вихря. При этом, как уже было указано, спин-орбитальное расщепление всегда учитывается.

С помощью численного решения уравнений Боголюбова – де Жена, а также квазиклассического метода, проанализирован спектр квазичастиц во всех указанных случаях. Интересно, что даже в задаче об одном сверхпроводящем вихре удалось получить новые результаты про спектр локализованных квазичастичных состояний, имеющих энергию, близкую к энергии сверхпроводящей щели.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00357.

1. С. С. Апостолов, Е. С. Андрияхина, И. С. Бурмистров // Успехи Физ. Наук. 2025. Т. 195. С. 1157–1178.

Эффекты беспорядка в гибридных структурах сверхпроводник-альтермагнетик: теория Узаделя

М. М. Васякин[1,2]*, А. С. Мельников[1,3]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2]Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432
[3]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*vasiakin.mm@phystech.su

В данной работе мы исследовали влияние беспорядка на гибридные системы сверхпроводник-альтермагнетик в так называемом грязном пределе, т. е. в пределе, когда беспорядок достаточно сильный, и обратное время свободного пробега было много больше сверхпроводящей щели.

В качестве модельной системы рассмотрен бислой, состоящий из альтермагнитного изолятора и тонкой сверхпроводящей пленки, нанесенной на его поверхность. Сверхпроводимость в пленке предполагалась стандартной s-волновой. Альтермагнитное обменное поле было ортогонально плоскости слоев и зависело только от проекции импульса электрона на плоскость слоев. Общий вид обменного поля $\vec{h} = \vec{e}_z h(\phi)$, где ϕ – полярный угол импульса электрона, $h(\phi)$ содержит только четные гармоники и $\langle h(\phi)\rangle = 0$, $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по углу. Для учета беспорядка используется стандартный дельта-коррелированный потенциал.

В рамках теории Горькова выведено уравнение Узаделя для описания квазиклассических эффектов в грязном пределе. Оказалось, что в грязном пределе эффект альтермагнитного обменного поля аналогичен влиянию слабых парамагнитных примесей с легкой осью, направленной по вектору Нееля альтермагнетика. Время переворота спина электрона дается формулой $\tau_s = (\tau\langle h^2(\phi)\rangle)^{-1}$, где τ – время свободного пробега между рассеянием на немагнитных примесях. Данный эффект может быть объяснен с помощью аналогии с механизмом спиновой релаксации Дьяконова – Переля. В грязном пределе импульс электрона случайным образом меняет направление, а т. к. обменное поле зависит от направления импульса, то электрон эффективно движется в случайном обменном поле. Таким образом прецессия электрона будет иметь диффузный характер, а оценка времени переворота спина даст $\tau_s \sim (\tau h^2)^{-1}$.

Полученный результат об эффективных магнитных примесях имеет несколько следствий. Во-первых, согласно теории Абрикосова – Горькова при определенной амплитуде обменного поля будет наблюдаться бесщелевая сверхпроводимость. Во-вторых, одноосная анизотропия эффективных магнитных примесей приведет к соответствующей анизотропии парамагнитной восприимчивости бислоя. Наиболее интересная картина наблюдается при открытой щели в плотности состояний. Если внешнее магнитное поле параллельно вектору Нееля, то качественное поведение Disorder effects in superconductor-altermagnet hybrid structures: Usadel theoryвосприимчивости аналогично случаю стандартного сверхпроводника, например, восприимчивость обращается в нуль при нуле температур (см. рис. 1, *b*). Если же внешнее поле ортогонально вектору Нееля, то поведение восприимчивости существенно отличается от стандартного, например, восприимчивость выходит на конечную ненулевую величину при понижении температуры (см. рис. 1, *a*). Данная анизотропия может быть наблюдаться в том числе при измерении сдвига Найта в экспериментах по ядерному магнитному резонансу.

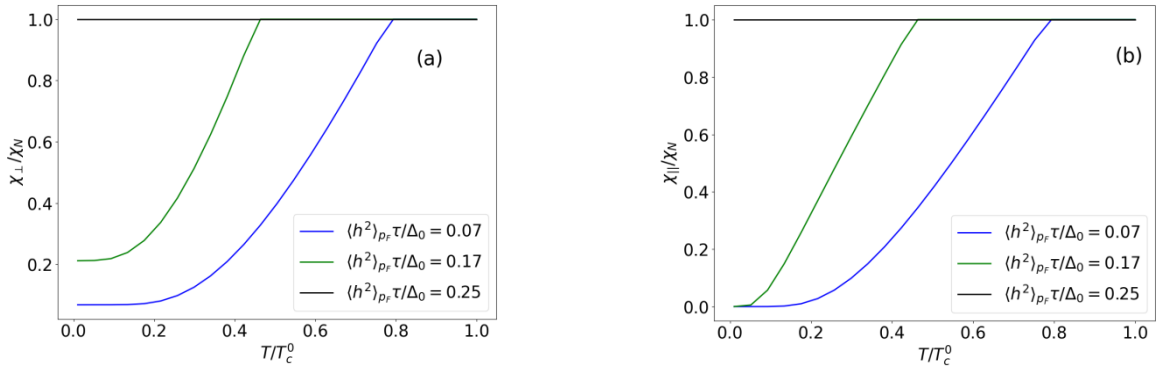


Рис. 1. Парамагнитная восприимчивость для магнитного поля, ортогонального вектору Нееля $\chi_\perp$ как функция температуры T, для разных амплитуд обменного поля (*a*); *b* – парамагнитная восприимчивость для магнитного поля, параллельная вектору Нееля $\chi_\parallel$ как функция температуры T, для разных амплитуд обменного поля

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00042.

Внутренняя структура и особенности пиннинга вихрей Абрикосова в сверхпроводнике PrFeAs(O,F)

В. А. Власенко[1]*, А. В. Садаков[1], А. Ю. Левахова[1], И. В. Жувагин[1], А. С. Усольцев[1], А. Ю. Цветков[1], В. А. Прудкогляд[1], Н. Д. Жигадло[2]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия
[2]Laboratory for Solid State Physics, ETH Zurich, CH-8093 Zurich, Switzerland
*vlasenkova@lebedev.ru

ВТСП-материалы (высокотемпературные сверхпроводники) активно применяются в высоких и сверхвысоких магнитных полях. Причем свойства материала в таких условиях неразрывно связаны с силой удержания вихрей Абрикосова на дефектах структуры, или пиннингом. Следовательно, всестороннее изучение механизмов пиннинга, в сочетании с детальным исследованием внутренней природы пиннинговых центров, имеет принципиальное значение в практическом применении сверхпроводников.

В данной работе всесторонне исследовались особенности физики вихрей Абрикосова и связь структуры дефектов в кристалле PrFeAs(O,F). Проведены систематические экспериментальные исследования плотности критического поля как функции температуры, напряженности магнитного поля и ее анизотропии в полях до 19 Тл. Подробно исследован фазовый переход типа вихревая жидкость – вихревое стекло в приближении флуктуационной модели [1]. Дополнительно исследована внутренняя структура на просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ) для исследования связи между пиннингом и дефектами в системе.

На рис. 1 представлен график температурной зависимости сопротивления кристалла PrFeAs(O,F) от температуры в приложенном внешнем магнитном поле до 19 Тл в координатах Аррениуса. Согласно полученным экспериментальным данным и аппроксимацией теоретическими моделями [2, 3] было показано, что сильный пиннинг вихрей Абрикосова в основном обусловлен точечными дефектами вакансий на позиции O/F с плотностью дефектов порядка 0,6 на элементарную ячейку [4]. Обнаружен и исследован фазовый переход типа вихревая жидкость – вихревое твердое состояние. Оценка величины анизотропии верхнего критического поля в PrFeAs(O,F) составляет порядка 3. При обобщении полученных магнитотранспортных данных была построена фазовая диаграмма в двух ориентациях магнитного поля.

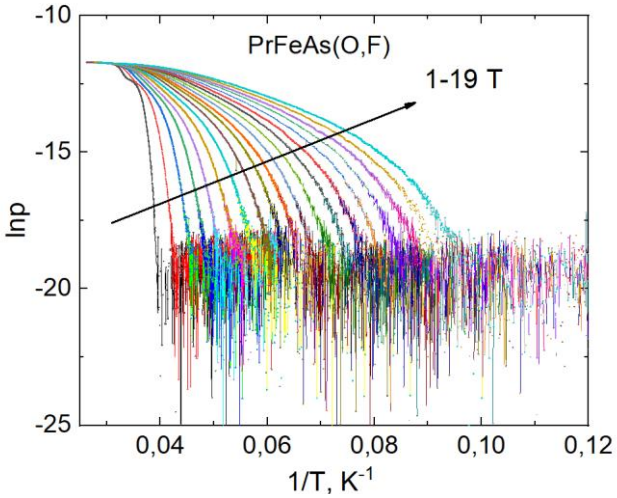


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления в координатах Аррениуса в полях до 19 Тл

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10109.

1. H. Danared, M. Eshraqi and M. Jensen // Proceedings of HB-2016. 2016. P. 6–8.
2. D. Dew-Hughes // Philosophical Magazine. 1974. V. 30, no. 2. P. 293–305.1
3. G. Blatter et al. // Reviews of modern physics. 1994. V. 66, no. 4. P. 1125.
4. A. V. Sadakov et al. // Physical Review Materials. 2025. V. 9, no. 10. P. 104801.

Осцилляции критического тока и знакопеременный диодный эффект в SNS-джозефсоновском контакте, находящемся в параллельном магнитном поле

Д. Ю. Водолазов[1,2]*, К. Б. Полевой[2], А. А. Елистратова[2], С. В. Бакурский[2], В. С. Столяров[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Центр перспективных методов мезофизики и нанотехнологий Московского физико-технического института, Долгопрудный, Московская обл., 141700
*vodolazov@ipmras.ru

Теоретически показано (в рамках модели Гинзбурга – Ландау), что критический ток SNS-джозефсоновского контакта осциллирует при приложении магнитного поля, *параллельного* плоскости контакта. Эффект связан со входом вихрей в N-слой, находящийся в *берегах* SNS-контакта, и влиянием вошедших вихрей на параметр порядка вблизи нормальной связи. Мы также обнаружили в данной системе диодный эффект, который меняет знак при изменении магнитного поля. Предсказанные эффекты были подтверждены в эксперименте на Nb/Al/Nb и Nb/Au/Nb джозефсоновских контактах.

Работа в области теоретических исследований выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-30004.

Частотная и фазовая стабилизация излучения массива Nb-NbSi-Nb джозефсоновских контактов

М. А. Галин[1]*, М. Ю. Левичев[1], С. И. Приползин[1], Л. С. Ревин[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, дер. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603155
*galin@ipmras.ru

Массивы джозефсоновских контактов являются перспективными генераторами миллиметрового и терагерцового диапазона волн [1]. Связь между контактами в массиве обычно осуществляется через возбуждаемую ими общую электромагнитную моду, при этом контакты должны быть синхронизованы для генерации мощности, достаточной для практического применения. Кроме повышения мощности, синхронизация контактов приводит также к сужению спектральной линии, и чем больше число контактов N в массиве, тем у́же эта линия [2]. Таким образом, массивы с довольно большим N могут иметь довольно узкую спектральную линию генерации, которая может быть дополнительно стабилизирована и обужена путём применения системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Это открывает возможности для применения массива в спектроскопии, например, в качестве гетеродина приёмника.

В работе [3] впервые удалось реализовать режим ФАПЧ для массива джозефсоновских контактов, основанных на ниобии. Массив содержал 350 Nb-Al/AlN-NbN контактов, встроенных в копланарную линию. Массив рассматривался как альтернатива распределённому джозефсоновскому туннельному переходу, используемому в качестве гетеродина в сверхпроводниковом интегральном приёмнике. В настоящей работе продемонстрирована стабилизация спектральной линии с помощью системы ФАПЧ для массива Nb-NbSi-Nb контактов.

Массив состоит из 9996 Nb-NbSi-Nb джозефсоновских контактов, выращенных на кремниевой подложке размером 10×10×0,38 мм. Контакты распределены по 7 одинаковым секциям, каждая из которых представляет собой 3 прямые полосковые линии, содержащие по 476 контактов. Все контакты в массиве соединены последовательно. Массив помещался в сосуд Дьюара с жидким гелием, излучение выводилось наружу по волноводному тракту. Более подробное описание топологии массива и схемы вывода джозефсоновского излучения представлено в работах [4, 5].

Для исследования спектра использовался супергетеродинный приёмник на основе полупроводникового смесителя. Опорным генератором для системы ФАПЧ являлся синтезатор частот на основе кварцевого генератора. Рабочая точка на вольт-амперной характеристике массива была выбрана на первой ступени тока (рис. 1, *a*). Напряжение в рабочей точке 2,86 В, что соответствует усреднённой по массиву джозефсоновской частоте 138,4 ГГц. В режиме частотной стабилизации ширина линии составляет 100 кГц при отношении сигнал/шум 45 дБ (рис. 1, *b*). Это значение является естественной шириной линии генерации данного массива. Спектральная линия в режиме фазовой стабилизации показана на рис. 1, *c*.

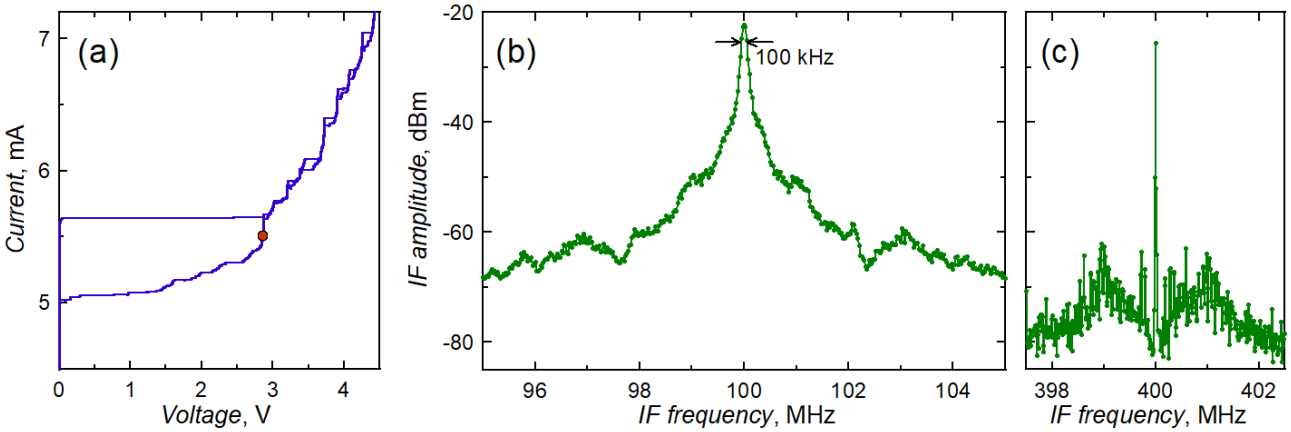


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика массива (*a*). Кружком отмечена рабочая точка, в которой проводились спектральные измерения. Спектральная линия джозефсоновского излучения (*b*) в режиме частотной стабилизации. Частота гетеродина составляла 138,778 ГГц, частотное разрешение анализатора спектра 10 кГц. Ширина линии рассчитана на расстоянии 1/2 от максимума. (*c*) – спектральная линия джозефсоновского излучения в режиме фазовой стабилизации. Частота гетеродина 138,304 ГГц, частотное разрешение анализатора спектра 3 кГц. Этому же значению соответствует ширина линии

1. M. Darula, T. Doderer and S. Beuven // Supercond. Sci. Technol. 1999. V. 12. P. R1–R25.
2. A. K. Jain, K. K. Likharev, J. J. Lukens and J. J. Sauvageau // Phys. Rep. 1984. V. 109. P. 309–426.
3. Ф. В. Хан, Л. В. Филиппенко, А. Б. Ермаков и др. // УФН. 2025. Т. 195. С. 621–634.
4. М. А. Галин, Л. С. Ревин, А. В. Самарцев и др. // ЖТФ. 2024. Т. 94. С. 1044–1052.
5. М. А. Галин, А. И. Елькина, М. Ю. Левичев и др. // Журнал радиоэлектроники. 2025. № 2.

Особенности эффекта многократного андреевского отражения в гибридных планарных S-N/F-S структурах

Т. Е. Голикова[1]*, И. А. Нажесткин[2], Д. А. Клишев[2], И. Е. Батов[1], В. В. Рязанов[1,2]

[1]Институт физики твердого тела РАН, ул. Акад. Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
*golt2@list.ru

Использование сверхпроводящих и ферромагнитных материалов в гибридных мезоскопических наноструктурах открывает возможности для разработки устройств новой перспективной области – сверхпроводящей спинтроники. Однако ввиду довольно короткой длины затухания сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике (ξ_F ~1 нм даже в случае слабых ферромагнитных сплавов) изготовление SFS-структур технологически затруднено, поэтому в теоретической работе [1] было предложено использование дополнительного слоя нормального металла N и, таким образом, рассмотрение всей гибридной N/F-системы с существенно более слабым эффективным обменным полем h_{eff} , что позволило изготовить планарные наноструктуры S-N/F-S и наблюдать на них сверхпроводящий критический ток [2, 3].

Ещё одним когерентным эффектом является многократное андреевское отражение [4, 5], характерное для SNS-структур и не наблюдавшееся ранее на SFS-структурах. Оно связано с появлением ряда особенностей на вольт-амперных характеристиках при напряжениях $V = 2\Delta/en$, где Δ – сверхпроводящая щель, e – заряд электрона и n – целое число. Наш подход, основанный на использовании N/F-бислоёв в качестве слабой связи, позволил экспериментально обнаружить особенности в дифференциальном сопротивлении, связанные с эффектом многократного андреевского отражения в гибридных планарных структурах S-N/F-S (Al-Cu/Fe-Al). Более того, эти особенности оказались расщепленными на величину $\Delta V \approx 55$ мкВ (для особенности при n = 2). Поведение расщепленной особенности было подробно изучено экспериментально в зависимости от температуры и внешнего магнитного поля, параллельного ферромагнитной субмикронной полоске. При этом было обнаружено, что расщепление практически не меняется с увеличением температуры, а сама особенность ведёт себя в соответствии с температурной зависимостью сверхпроводящей щели Al согласно теории БКШ. При постепенном увеличении магнитного поля раздвоенная особенность переходит в одинарную, как показано на рис. 1, во внешнем магнитном поле, соответствующем коэрцитивному полю полоски Fe $H_c \approx 330$ Э.

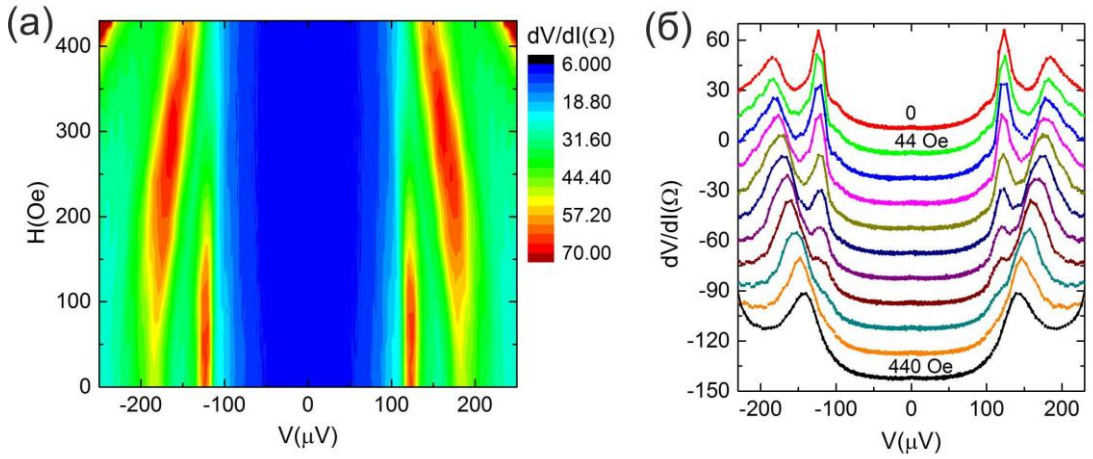


Рис. 1. Дифференциальное сопротивление dV/dI в зависимости от напряжения V при различных значениях магнитного поля H: *а* – в виде цветового графика, *б* – в виде отдельных, смещенных относительно друг друга зависимостей

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

1. T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. 214518.
2. T. E. Golikova, F. Hübler, D. Beckmann et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. 064416.
3. T. E. Golikova, M. J. Wolf, D. Beckmann et al. // Supercond. Sci. Technol. 2021. V. 34. 095001.
4. T. M. Klapwijk, G. E. Blonder, and M. Tinkham // Physica B+C. 1982. V. 109–110. 1657.
5. M. Octavio, M. Tinkham, G. E. Blonder et al. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. 6739.

Экспериментальное исследование параметров нормальных доменов при переключении NbN-нанопроводов из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно

Б. А. Гурович[1], Г. Ю. Голубев[1,*], К. Е. Приходько[1,2], Л. В. Кутузов[1], Д. А. Комаров[1], Е. М. Малиева[1], Б. В. Гончаров[1], Д. А. Гончарова[1], В. Л. Столяров[1]

[1]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, д. 1, г. Москва, 123182
[2]Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409
*golubev_GY@nrcki.ru

В последние годы в НИЦ «Курчатовский институт» проводятся работы по созданию классических логических элементов, работающих на основе сверхпроводящих нанопроводов из NbN с интегрированными в них под действием ионного облучения участками номальной фазы [1]. Переключение сверхпроводящих участков нанопроводов в нормальное состояние достигается путем локального нагрева резистивным участком соседнего нанопровода, расположенного в другом слое и отделенного слоем тонкого диэлектрика. Таким образом, в подобных устройствах реализуется бесконтактное управление переключением без гальванической связи между нанопроводами. Поскольку в разрабатываемых устройствах размер областей переключения участков нанопроводов может составлять величину ~(100–200) нм, актуальным является вопрос о размерах доменов нормальной фазы, возникающих в процессе перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное и исчезающих при обратном переходе.

Ранее было показано [2], что в процессе обратного перехода не лежащих на подложке нанопроводов в вакууме из нормального в сверхпроводящее состояние при понижении тока и его приближении к току обратного перехода резистивная область внутри провода начинает уменьшаться по длине, что позволяет удерживать тепловой баланс между джоулевым разогревом нормальной области и теплоотвода вдоль сверхпроводящего нанопровода. После достижения некоторого минимального размера теплового домена он исчезает и весь провод полностью возвращается в сверхпроводящее состояние.

В данной работе мы выполнили экспериментальные исследования параметров нормальных доменов, возникающих при $S \leftrightarrow N$ переключении нанопровода из NbN на подложке из монокристаллического Al_2O_3 при температуре 4,2 К в жидком гелии. Для проведения экспериментов была использована методика получения вольтамперных характеристик нанопроводов в режиме стабилизации напряжения. Такая методика позволяет детально исследовать поведение тепловых доменов, поскольку, во-первых, позволяет стабилизировать их состояние при фиксированном значении напряжения благодаря возможности саморегулирования, т. е. «подстройки» длины резистивной области для обеспечения нужной тепловой мощности для поддержания баланса тепла, а во-вторых, – отсутствует фактор жесткого детерминирования текущего тока, присущий методу получения ВАХ в режиме стабилизации тока, что приводит к «более грубому» изменению мощности тепловыделения в номальном домене и препятствует обнаружению набора всех возможных состояний тепловых доменов.

Из пленки NbN толщиной 5,5 нм методами электронной литографии и реактивного ионного травления были изготовлены нанопровода, геометрические параметры которых представлены в табл. 1. Путем измерения ВАХ в режиме стабилизации напряжения были получены минимальные длины тепловых доменов, также показанные в таблице.

Таблица 1. Геометрические размеры нанопроводов и полученные минимальные длины нормальных доменов

№ провода	Ширина нанопровода, нм	Длина нанопровода, нм	Минимальная длина нормального домена, нм
1	30	250	163
2	60	300	154
3	90	350	203
4	150	500	226
5	400	1000	200

Как следует из полученных результатов в табл. 1, минимальная длина нормального домена в разных нанопроводах примерно одинаковая и не зависит от ширины нанопровода, несмотря на то, что максимальные различия ширин исследованных нанопроводов составляет более порядка величины. Полученный результат показывает, что тепловая мощность на единицу площади, выделяемая в домене минимальной длины, соответствующая исчезновению теплового домена при переходе нанопровода в сверхпроводящее состояние, составляет ~0,5 пВт/нм^2 и практически не зависит от геометрических размеров нанопроводов для исследованной толщины 5,5 нм.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

1. Б. А. Гурович, К. Е. Приходько, Л. В. Кутузов и др. // ФТТ. 2022. Т. 64, № 10. С. 1390–1398.
2. M. Tinkham, J. U. Free, C. N. Lau et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 1–7.

Тонкие пленки оксида алюминия, изготовленные методом катодного распыления, в качестве разделительного диэлектрического слоя в многослойных криоэлектронных устройствах

Б. А. Гурович[1], Б. В. Гончаров[1,*], К. Е. Приходько[1,2], Л. В. Кутузов[1], Е. М. Малиева[1], Д. А. Гончарова[1], М. М. Дементьева[1], Г. Ю. Голубев[1], В. Л. Столяров[1]

[1]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, д. 1, Москва, 123182
[2]Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409
*goncharov_bv@nrcki.ru

Тонкие пленки из оксида алюминия (Al_2O_3), на данный момент являются одним из широко используемых и распространенных материалов в области сверхпроводящей электроники, из-за их высокой диэлектрической проницаемости, хорошей электрической изоляции, относительно высокой теплопроводности при низких температурах; они также являются хорошим защитным слоем, предовращающим окисление функциональных слоев.

Наиболее распростаненными методами изготовления таких пленок являются послоевое атомное осаждение (ALD) и магнетронное распыление; реже используются методики химического осаждения из газовой фазы (CVD) и импульсного лазерного осаждения (PLD) [1–3]. Основными недостатками для метода ALD являются возможное загрязнение пленок органическими остатками прекурсора и дороговизна. Для магнетронного напыления недостатком является относительная технологическая сложность в подборе оптимальных параметров напыления.

В настоящей работе описана методика изготовления пленок Al_2O_3 толщиной 2–25 нм, методом катодного распыления с использованием ячейки Пеннинга. В качестве положек использовался монокристаллический кремний, а также сапфир. Напыление производилось при комнатной температуре подложек путем распыления алюминиевых мишеней. В качестве рабочего газа использовался криптон, в качестве реактивного – кислород. Рабочее давление составляло $5{,}2 \cdot 10^{-5}$ Торр. Скорость напыления составила ~1 нм/мин.

Для пленок было проведено измерение пробойного напряжения, результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1. Значения пробойного напряжения для пленок Al_2O_3 различной толщины на подложке из кремния

Толщина, нм	$U_{пр}$, В
2	1,7
5	5
10	9
15	14
20	18
25	24

Исследование пленок методом просвечивающей электронной микроскопии показало, что все пленки имеют аморфную структуру. Химический состав пленок близок к предельному оксиду Al_2O_3.

Тонкие пленки оксида алюминия, изготовленные методом катодного распыления, обладают относительно высокими электрофизическими характеристиками (пробойное напряжение ~1 В/нм) и могут быть использованы при изготовлении многослойных криоэлектронных устройств на основе нанопроводов из NbN, разрабатываемых в НИЦ «Курчатовский институт» [4] в качестве разделительного диэлектрического слоя либо защитного покрытия.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

1. S. M. Ho // Int. J. Chem. Sci. 2017; V. 15(2). P. 115–121.
2. P. Boryło, K. Lukaszkowicz // Vacuum. 2016. V. 131. P. 319–326.
3. K. Tadaszak, K. Nitsch et al. // Materials Science. 2012. V. 30. P. 323–328.
4. Б. А. Гурович , К. Е. Приходько // Физика твердого тела. 2022. Т. 64, В. 10. С. 1390–1398.

О природе магнитных квантовых осцилляций в высокотемпературных сверхпроводниках семейства YBaCuO

П. Д. Григорьев*

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432
*grigorev@itp.ac.ru

Наблюдение угловых (с 2003 года [1]) и квантовых (с 2007 года [2]) магнитных осцилляций (МКО) в купратах показало существование в них поверхности Ферми и продвинуло понимание их электронных свойств. Однако эти многочисленные эксперименты также вызвали ряд вопросов к теоретическому описанию этих явлений. Наблюдаемые МКО в высокотемпературных сверхпроводниках семейства YBCO, а именно $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ и $YBa_2Cu_4O_8$, имеют довольно похожий и необычный состав гармоник. Преобразование Фурье этих МКО содержит три близких равноудаленных пика при достаточно низких частотах, ~530 Т и 530 ± 90 Т в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$, что соответствует около 2% зоны Бриллюэна, причем центральный пик имеет амплитуду в ~2 раза выше, чем два пика с каждой из сторон (см., например, обзоры [3, 4] и статьи [5–7]). Общепринятое объяснение [2–9] таких квантовых осцилляций предполагает перестройку исходной большой поверхности Ферми из-за флуктуирующей волны зарядовой плотности (ВЗП). Однако это объяснение имеет ряд существенных недостатков. Например, оно предполагает также набор других близких частот МКО, которые не наблюдаются экспериментально. Кроме этого, в этой модели наблюдаемые частоты МКО должны сильно зависеть от уровня легирования, что также не наблюдается в эксперименте. Мы предложили [10, 11] альтернативную интерпретацию наблюдаемых магнитных осцилляций в YBCO, которая естественным образом объясняет наблюдаемый набор гармоник из трех близких пиков без дополнительных подгоночных параметров. Эта предлагаемая модель МКО учитывает двухслойную кристаллическую структуру YBCO и включает соответствующее расщепление электронного спектра и дисперсию электронов перпендикулярно проводящим слоям [10, 11]. При этом основная наблюдаемая частота ~530 Т соответствует величине бислойного расщепления, а не малому карману поверхности Ферми (ПФ). Частота таких «медленных» или «разностных» магнитных осцилляций соответствует удвоенной разности площадей карманов поверхности Ферми и почти не зависит от уровня легирования в согласии с экспериментом [3, 9]. Кроме того, в отличие от обычных МКО, эти «медленные» осцилляции не подавляются длинноволновой пространственной неоднородностью образца, типичной для ВТСП кристаллов и приводящей к размытию уровня Ферми вдоль образца. Поэтому они легче наблюдаются в эксперименте, что было показано в органических металлах [12], где похожие разностные осцилляции изучались нами ранее. Вероятно, похожие разностные осцилляции наблюдались и в другом семействе бислойных проводников – трителлуридах редкоземельных металлов [13, 14].

Предложенная нами интерпретация также имеет ряд вопросов. Во-первых, почему эти разностные осцилляции наблюдаются не только в магнитосопротивлении, но и в намагниченности? Это изначально не очевидно, поскольку в одноэлектронном приближении их в намагниченности быть не должно, и действительно, похожие разностные осцилляции в органических проводниках, где электронное взаимодействие не очень сильно, мы наблюдали только в сопротивлении [12]. Во-вторых, почему наблюдаемые в YBCO осцилляции довольно сильно подавляются температурой [9], что соответствует [12] обычным МКО, а не разностным. В новой работе мы показываем, что электрон-электронное взаимодействие (которое сильно в купратах) приводит к (i) возникновению разностных осцилляций не только в проводимости, но и в намагниченности, (ii) температурному затуханию разностных осцилляций. Таким образом мы снимаем главные возражения против нашей интерпретации МКО в YBCO. Если наша интерпретация МКО в YBCO оказывается верной (на данный момент существует много аргументов в ее пользу, но она пока еще не общепризнана), то это может дать новую информацию об электронной структуре ВТСП на основе YBaCuO и скорректировать информацию, полученную на основе неправильной интерпретации магнитных осцилляций в этой группе соединений.

1. N. E. Hussey, M. Abdel-Jawad, A. Carrington, A. P. Mackenzie and L. Balicas // Nature. 425, 814 (2003).
2. Nicolas Doiron-Leyraud, Cyril Proust, David LeBoeuf et al. // Nature (London) 447, 565 (2007).
3. S. E. Sebastian, N. Harrison, and G. G. Lonzarich // Rep. Prog. Phys. 75, 102501 (2012).
4. B. Vignolle, D. Vignolles, Marc-H. Julien and C. Proust // Comptes Rendus Phys. 14, 39 (2013).
5. S. E. Sebastian, N. Harrison, P. A. Goddard et al. // Phys. Rev. B 81, 214524 (2010).
6. S. E. Sebastian, N. Harrison, Ruixing Liang, D. A. Bonn et al. // Phys. Rev. Lett. 108, 196403 (2012).
7. S. E. Sebastian, N. Harrison, F. F. Balakirev, M. M. Altarawneh, P. A. Goddard et al. // Nature 511, 61 (2014).
8. S. E. Sebastian, N. Harrison et al. // Nature. 511, 61 (2014).
9. B. J. Ramshaw, S. E. Sebastian, R. D. McDonald, James Day et al. // Science 348, 317 (2015).
10. P. D. Grigoriev, T. Ziman // Phys. Rev. B 96, 165110 (2017).
11. P. D. Grigoriev, T. Ziman // Письма в ЖЭТФ, 106 (6), 349 (2017) [JETP Lett., 106(6), 371-376 (2017)].
12. M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev, W. Biberacher, N. D. Kushch, P. Wyder // Phys. Rev. Lett. 89, 126802 (2002).
13. P. D. Grigoriev, A. A. Sinchenko et al. // Eur. Phys. J. B 89(6), 151 (2016).
14. С. В. Зайцев-Зотов, П. Д. Григорьев, Д. Воропаева и др. // Письма в ЖЭТФ, 121(2), 153–159 (2025).

Распад возбужденного трансмона, сильно взаимодействующего с непрерывными модами одномерного открытого волновода

Я. С. Гринберг*, А. А. Штыгашев, О. В. Кибис

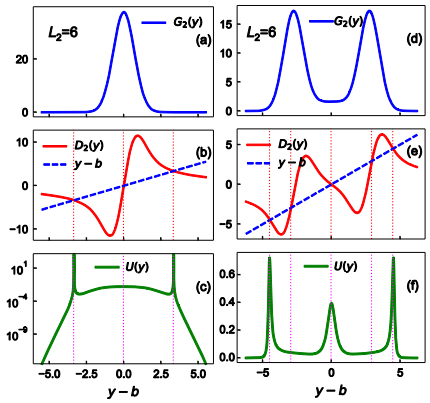
Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073
*yakovgreenberg@yahoo.com

Трансмон является наиболее распространенным типом сверхпроводникового кубита, что объясняется его слабой чувствительностью к шумам источника смещения и сравнительно большим временем декогеренции. Формально трансмон можно представить как трехуровневый атом, причем расстояние между третьим $|f>$ и вторым уровнем $|e>$ на несколько процентов меньше расстояния между вторым $|e>$ и основным уровнем $|g>$. Такая асимметрия дает возможность исследовать по отдельности возбуждение каждого уровня трансмона в открытом волноводе [1].

В настоящей работе исследуется распад третьего уровня трансмона, а именно вероятность того, что, будучи в начальный момент в состоянии $|f>$, трансмон через время t останется в этом же состоянии. Взаимодействие трансмона с волноводными модами описывалось с помощью многомодового гамильтониана Джейнса – Каммингса, в котором учитывалось взаимодействие только между соседними уровнями. То есть уровень $|e>$ взаимодействует с уровнями $|f>$ и $|g>$, тогда как уровни $f>$ и $|g>$ между собой не взаимодействуют. Искомая амплитуда вероятности $P_{ff}(t)$ выражается через спектральную функцию $U_{ff}(E)$: $P_{ff}(t)=\int_{-\infty}^{+\infty} dE U_{ff}(E)e^{-iEt}$, где

$$U_{ff}(E)=\frac{2}{\pi}\frac{\Gamma(E)}{(E-E_f-\Delta(E))^2+\dfrac{\Gamma^2(E)}{4}}. \qquad (1)$$

Здесь и далее $\hbar=1$, так что все энергии имеют размерность частоты. В формуле (1) $\Delta(E)$ определяет смещение энергии третьего уровня трансмона из-за его взаимодействия с модами электромагнитного поля, $\Gamma(E)$ – ширина резонанса. Отметим, что обе эти величины зависят от энергии E и при сильном взаимодействии форма $U_{ff}(E)$ значительно отличается от Лоренциана. Аналитические выражения для $\Delta(E)$ и $\Gamma(E)$, которые мы здесь не приводим из-за их громоздкости, были получены с помощью функций Грина и метода проекционных операторов [2]. При численном расчете величин $\Delta(E)$ и $\Gamma(E)$ мы предполагали, что взаимодействие $g(\omega)$ между трансмоном и полем локализовано в узкой области δ вблизи энергии уровня: $g^2(\omega)=\Lambda P(\omega)$, где $\Lambda=\int_0^\infty d\omega g^2(\omega), \int_0^\infty d\omega P(\omega)=1$. Для численного расчета мы взяли $P(\omega)$ в виде гауссова распределения $P(\omega)=(2/(\delta\sqrt{\pi}))e^{-\frac{(\omega-E_e)^2}{\delta^2}}$. Величина взаимодействия трансмона с модами электромагнитного поля определялась безразмерным параметром $L=\Lambda/\delta^2$. При $L<<1$ взаимодействие слабое, при $L>>1$ сильное. Результаты расчета для $L=6$ показаны на рисунке. Все графики даны в безразмерных единицах. По оси абсцисс отложена расстройка $(E-E_f)/\delta$. На верхних панелях этого рисунка изображена зависимость $\Gamma(E)/\delta$, на средних панелях зависимость $\Delta(E)/\delta$ и на нижних панелях – безразмерная величина $U_{ff}(E)\delta$. Точки пересечения штрихпунктирной линии со сплошной на средней панели являются точками резонанса, т. е., решением уравнения $E-E_f-\Delta(E)=0$. Этим точкам соответствуют пики величины $U_{ff}(E)\delta$ на нижней панели. В левой колонке изображен распад третьего уровня трансмона в том случае, когда выключено взаимодействие между вторым и первым уровнем. По существу это распад двухуровневой системы, в которой нижний уровень (в данном случае второй) является стационарным. Видно, что на графике $U_{ff}(E)\delta$ появляются два узких долгоживущих пика, соответствующих слабозатухающим раби-колебаниям. Включение взаимодействия между вторым и нижним уровнем полностью меняют картину распада третьего уровня: высота пиков значительно уменьшается и их ширины становятся большими, что в итоге не позволяет наблюдать раби-осцилляции при этих условиях.



Таким образом, распад третьего уровня трансмона существенным образом отличается от распада верхнего уровня в двухуровневой системе.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ по проекту FSUN-2026-0004, а также Фонда развития теоретической физики и математики БАЗИС.

1. A. Sultanov, E. Mutsenik, M. Schmelz, L. Kaczmarek, G. Oelsner, U. Hubner, R. Stolz and E. Il'ichev // Appl. Phys. Lett. 2025. V. 127, 042602.

2. C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, G. Grynberg, Atom–Photon Interactions: Basic Processes and Applications. Wiley, New York. 2004.

Многокомпонентная сверхпроводимость с нарушенной симметрией обращения по времени

В. А. Гриненко

Институт Ли Чжэндао, Шанхайский университет Цзяо Тун, Шанхай

При образовании пар электронов в металлах возникает новое состояние материи – сверхпроводимость. За более чем 100 лет экспериментальные и теоретические исследования показали, что проблема конденсата электронных пар является одной из наиболее глубоких проблем в физике. Об этом свидетельствует, в частности, большое количество Нобелевских премий, присужденных за работы по данной тематике и её обобщениям в смежных областях. В настоящее время одной из центральных задач является реализация новых типов сверхпроводящих состояний, пригодных для использования в квантовых технологиях без приложения внешнего магнитного поля. Подобные состояния могут быть реализованы в многозонных материалах с нарушенной симметрией относительно обращения времени (broken time-reversal symmetry, BTRS). Нами недавно исследованы такие сверхпроводящие состояния в системах $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ [1, 2] и Sr_2RuO_4 [3, 4]. Более того, нами впервые получены заманчивые свидетельства того, что в системе $Ba_{1-x}K_xFe_2As_2$ возможно образование состояния электронного четвертичного упорядочения выше критической температуры сверхпроводящего перехода T_c [5]. При низких температурах это состояние представляет собой новый тип сверхпроводимости, характеризующийся многокомпонентным мнимым параметром порядка. Разные компоненты связаны с электронами, принадлежащими различным зонам. В результате это состояние нарушает калибровочную $U(1)$ и дискретную Z_2 симметрию относительно обращения времени. Это порождает множество новых явлений, пересматривающих классические концепции, а именно: генерацию спонтанных магнитных полей [1–6], возможную киральную сверхпроводимость [3, 4], формирование сверхпроводящих доменных стенок [7], расщепление вихрей Абрикосова (с полным квантом потока) на дробные вихри с долей кванта потока [7–9], формирование CP_2-скирмионов [7] и возникновение флуктуационно-индуцированного конденсата пар электронных – пар выше критической температуры сверхпроводящего перехода [5, 6, 10, 11]. Данные наблюдения имеют значение не только для физики конденсированного состояния. Было также предложено, что сходные явления могут существовать в цветовой сверхпроводимости плотной кварковой материи [12], а совсем недавно родственный феномен продемонстрирован в оптическом решеточном симуляторе с использованием ультрахолодных атомов [13]. Помимо этого, наши результаты имеют широкие прикладные перспективы. Например, дробление потока может позволить реализовать более плотную запись информации в флаксонике, а также возможную реализацию универсальной схемы топологических квантовых вычислений, основанной на общем принципе, согласно которому целые заряды, связанные с фракционным потоком в объемных сверхпроводниках, являются энионами (anyons) [14].

1. V. Grinenko et al. // Phys. Rev. B 95, 214511 (2017).
2. V. Grinenko et al. // Nat. Phys. 16, 789–794 (2020).
3. V. Grinenko, S. Gosh et al. // Nat. Phys. 17, 748–754 (2021).
4. V. Grinenko et al. // Nat. Commun. 12, 3920 (2021).
5. V. Grinenko et al. // Nat. Phys. 17, 1254–1259 (2021).
6. I. Shipulin et al. // Nat. Commun. 14, 6734 (2023).
7. Y. Zheng, Q. Hu et al., arXiv:2407.18610.
8. Y. Iguchi et al. // Science 380, 1244–1247 (2023).
9. Q. Z. Zhou et al., arXiv:2408.05902.
10. F. Bartl et al., arXiv:2501.11936.
11. C. Halcrow et al., arXiv:2404.03020.
12. M. Eto et al. // Prog. Theor. Exp. Phys. 012D01 (2014).
13. Y. G. Zheng et al. // Nat. Phys. 21, 208–213 (2025).
14. F. Wilczek // Phys. Rev. Lett. 48(17), 1144 (1982).

Границы сверхпроводящего состояния: поле необратимости, предельное поле пиннинга и верхнее критическое поле современных ВТСП лент

В. В. Гурьев*, С. Н. Николаев

НИЦ «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, д. 1, Москва, 123182
*Gurev_VV@nrcki.ru

Сверхпроводящие высокотемпературные ленты второго поколения (ВТСП-2 или coated conductors) на основе REBCO ($REBa_2Cu_3O_{7-x}$, RE – редкоземельный элемент) стали ключевым материалом для современных сверхпроводниковых магнитных систем. Благодаря наноинженерной структуре они обеспечивают рекордные критические токи на километровых длинах, что делает их незаменимыми в компактных установках термоядерного синтеза, ускорителях нового поколения и многих других приложениях. Однако корректная оценка их рабочих параметров требует точного понимания границ сверхпроводящего состояния.

В настоящей работе показано, что широко распространенное отождествление возникновения электрического сопротивления с границей практической применимости сверхпроводника – линией необратимости $H_{irr}(T)$ – в современных ВТСП-2 лентах является ошибочным. На примере коммерческой ленты фирмы «С-инновации» продемонстрировано, что при 77 К в перпендикулярном магнитном поле начало резистивного перехода наблюдается при ~6,4 Тл, в то время как поле необратимости достигается уже при $\mu_0 H_{irr} \approx 2{,}7$ Тл. Это делает ленту фактически непригодной для практических применений в полях, где она формально всё ещё «сверхпроводит».

Дополнительно проанализировано предельное поле пиннинга H^*, определённое по экстраполяции полевой зависимости объёмной силы пиннинга $F_p(H)=j_c(H)\cdot\mu_0 H = C\cdot(H/H^*)^p\cdot(1 - H/H^*)^q$, где C, p, q, H^* – подгоночные параметры. Установлено, что H^* не совпадает ни с H_{irr}, ни с H_{c2}, а его угловая зависимость $H^*(\theta)$ отличается функционально от анизотропии верхнего критического поля $H_{c2}(\theta)$, что указывает на различие физических механизмов.

Таким образом, поле необратимости (H_{irr}), предельное поле пиннинга (H^*) и верхнее критическое поле (H_{c2}) отражают разные режимы подавления сверхпроводимости. Для безопасного и эффективного использования ВТСП-2 лент необходим комплексный подход, сочетающий магнитные, транспортные и аналитические методы диагностики.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-10037.

Джозефсоновский диодный эффект на поверхности альтермагнетика CrSb

Д. Ю. Казьмин, В. Д. Есин, Ю. С. Бараш, А. В. Тимонина, Н. Н. Колесников, Э. В. Девятов*

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
*dev@issp.ac.ru

В последние несколько лет к хорошо известным ферромагнетикам и антиферромагнетикам был добавлен новый класс магнитных материалов – альтермагнетики [1, 2]. В альтермагнетиках концепция жёсткой связи спина и импульса (spin-momentum locking) была распространена на случай слабого спин-орбитального взаимодействия, другими словами на случай нерелятивистских групп магнитной симметрии. В результате в альтермагнетиках, при малой общей намагниченности, возникает спиновая поляризация, чередующаяся в k-пространстве. Например, альтермагнетик может состоять из двух спиновых подрешёток, при этом в k-пространстве поляризованная спин-вверх-подрешётка может быть получена поворотом на угол $\pi/2$ поляризованной по спину вниз подрешётки, так что такой альтермагнетик характеризуется d-волновым параметром порядка.

Сама по себе концепция жёсткой связи спина и импульса (spin-momentum locking) была ранее введена для топологических изоляторов и полуметаллов, где она приводит к возникновению спиновой поляризации топологических поверхностных состояний [3]. При этом некоторые альтермагнетики характеризуются так же топологическими свойствами, в частности, наличием топологических поверхностных состояний, что подтверждено в ARPES измерениях, например, для CrSb [4, 5].

Как результат, различные эффекты были предсказаны как для NS (сверхпроводник-альтермагнетик), так и для SNS структур на основе альтермагнетика, вплоть до топологической сверхпроводимости и майорановских мод. Однако до сих пор эффекты на контакте альтермагнетика со сверхпроводником изучались преимущественно теоретически.

В данной работе мы экспериментально реализовали SN и SNS структуры на поверхности хорошо проводящего альтермагнетика CrSb. При протекании тока между индиевыми электродами на поверхности монокристалла CrSb нами было обнаружено поведение, характерное для джозефсоновского диода: участок нулевого сопротивления сдвинут относительно нуля поля, при этом сами dV/dI(B) кривые для двух направлений развёртки зеркально отражаются относительно нуля поля. Этот же эффект был подтверждён прямым измерением зависимости криттока от магнитного поля Ic(B) как зеркальное отражение Ic(B) зависимостей для положительных и отрицательных токов.

Для одиночного SN контакта на поверхности монокристалла CrSb нами были продемонстрированы осцилляции сверхпроводящей щели в магнитном поле в силу обратного эффекта близости.

Данные наблюдения обсуждаются в работе как результат взаимодействия альтермагнитной спиновой поляризации в объёме CrSb и спин-поляризованных топологических поверхностных состояний.

1. Libor Šmejkal, Jairo Sinova and Tomas Jungwirth // Phys. Rev. X 12, 031042 (2022).
2. Igor Mazin // Phys. Rev. X 12, 040002 (2022).
3. N. P. Armitage, E. J. Mele and Ashvin Vishwanath // Rev. Mod. Phys. 90, 15001 (2018).
4. Wenlong Lu, Shiyu Feng, Yuzhi Wang, Dong Chen, Zihan Lin, Xin Liang, Siyuan Liu, Wanxiang Feng, Kohei Yamagami, Junwei Liu, Claudia Felser, Quansheng Wu and Junzhang Ma // Nano Letters, Vol. 25, 18. P. 7343 (2025).
5. Cong Li, Mengli Hu, Zhilin Li, Balasubramanian Thiagarajan, Yang Wang, Wanyu Chen, Mats Leandersson, Craig Polley, Cosma Fulga, Maia G. Vergniory, Oleg Janson, Timur Kim, Oscar Tjernberg, Jeroen van den Brink // Communications Physics. 8. 311. P. 1 (2025).

Спектроскопия SiN_x-волновода интегрированным сверхпроводящим однофотонным детектором в области L,C-диапазона

М. А. Дрязгов[1]*, Н. А. Вовк[1], Н. В. Порохов[1], М. В. Шибалов[1], А. М. Мумляков[1], Ю. П. Корнеева[1], А. А. Корнеев[2], М. А. Тархов[1]

[1]Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук, ул. Нагатинская, д. 16(а), с. 1, Москва, 115487
[2]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
*dryazgovm@gmail.com

Изучение спектрального состава излучения является надёжным способом получения информации об объекте, будь то космическое тело [1] или интегральная фотонная схема [2]. Для повышения точности проводимых измерений и работы со слабыми источниками излучения применяются сверхпроводящие однофотонные детекторы, в том числе интегрированные на оптический волновод [3]. В работе демонстрируется спектральная характеристика, полученная с помощью сверхпроводящего однофотонного детектора из плёнки NbN толщиной 9,5 нм, расположенного на оптическом волноводе из нитрида кремния SiN.

Излучение от лазера TSL-570 перестраивалось в диапазоне длин волн от 1480 нм до 1640 нм и подавалось по оптическому волокну SMF-28 в волновод из SiN шириной 1,5 мкм и высотой 0,4 мкм. Волновод был окружён оксидом кремния SiO, на нём располагался однофотонный детектор с шириной сверхпроводящей полоски 100 нм.

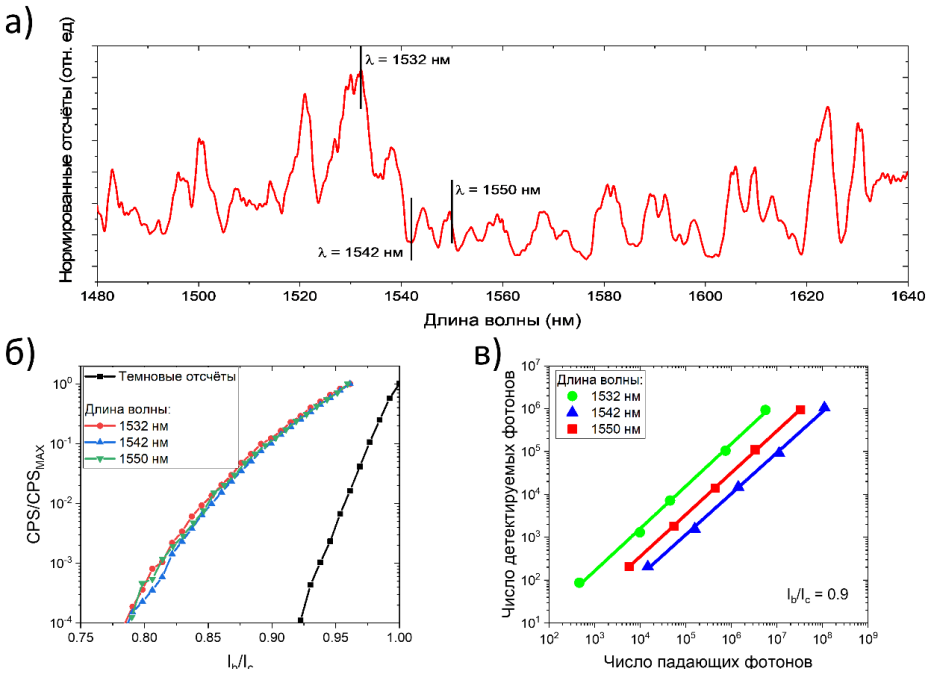


Рис. 1. Зависимость числа нормированных световых отсчётов от длины волны с учётом поглощения NbN и изменения мощности лазера (*а*). *б* – зависимость нормированных световых отсчётов от нормированного тока смещения на выбранных длинах волн. *в* – зависимость числа детектируемых фотонов от числа падающих фотонов для выбранных длин волн

На рис. 1, *а* показана полученная зависимость нормированных световых отсчётов от длины волны с учётом изменения мощности лазерного излучения и поглощения материала детектора, на которой хорошо различим пик на длине волны 1520–1540 нм, характерный для SiN. На рис. 1, *б–в* показаны зависимости световых отсчётов от нормированного тока смещения и числа падающих фотонов соответственно. Данные зависимости показывают однофотонный режим работы детектора независимо от уровня нормированных отсчётов.

Работа выполнена в рамках проекта № 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеризация образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» – «Комплекса оборудований для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий».

1. L. Santamaria, F. Sgobba, D. Pallotti & C. Lupo // Photonics Research. 2025. V. 13(4), No. 865.
2. E. Kempf, M. Calvo, F. Domengie, S. Monfray, F. Boeuf, P. G. Charette & R. Orobtchouk // Optical Materials Express. 2023. V. 13(5), No. 1353.
3. O. Kahl, S. Ferrari, V. Kovalyuk, A. Vetter, G. Lewes-Malandrakis, C. Nebel, A. Korneev, G. Goltsman, & W. Pernice // Optica. 2017. V. 4(5), No. 557.8.

Моделирование динамики элементов схем для нейросетевых вычислений на основе передемпфированных джозефсоновских контактов

А. А. Елистратова[1,2]*, Г. И. Губочкин[3], А. Г. Шишкин[1,2], С. В. Бакурский[2,3], Н. В. Клёнов[3], В. С. Столяров[1,2]

[1]Московский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный
[2]Федеральное государственное унитарное предприятие ВНИИА им. Н. Л. Духова, Москва
[3]Московский государственный университет, Москва
*email: elistratova.aa@yandex.ru

Нейроморфные вычисления на основе SFQ-логики являются быстроразвивающейся областью. Использование логики, основанной на одиночных квантах магнитного потока, позволяет естественным образом реализовать передачу информации в виде дискретных импульсов, аналогичных нейронным «спайкам». Экспериментальные реализации таких сетей уже продемонстрировали способность к обучению и классификации входных образов. Однако ключевая проблема остается нерешенной: фундаментальные компоненты, необходимые для самых быстрых и энергоэффективных джозефсоновских реализаций, в настоящее время обладают чрезмерно большими планарными размерами, что ограничивает масштабируемость таких систем.

В данном исследовании мы изучаем практическую осуществимость реализации джозефсоновских переходов со слабой нормальной областью – подход, который может преодолеть существующие барьеры для миниатюризации джозефсоновских биоподобных нейронов [1, 2]. Были изготовлены джозефсоновские CHC-контакты Nb/Au/Nb и двухконтактный СКВИД. Параметры СКВИДа исследовались путем подачи тока смещения. На основе полученных экспериментальных результатов было проведено имитационное моделирование нейроморфной системы (рис. 1). Исследовались возможные режимы работы системы в зависимости от схемотехнического исполнения и технических параметров сверхпроводящей схемы и токов смещения.

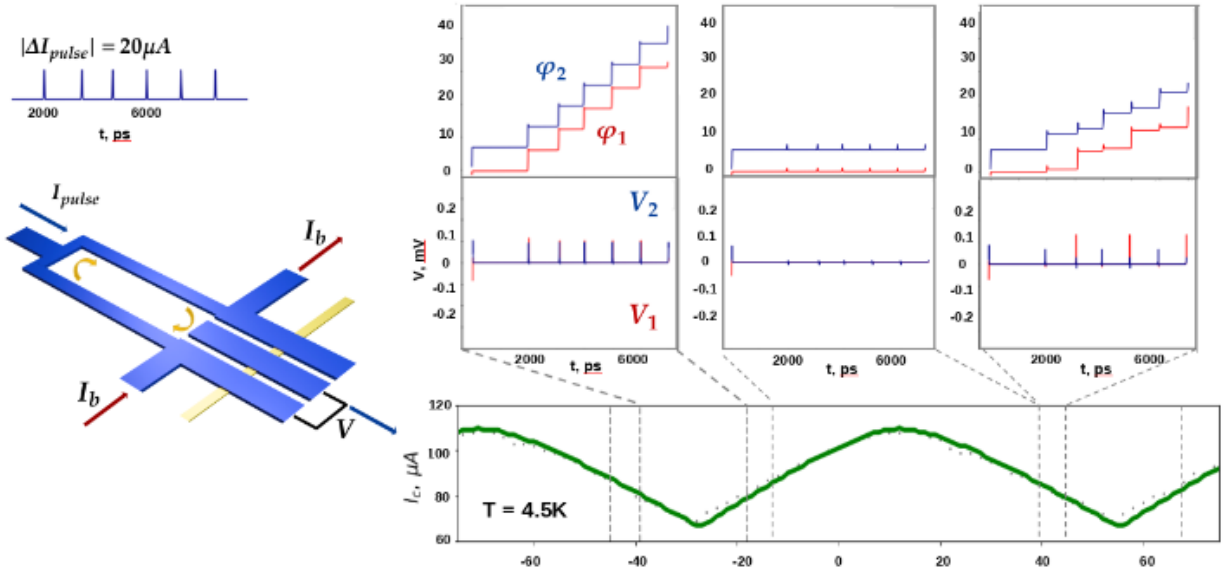


Рис. 1. Отклик SQUID на короткие импульсы тока с амплитудой 20 мкА. При определенных значениях тока смещения импульс становится достаточным, чтобы обеспечить сдвиг фазы на 2π и, соответственно, переключение контакта

1. A. Schegolev, N. Klenov, G. Gubochkin, M. Kupriyanov, I. I. Soloviev // Nanomaterials. 13(14). 2101 (2023).
2. G. I. Gubochkin, A. A. Elistratova, A. G. Shishkin, M. S. Sidelnikov, N. V. Klenov, V. S. Stolyarov // Радиотехника и электроника. Том 70, № 2 (2025).

Особенности прессования мишеней YBaCuO с добавлением восстановленного оксида графена

А. И. Елькина[1]*, К. Н. Жангозин[2], М. Ю. Левичев[1], Д. Б. Каргин[3], С. А. Чурин[1], В. М. Юров[2], Д. А. Савинов[1,4]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087, Россия
[2]ТОО «Восток», пр. Республика, д. 3/2-40, Астана, 010000, Республика Казахстан
[3]Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, ул. Кажымукана, д. 11, Астана, Республика Казахстан
[4]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022, Россия
*aie@ipmras.ru

Высокотемпературные сверхпроводники в форме плёнок на основе YBaCuO к настоящему времени с успехом применяются для изготовления сверхпроводящих лент второго поколения, изделий сверхпроводящей электроники. Как правило, плёнки состава YBaCuO получаются в вакууме распылением массивных изделий (мишеней) адекватного состава на гибкие или негибкие основы. Состав плёнок, а, следовательно, и их характеристики, определяются составом мишеней. В ранних работах [1] были сделаны попытки увеличить температуру перехода массивных изделий YBaCuO внесением в них добавок. Однако такие попытки не увенчались успехом. С другой стороны, стало понятно, что управлять температурой перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) плёнок в сторону её уменьшения можно. Ожидалось, что внесение добавок в мишени повлияет и на плотность критического тока пленок в сверхпроводящем состоянии. С момента открытия высокотемпературной сверхпроводимости и легирования изделий из ВТСП-материалов некоторыми элементами таблицы Менделеева прошло много времени. Появились новые материалы, например, восстановленный оксид графена. Это уже не элемент, а соединение. Возникает желание изучить влияние добавок оксида графена на сверхпроводящие свойства массивных изделий YBaCuO.

Здесь надо отметить, во-первых, что YBaCuO насыщен кислородом, а формование мишеней идет при температуре свыше 900 °C. При этих условиях углерод и кислород образуют соединение CO_2, которое является газом и уходит из мишени в процессе отжига. Чем длительнее отжиг мишени, тем меньшее количество оксида графена остается в мишени.

Во-вторых, механические свойства восстановленного оксида графена существенно отличаются от аналогичных характеристик соединения YBaCuO. Так, предварительное прессование оксида графена с целью сформировать цилиндр диаметром 15 мм под давлением $1{,}7 \cdot 10^9$ Па не увенчалось успехом. Цилиндр оксида графена рассыпался в первоначальное состояние после выдавливания его из пресс-формы.

В настоящей работе показано, что существует критическая масса добавки оксида графена в соединение YBaCuO, которая не разрушает форму изделия после прессования. Масса такой добавки оксида графена составляет первые десятые доли процента от массы загрузки YBaCuO. Заметное увеличение добавки оксида графена в загрузку YBaCuO ведет к её разрушению после попытки выдавить загрузку из пресс-формы. Измерение температуры перехода цилиндра YBaCuO массой 15 г, диаметром 15 мм и содержащего 12,5 мг восстановленного оксида графена с помощью моста индуктивности показало, что начало перехода в сверхпроводящее состояние возникает при 90 К, ширина перехода – 4 К.

1. Физикохимия и технология высокотемпературных сверхпроводящих материалов. Труды 1 всесоюзного совещания. Москва, 13–15 сентября 1988 г. С. 191–201. Москва, : «НАУКА», 1989.

Сравнение параметров алюминиевых копланарных резонаторов, напыленных при комнатной температуре и 77 К

Д. Жогов[1,2]*, М. Стрелков[1], А. Ломоносов[1,2], Н. Котова[1,2], Р. Козулин[1], М. Тарасов[1]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7, 125009
[2]Московский физико-технический институт, Москва, ул. Керченская, д.1 А, корп.1, 117303

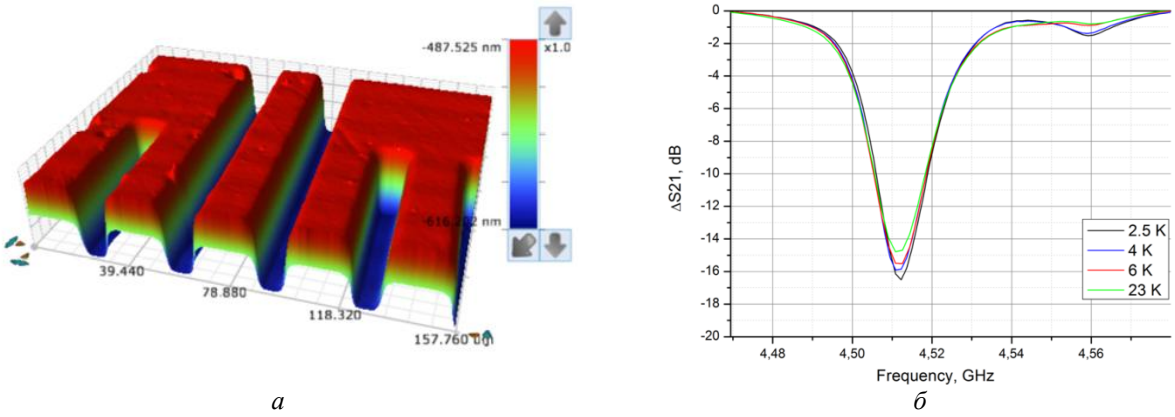
Оптимизация методов выращивания тонких пленок алюминия позволяет повысить критическую температуру перехода пленок в сверхпроводящее состояние и удельное сопротивление [1]. Пленки с увеличенным удельным сопротивлением обладают большей кинетической индуктивностью, что очень важно при изготовлении копланарных резонаторов.

В работе [2] была описана модернизация установки Leybold Heraeus Z-400 для получения возможности охлаждать подложку жидким азотом во время напыления. Благодаря этому появилась возможность напылять пленки алюминия на охлаждаемую до 77 К азотом подложку, с сопротивлением на квадрат 3,26 Ом/□.

Таблица 1. Значения сопротивлений алюминиевых пленок копланарных резонаторов, изготовленных при комнатной температуре

№ (на чипе)	Длина резонатора	Сопротивление (T = 300 K)	Количество квадратов в линии	Сопротивление на квадрат	Количество поворотов резонатора	Симметрия
6	5 мм	132 Ом	112	1,18 Ом/□	2	Нет
7	5 мм	180 Ом	112	1,60 Ом/□	1	Да
9	5 мм	173 Ом	112	1,54 Ом/□	1	Да

Изготовленные образцы измерялись при комнатной температуре (T = 300 K) и в криостате замкнутого цикла Гиффорда – МакМагона (T = 2,5 K). В дальнейшем планируется измерить сопротивления при более низких температурах. Также планируется провезти измерения пленок, изготовленных при температуре 77 К.



а *б*

Рис. 1. Изображения с оптического профилометра (*а*), резонансная частота при различных температурах образцов, изготовленных на комнатной температуре (*б*)

При увеличении температуры добротность резонанса падает, а резонансная частота остается той же, так как при температурах выше T_c алюминия (≈1,2 К) кинетической индуктивностью можно пренебречь, и частота резонанса определяется только геометрическими параметрами резонатора. При температурах ниже критической кинетическая индуктивность алюминия возрастет, и частота резонанса будет зависеть от температуры. В дальнейшем планируется провести данные измерения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ «Структурные и электрофизические характеристики сверхпроводящих пленок алюминия и туннельных переходов на их основе» № 23-79-00022.

1. M. Tarasov, L. Kuzmin, N. Kaurova. Instruments and Experimental Techniques, 52, 877-881. DOI: 10.1134 /S0020441209060220 (2009).

2. М. Стрелков и др. Тонкие пленки алюминия, нанесенные на охлаждаемые жидким азотом подложки // Физика твердого тела. 2024. Т. 66. В. 7. С. 1038–1041.

Генерация второй гармоники в поле структурированного электромагнитного излучения в сверхпроводящих системах

О. Б. Зуев[1,*], А. С. Мельников[1,2]

[1]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141701
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл.
*vip.zuev.oleg@mail.ru

В последние годы усилился интерес к взаимодействию сверхпроводников с электромагнитным излучением. В теоретическом исследовании [1] было показано, что падающая терагерцовая волна может давать импульс сверхпроводящему конденсату (photon drag) и вызывать направленный ток даже без приложенного напряжения. Свет не только нагревает или возмущает систему, но и передаёт ей свой импульс (photon drag). Тем самым фотоиндуцированные токи зависят от формы, направления и поляризации падающей волны.

В работе [2] года были рассмотрены бесселевы пучки, имеющую сложную пространственную структуру. Такие пучки несут орбитальный момент импульса m и имеют характерные кольцевые профили. Было показано, что при облучении сверхпроводника подобным «закрученным» светом в образце возникают не просто однородные фотоиндуцированные токи, а более сложные тороидальные токовые структуры. Параметры пучка, такие как его орбитальный момент импульса, конусный угол, характерный размер центрального пятна – фактически превращаются в набор внешних «ручек управления», с помощью которых можно целенаправленно формировать распределение токов и магнитного поля в сверхпроводнике.

В настоящей работе мы продолжаем исследование взаимодействия электромагнитного излучения со сверхпроводящим конденсатом, используя нестационарную теорию Гинзбурга – Ландау с комплексной константой релаксации:

$$-\Gamma(\hbar\,\partial_t - 2ie\phi)\Delta = -aT_c\epsilon\Delta + b|\Delta|^2\Delta + aT_c\xi_0^2\left(-i\boldsymbol{\nabla} + \frac{2\pi}{\Phi_0}\boldsymbol{A}\right)^2\Delta, \quad (1)$$

где $\Gamma = \left(\frac{\pi a}{8} + i\gamma\right)$. Мнимая часть константы релаксации пропорциональна асимметрии электрон-дырочного спектра. Уравнение TDGL (1) использовалось в обеих работах [1, 2], но теперь мы концентрируемся не на постоянных (dc) токах как в [1, 2], а на генерации второй гармоники. В сверхпроводнике вторая гармоника генерируется потому, что его отклик на поле световой волны квадратичен. В результате ток, возникающий под действием падающего пучка, содержит не только компоненту на исходной частоте, но и вклад, осциллирующий в два раза быстрее.

$$j_{ph}^{(2\omega)} = -2e\Delta_0 Re[\Delta_1 v_s e^{-2i\omega t}]. \quad (2)$$

В формуле (2) Δ_0 – равновесный параметр порядка в сверхпроводнике, Δ_1 – отклонение параметра порядка от равновесного значения, v_s – сверхтекучая скорость, а ω – частота падающего излучения, которую мы берём в терагерцовом диапазоне. Этот ток сам становится источником излучения на второй гармонике, и часть энергии исходной волны перекачивается в свет с удвоенной частотой.

Структурированный бесселев или лагерр-гауссов пучок освещает сверхпроводящую плёнку, возникает сложная картина токов вблизи поверхности. Поскольку эти токи периодически меняются во времени, они неизбежно излучают. Из-за квадратичной структуры формулы (2) это излучения приходится на удвоенную частоту. В дальней зоне наблюдатель видит характерный «рисунок» интенсивности второй гармоники: дифракцию Фраунгофера, в которой роль края выполняет характерная ширина пучка, который несёт информацию и о структуре пучка, и о свойствах сверхпроводника.

Величина интенсивности излучения на второй гармонике пропорциональна мнимой части константы релаксации, которая возникает из-за асимметрии между электронами и дырками. Меняя параметры падающего пучка, можно делать отклик на второй гармонике более выраженным или, наоборот, подавлять отдельные вклады. Практически это превращает наблюдение второй гармоники в удобный инструмент: по её интенсивности и пространственной структуре можно судить о параметрах сверхпроводника, которые трудно измерить стандартными транспортными или магнитными методами.

Вычисления для тонких плёнок показывают, что уменьшение толщины сверхпроводника может повышать интенсивность излучения на второй гармонике. Коэффициент усиления пропорционален величине $\left(\frac{\lambda}{d}\right)^2$ и может быть особенно большим при использовании ВТСП для эксперимента.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00042.

1. S. V. Mironov, A. S. Mel'nikov, A. I. Buzdin // Phys. Rev. Lett. 2024. V. 132. P. 096001.
2. O. B. Zuev, M. V. Kovalenko, A. S. Mel'nikov // Phys. Rev. B. 2025. V. 112. P. 144503.

Вихревые фазовые переходы во флейках квазидвухмерного сверхпроводника NbS_2

Е. М. Иванова[1]*, А. В. Садаков[1], Д. А. Чареев[2,3,4]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, ул. Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991
[2]Институт экспериментальной минералогии РАН, МО, Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, д. 4, Московская обл., 142432
[3]Физико-технологический институт Уральского федерального университета, ул. Мира, д. 21, Екатеринбург, Свердловская обл., 620078
[4]Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, ул. Кремлёвская, д.18, Казань, Республика Татарстан, 420008
*e.ivanova@lebedev.ru

Способность тонких пленок отслаиваться от слоистых кристаллов обеспечила возможность экспериментально исследовать сверхпроводимость в двумерном пределе. По этой причине особый интерес научного сообщества вызвали дихалькогениды переходных металлов, флейки которых являются перспективными кандидатами для наномасштабного применения [1, 2]. Поскольку вихревое состояние является ключевым элементом для понимания температурного поведения сопротивления под магнитным полем для сверхпроводников второго типа, необходимо исследовать вихревую динамику в флейках дихалькогенидов переходных металлов.

В данной работе исследовано поведение вихревой фазы в флейках слоистого сверхпроводника NbS_2. Образцы были получены методом механической эксфолиации, а затем перенесены на контакты (Cr/Au 40/10 нм) с помощью сухого горячего переноса [3]. Типичные латеральные размеры флейков – 10×10 мкм, толщины – менее 100 нм.

Четырехточечным методом были получены температурные зависимости сопротивления, а также вольт-амперные характеристики в магнитном поле величиной до 13 Т, приложенном параллельно кристаллографической плоскости *ab*.

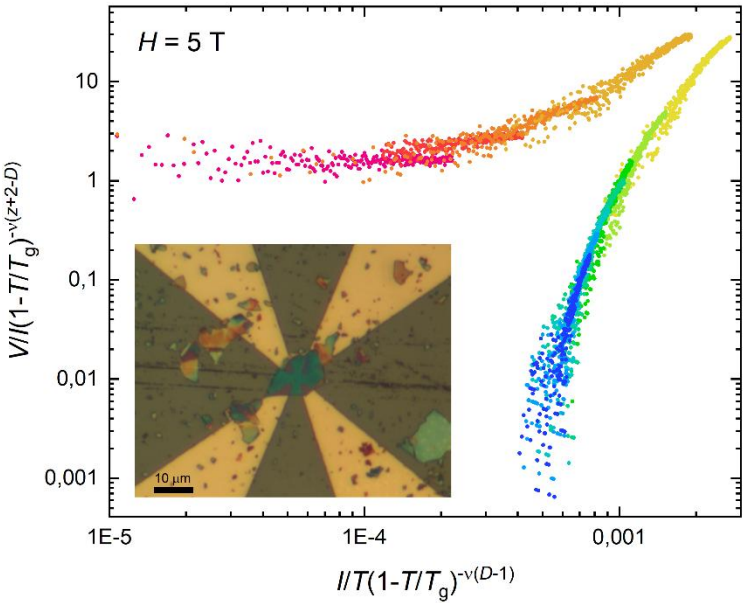


Рис. 1. Скейлинг вольт-амперных характеристик в магнитном поле H = 5 Т. На вставке представлено оптическое изображение флейка

Исследован фазовый переход вихревое стекло-вихревая жидкость в соответствии с моделью вихревого стекла [4]. Из температурных зависимостей сопротивления и скейлинга вольт-амперных характеристик (рис. 1) получены параметры, характеризующие фазу вихревого стекла. Величина критической экспоненты $s = 2 \pm 0{,}2$ соответствует 2D режиму. На основе экспериментальных данных построена вихревая фазовая диаграмма исследуемой системы.

1. M. S. El-Bana, D. Wolverson, S. Russo, G. Balakrishnan et al. // Supercond. Sci. Technol. 2013. V. 26. P. 125020.
2. Y. Yu, F. Yang, X. F. Lu,Y. J. Yan et al. // Nat. Nanotechnol. 2015. V. 10, P. 270–276.
3. S. G. Martanov, N. K. Zhurbina, M. V. Pugachev, A. I. Duleba // Nanomaterials. 2020. V. 10. P. 2305.
4. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, D. A. Huse // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 130−159.

Оптимизация технологии осаждения пленок NbN для повышения чувствительности HEB детектора

И. В. Ивашенцева[1,2]*, Н. С. Каурова[1], Б. М. Воронов[1], И. В. Третьяков[3], Г. Н. Гольцман[2]

[1]Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, д. 29/7, с. 1, Москва, 119435
[2]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Таллинская, д. 34, Москва, 123458
[3]Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, 117997
*irinivas22@yandex.ru

Астрономический космический центр Физического института им. П. Н. Лебедева работает над научной программой космической обсерватории «Миллиметрон» [1]. Эта обсерватория включает в себя высокоточный спектрометр, который на некоторых диапазонах частот будет работать с помощью болометров на эффекте электронного разогрева из нитрида ниобия (NbN HEB) [2]. Чувствительным элементом NbN HEB является сверхпроводящая плёнка из нитрида ниобия, создаваемая методом реактивного магнетронного распыления [3].

Ключевыми параметрами для оценки качества плёнки являются критическая температура (T_c) и толщина. T_c – это температура, которую определяют при охлаждении образца и при которой сопротивление плёнки падает до нуля. Параметры технологии магнетронного распыления, по которым оптимизировали технологию: давление азота, время напыления; также были сравнены параметры плёнок до и после смены магнетронной мишени.

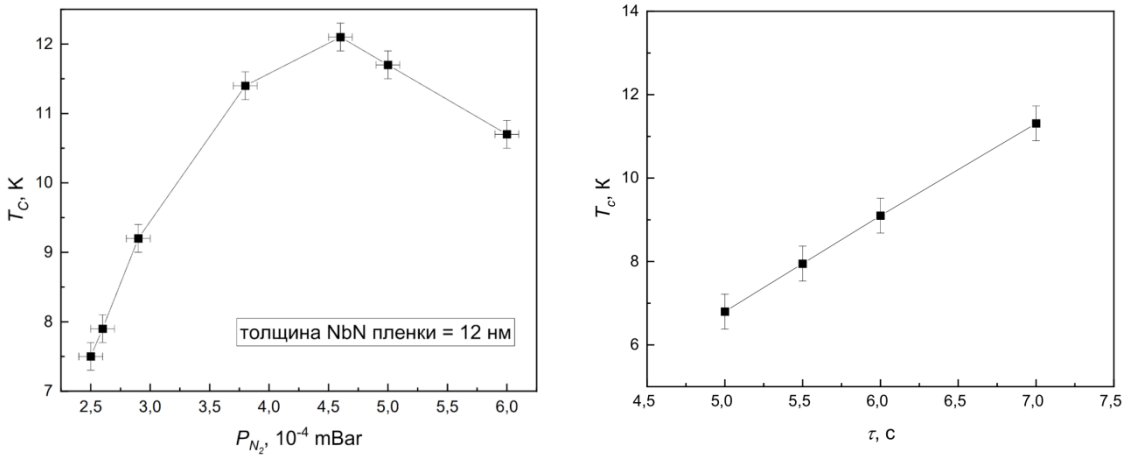


Рис. 1. Зависимости критической температуры от давления азота и от времени напыления

Таблица 1. Сравнение параметров плёнок NbN до и после замены мишени

	R_{300}, Ом	R_{20}, Ом	T_c,К	ΔT_c, К	k	τ, с	R_s, Ом/□	d, нм
До замены мишени	106	119	5,9	0,2	0,89	7	262	7,5
После замены мишени	184	293	7,8	0,96	0,628	7	680	12

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-12-00187.

1. Tretyakov I. V. et al. Development of Mixers for the High Resolution Spectrometer of the Millimetron Space Observatory // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2024.
2. Semenov A. D., Gol'tsman G. N., Sobolewski R. Hot-electron effect in superconductors and its applications for radiation sensors // Superconductor Science and Technology. 2002. Vol. 15, No. 4. P. R1.
3. Minakov V. I., Kogan M. Z. Proizvodstvo tonkoplenochnyh mikroskhem : uchebnoe posobie. Leningrad : Energiya, 1973. 176 s.

Обобщение матричного метода проектирования сверхпроводящих нейронов

А. С. Ионин[1,2,3]*, В. В. Больгинов[1], Ф. А. Разорёнов[1,2]

[1]Институт физики твёрдого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
[2]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Московская обл., Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9, 141701
[3]ООО «СП «Квант», Москва, 121205
*sasha-ionin@mail.ru

Технологии сверхпроводниковой электроники позволяют реализовать искусственные нейроны, преобразующие входной сигнал (магнитный поток) по сигмоидальному (сигма-нейрон) или гауссову (гаусс-нейрон) закону. Они могут быть реализованы в виде одноконтактного или двухконтактного джозефсоновских интерферометров, шунтированных дополнительной индуктивностью для генерации выходного сигнала (магнитного потока). Практические образцы представляют собой многослойные джозефсоновские структуры, изготовленные над сверхпроводящим экраном, позволяющим задавать и считывать магнитный поток через разные элементы петли интерферометра. Сложность практической реализации состоит в том, что эффективность сверхпроводящего экрана не является абсолютной. Поэтому задающий и считывающий элементы схемы могут обмениваться магнитным потоком, минуя сверхпроводящий нейрон, что приводит к появлению паразитной линейной компоненты передаточной функции.

Ранее было показано [1], что паразитный обмен магнитным потоком между частями сверхпроводящего сигма-нейрона может быть описан в рамках матричного метода, учитывающего все компоненты матрицы индуктивностей экспериментального образца. В данной работе мы представим обобщение данного метода на случай произвольно сложного, многоконтурного интерферометра. Обобщение представляет собой набор правил формирования системы уравнений, определяющих параметрическую форму записи передаточной функции исследуемого образца, с последующим построением графика ПФ с помощью программы, написанной в среде программирования Python. Матрица индуктивностей рассчитывается с помощью имеющихся в настоящее время инструментов, например, программы 3D-MLSI [2]. Применение данного метода к сверхпроводящему гаусс-нейрону позволило получить хорошее совпадение с экспериментальной кривой [3].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23–72–00053.

1. Шуравин Н. С. и др. Обобщенная модель сверхпроводникового сигма-нейрона // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 120, № 11. С. 863–870.
2. Khapaev M. M., Kupriyanov M. Yu. Inductance extraction of superconductor structures with internal current sources // Superconductor Science and Technology. 2015. V. 28, no. 5. P. 055013.
3. Ионин А. С. и др. Экспериментальное исследование передаточной функции прототипа сверхпроводящего гаусс-нейрона // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118, № 10. С. 761–768.

Аномальная сверхпроводимость в электронных системах малой плотности и нормальная сверхпроводимость в металлическом водороде и гидридах металлов

М. Ю. Каган[1,2]*

[1]МИЭМ НИУ ВШЭ, ул. Таллинская, д. 34, Москва, 123458
[2]ИФП им. П. Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, д. 2, Москва, 119334
*mkagan@hse.ru

В первой части доклада мы рассматриваем различные механизмы аномальной сверхпроводимости в широком классе электронных систем малой плотности. Наше рассмотрение включает в себя механизм сверхпроводимости Кона – Латтинжера в чисто отталкивательных системах (описываемых моделями ферми-газа, Хаббарда и Шубина – Вонсовского), механизм Фрёлиха, связанный с обменом акустическим плазмоном в приближении случайных фаз (RPA) для электронной плазмы в металлах с незаполненной оболочкой, а также механизм спинового обмена для ВТСП-купратов в рамках двумерной t-J модели. Полученные результаты важны для описания квантовых газов, сверхтекучего He-3 и растворов He-3 в He-4, купратных, тяжёло-фермионных и железосодержащих сверхпроводников, монослойного и бислойного графена и т. д.

Во второй части доклада мы обсуждаем БКШ-БЭК кроссовер между протяжёнными куперовскими парами и компактными (локальными) парами в квантовых газах и сверхпроводниках. Мы анализируем возникновение капель параметра порядка в двумерной модели Хаббарда с сильным локальным притяжением в присутствии сильного беспорядка. Мы также рассматриваем возможность образования локальных пар и сверхпроводимость в оксидах висмута BaKBiO в рамках сценария пространственно-разделённой ферми-бозе-смеси.

В конце доклада мы возвращаемся к электрон-фононному механизму Элиашберга в режиме сильной связи и вычисляем критические температуры (включая также их нетривиальную зависимость от давления) в металлическом водороде и различных гидридах металлов. Мы приводим оценки для времени жизни различных метастабильных фаз металлического водорода и обсуждаем их интересные свойства в нормальном и сверхпроводящем состоянии (включая сильно анизотропную нитевидную фазу с протонными цепочками, помещёнными в трёхмерную электронную ферми-жидкость, а также планарную фазу с протонными плоскостями).

Мы подчёркиваем интересную аналогию между спектром малых колебаний нитевидной фазы и вихревым кристаллом во вращающемся сверхтекучем гелии. Развивая идеи Ашкрофта, мы предлагаем сценарий с формированием двух бозе-конденсатов при низких температурах в нитевидной и планарных фазах металлического водорода (с куперовскими парами в электронной подсистеме и би-протонными парами на одной или соседних цепочках или плоскостях в ионной подсистеме).

1. М. Ю. Каган, М. М. Коровушкин, В. А. Мицкан // УФН. 2015. Т. 185. С. 783.
2. М. Ю. Каган, М. М. Коровушкин, В. А. Мицкан и др. // ПЖЭТФ. 2025. Т. 121. С. 749.
3. V. M. Silkin, D. V. Efremov, M. Yu. Kagan // Phys. Scr. 2025. V. 100. P. 045943.
4. М. Ю. Каган, Е. А. Мазур // ЖЭТФ. 2021. Т. 159. С. 696.
5. A. P. Menushenkov, A. V. Kuznetsov, K. V. Klementiev, M. Yu. Kagan // J. Supercond. Nov. Magn. 2016. V. 29. P. 701.
6. М. Ю. Каган, Е. А. Мазур, Р. Ш. Ихсанов и др. // ЖЭТФ. 2024. Т. 166. С. 89.
7. M. Yu. Kagan // Modern Trends in Superconductivity and Superfluidity. Lecture Notes in Physics. Springer, Dordrecht. 2013. V. 874.
8. M. Yu. Kagan, K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov, A. O. Sboychakov // Electronic Phase Separation in Magnetic and Superconducting Materials. Recent advances, Springer Series in Solid-State Sciences. Springer International Publishing. 2024. V. 201.

Исследование влияния вихрей Абрикосова на свойства планарных сверхпроводящих резонаторов

Д. С. Калашников[1] *, В. С. Столяров[1, 2] **

[1]МФТИ, Физтех, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9, 141701
[2]ФГУП ВНИИА им. Н. Л. Духова, Москва, Сущевская ул., д. 22, 127030
*kalashnikov.ds@phystech.edu, **stolyarov.vs@phystech.edu

Сверхпроводящие копланарные волноводы и резонаторы являются ключевыми компонентами таких перспективных технологий, как сверхпроводящие квантовые процессоры, ячейки памяти, микроволновые кинетические индукционные детекторы (МКИД) и другие СВЧ-устройства. Важным фактором, ограничивающим их производительность, является чувствительность к внешним магнитным полям, которая обусловлена проникновением вихрей Абрикосова. Как показано в работе [1], это приводит к гистеретическому снижению резонансной частоты и добротности резонаторов. Данный эффект считается паразитным, и для его подавления разрабатываются специальные методы, такие как добавление перфорации в сверхпроводящей пленке, служащей ловушками для магнитного потока [2].

В данной работе представлены результаты детального исследования влияния перпендикулярного внешнего магнитного поля на основные параметры ниобиевого резонатора – его резонансную частоту и добротность. Установлено, что при температурах ниже 4 К оба параметра демонстрируют не монотонное, а скачкообразное уменьшение (рис. 1). Данное поведение, с учетом размеров резонаторов, свидетельствует о лавинообразном характере проникновения вихрей Абрикосова, что было показано в работе [3]. В рамках исследования была проанализирована зависимость наблюдаемых скачков от температуры, мощности СВЧ-сигнала, величины приложенного магнитного поля и скорости его изменения. Полученные результаты имеют практическую значимость для повышения стабильности и проектирования сверхпроводящих микроволновых схем.

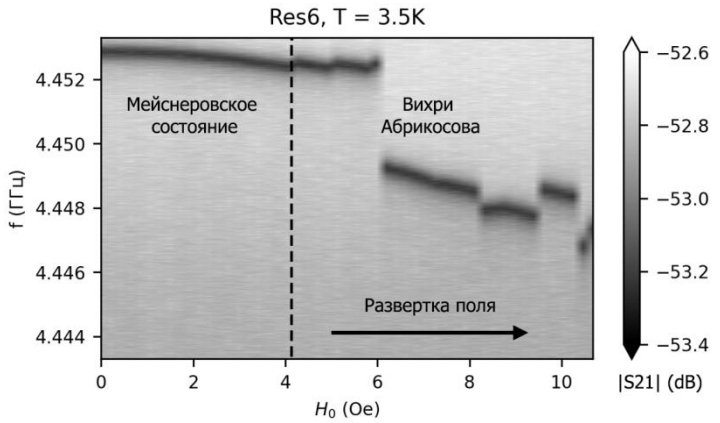


Рис. 1. Зависимость коэффициента прохождения сигнала от частоты и магнитного поля

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда № 23-72-30004.

1. Bothner D. et al. Magnetic hysteresis effects in superconducting coplanar microwave resonators // Physical Review B. Condensed Matter and Materials Physics. 2012. V. 86, no. 1. P. 014517.
2. Kroll J. G. et al. Magnetic-field-resilient superconducting coplanar-waveguide resonators for hybrid circuit quantum electrodynamics experiments // Physical Review Applied. 2019. V. 11, no. 6. P. 064053.
3. Nulens L. et al. Catastrophic magnetic flux avalanches in NbTiN superconducting resonators // Communications Physics. 2023. V. 6, no. 1. P. 267.

Широкополосный СВЧ-усилитель бегущей волны на массиве ВЧ-СКВИДов с шумами вблизи квантового предела

И. Е. Пологов[1], Д. В. Хромых[1], А. С. Аверкин[1], Л. В. Филиппенко[2], В. П. Кошелец[2], А. В. Карпов*[1]

[1]Университет науки и технологий МИСИС, Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1, 119049
[2]Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7, 125009
*pologov.ilia@gmail.com

Сверхпроводящие усилители СВЧ-диапазона с уровнем шума, близким к квантовому пределу, востребованы для считывания сигналов с устройств, охлажденных до сверхнизкой температуры, порядка милли-Кельвинов. Область применения сверхпроводящих усилителей распространяется от астрофизических датчиков терагерцового излучения и датчиков частиц темной материи до систем обработки квантовой информации на сверхпроводящих или спиновых кубитах. При работе с массивами датчиков или кубитов оказывается удобной схема параллельного считывания с частотным разделением каналов, требующая одновременного усиления в широком диапазоне частот и относительно высокой мощности насыщения усилителя. Параметрические усилители бегущей волны на контактах Джозефсона перспективны для обеспечения работы в широком диапазоне частот и для повышенной мощности насыщения.

Мы разработали сверхпроводящий широкополосный СВЧ-усилитель с квантовым уровнем добавленного шума. Параметрический усилитель бегущей волны работает на основе эффекта Керра в нелинейном метаматериале на основе массива ВЧ СКВИДов. Массив размещен в искусственной линии передачи, подходящей для параметрического усилителя бегущей волны. В схеме усилителя мы используем надежную технологию Nb-AlO_x-Nb с площадью контакта 3 мкм^2. Была достигнута мгновенная полоса усиления сигнала, превышающая 4 ГГц и мощность насыщения порядка −90 дБм. В зависимости от выбора частоты накачки, усиление возможно в диапазоне 4–12 ГГц. Измеренная температура добавленного шума усилителя близка к квантовому пределу (1,2–1,5 $h\nu/2k_B$). Измеренные характеристики усилителя находятся в хорошем соответствии с расчётными. Высокая мощность насыщения и значительный диапазон усиления делают разработанный усилитель перспективным для считывания состояний массивов из десятков квантовых битов. Индуктивное шунтирование джозефсоновских переходов в ВЧ СКВИДах делает схему усилителя менее чувствительной к производственным дефектам.

Работа выполнена при поддержке гранта в рамках Стратегического технологического проекта НИТУ МИСИС «Квантовый интернет» Программы Минобрнауки «Приоритет-2030».

Плазмоны и их затухание в грязных сверхпроводящих пленках

Д. К. Карузин*, М. А. Скворцов

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова, д. 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432
Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700
*karuzin.dk@phystech.edu

В металлах упругое рассеяние на примесях приводит к затуханию коллективных плазменных колебаний. Если скорость упругого рассеяния превышает плазменную частоту, закон дисперсии плазмонов становится чисто релаксационным: $\omega(q) = -i\gamma_n(q)$, где $\gamma_n(q) = 2\nu D q^2 V(q)$ (здесь ν – плотность состояний на одну проекцию спина, D – коэффициент диффузии, $V(q)$ – кулоновский потенциал в импульсном пространстве). При переходе в сверхпроводящее состояние за счет возбуждения сверхтекучей компоненты даже в грязном металле возможно распространение плазмонов. Помимо обычной плазмонной моды [1] существует также и мода Карлсона – Голдмана [2], представляющая собой зарядово-нейтральные возбуждения, в которой нормальная и сверхтекучая плотности колеблются в противофазе.

При этом остается открытым вопрос, как в неупорядоченном сверхпроводнике по мере понижения температуры происходит эволюция закона дисперсии плазмонов от релаксационной динамики выше T_c к незатухающим колебаниями при нулевой температуре.

Мы развиваем полностью микроскопическое рассмотрение, основанное на использовании келдышевской сигма-модели, для вывода дисперсионного соотношения плазменных возбуждений в неупорядоченных сверхпроводниках. Учитываются как эффекты кулоновского взаимодействия, так и фазовые колебания, ответственные за моду Карлсона – Голдмана. Показано, что в пренебрежении последней и в длинноволновом приближении спектр плазмонов полностью определяется проводимостью Маттиса – Бардина, которую необходимо рассматривать на комплексных значениях частоты. Проведен теоретический анализ закона дисперсии при низких температурах и вблизи критической температуры. Численно полученный закон дисперсии представлен на рис. 1, где показаны температурные зависимости действительной и мнимой части $\omega(q)$ для разных коэффициентов затухания в нормальном металле $\gamma_n(q)$.

При нулевой температуре плазмоны оказываются незатухающими для малых волновых векторов, которые удовлетворяют условию $\gamma_n(q) < 2\,\Delta$. Их закон дисперсии при $\omega \ll 2\Delta$ имеет вид $\omega(q) = \sqrt{\pi\gamma_n(q)\,\Delta}$. При низких температурах возникает экспоненциально малое затухание, связанное с поглощением переменного поля термически активированными квазичастицами.

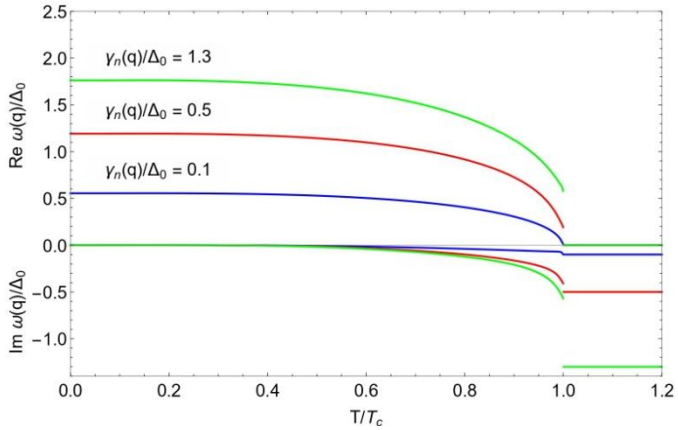


Рис. 1. Температурная зависимость действительной и мнимой части закона дисперсии $\omega(q)$ при разных волновых векторах, характеризующихся разными значениями $\gamma_n(q)$

Наиболее неожиданным является скачкообразное изменение закона дисперсии плазменных колебаний на переходе в сверхпроводящее состояние. При критической температуре мгновенно появляется действительная часть $\omega(q)$, в то время как мнимая часть $\omega(q)$ скачком уменьшается по сравнению с затуханием в нормальном металле $\gamma_n(q)$. Получены аналитические формулы, описывающие скачок в законе дисперсии на T_c при произвольном соотношении $\gamma_n(q)/\Delta$. Экспериментально значимый случай сильно неупорядоченных сверхпроводников отвечает режиму $\gamma_n(q) \ll \Delta$.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-12-00297.

1. J. E. Mooij and G. Schön // Phys. Rev. Lett. 55. 114 (1985).
2. R. V. Carlson and A. M. Goldman // Phys. Rev. Lett. 34. 11 (1975).

Нелинейная сигма-модель в непрерывном пределе модели Чалкера – Коддингтона для спинового квантового эффекта Холла

Д. С. Катков*, М. В. Парфенов, И. С. Бурмистров

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова, д. 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432
*katkov.ds@phystech.su

Сверхпроводники с нарушенной симметрией по обращению времени привлекают внимание исследователей. Они представляют собой платформу для реализации спинового квантового эффекта Холла. Такие системы относятся к симметрийному классу C, и их низкоэнергетическое поведение описывается нелинейной сигма-моделью с топологическим членом. Хотя такие системы активно изучаются численно и аналитически, вывод параметров нелинейной сигма-модели непосредственно из микроскопической модели для сверхпроводника с беспорядком остается нетривиальной задачей.

В работе сверхпроводник с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени с беспорядком моделируется сеткой Чалкера – Коддингтона, которая состоит из одномерных фермионных систем с сильными сверхпроводящими флуктуациями [1, 2, 3]. Соответствующее действие содержит N сортов фермионов со спином ½, распространяющихся вдоль одномерных каналов с чередующимися по знаку скоростями (что отражает киральность, связанную с нарушением симметрии по отношению к обращению времени) и возможностью случайного туннелирования между соседними каналами. Действие также предполагает возможное меняющееся в пространстве зеемановское поле, действующее на спиновую степень свободы.

Усреднение по беспорядку с применением метода реплик позволяет свести рассматриваемую модель к нелинейной сигма-модели для матрицы Q, удовлетворяющей симметриям класса C. Это позволяет получить выражения для продольной и поперечной (холловской) спиновых проводимостей через параметры модели Чалкера – Коддингтона, а именно дисперсии амплитуды случайного туннелирования на четных и нечетных каналах, а также величину диагонального (соответствующего туннелированию внутри одного канала) беспорядка. В симметричном случае с идентичными узлами для четных и нечетных каналов спиновая холловская проводимость принимает целое значение $g_H = N$, что при четном N отвечает точке перехода между топологически нетривиальными фазами спинового квантового эффекта Холла. Получаемое действие позволяет рассматривать как медленно меняющееся, так и быстро осциллирующее в пространстве зеемановское поле.

В процессе вывода нелинейной сигма-модели обнаруживается, что спин-триплетное туннелирование порождает также дополнительные матричные поля (моды), которые в случае сильного диагонального беспорядка оказываются массивными. Однако при амплитудах туннелирования между каналами, совпадающих по порядку с диагональными, эти поля могут порождать дополнительные нулевые моды в теории. Это может влиять на результаты численных исследований модели Чалкера – Коддингтона в системах конечных размеров.

Анализ модели с помощью баллистической ренормализационной группы показывает, что поток ренормализационной группы в пределе сильной связи порождает эффективное туннелирование между любыми, а не только соседними каналами. Вывод нелинейной сигма-модели и полученные выражения для проводимостей обобщаются на случай ненулевых амплитуд туннелирования не только на соседние каналы с сохранением возможности асимметрии между четными и нечетными каналами.

Полученные в работе результаты показывают, что модель Чалкера – Коддингтона может быть не самой удачной для численного моделирования спинового квантового эффекта Холла.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00357.

1. T. Senthil, J. B. Marston, M. P. A. Fisher // Phys. Rev. B. 60. 4245 (1999).
2. T. Senthil, M. P. A. Fisher // Phys. Rev. B. 61. 9690 (2000).
3. M. V. Parfenov, I. S. Burmistrov // Phys. Rev. B. 112. L161407 (2025).

Тепловые эффекты в СИС-переходах и линиях передачи под воздействием ТГц-излучения

Н. В. Кинев[1]*, Ф. В. Хан[1,2], Н. Н. Котова[1,2], А. М. Чекушкин[1], В. П. Кошелец[1]

[1] Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11 стр. 7, Москва, 125009
[2] Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
*nickolay@hitech.cplire.ru

При воздействии на туннельный переход вида «сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник» (СИС) электромагнитного излучения на частоте, превышающей «щелевую» частоту электродов СИС-перехода и подводящих линий передачи, в переходе наблюдается значительное уменьшение щелевого наряжения, вызванное нагревом системы [1, 2]. Это явление связано как с резким скачкообразным ростом потерь в сверхпроводящих плёнках в зависимости от частоты при превышении порогового значения («щелевой» частоты) [3], определяемого фундаментальной характеристикой материала – энергетической щелью в сверхпроводнике, так и с низким коэффициентом теплопроводности в сверхпроводниках, препятствующим быстрому отводу выделяемого тепла. На практике увеличение температуры перехода является паразитным эффектом, поскольку приводит к ухудшению характеристик приёмных систем [1].

В данной работе представлена схема на основе СИС переходов Nb/AlN/NbN, встроенных в микрополосковые линии передачи NbTiN/SiO_2/Al и согласованных с приёмной щелевой антенной в слое NbTiN. Приёмная система рассчитана для работы на частоте в диапазоне 0,9–1,1 ТГц, который заведомо превышает щелевую частоту Nb (около 0,7 ТГц) и находится вблизи щелевой частоты NbN и NbTiN (как правило, в пределах 1,0–1,2 ТГц). Проведена серия экспериментов по накачке СИС-переходов терагерцовым сигналом лампы обратной волны (ЛОВ), в которых наблюдалось характерное значительное уменьшение щелевого напряжения перехода (рис. 1).

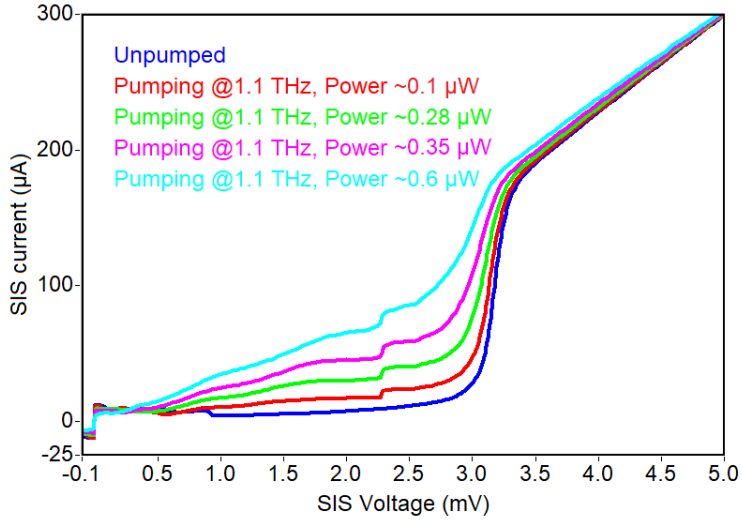


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики СИС-перехода Nb/AlN/NbN: синяя кривая – без внешнего высокочастотного воздействия; красная, зелёная, фиолетовая, голубая кривые – с воздействием сигнала ЛОВ на частоте 1,1 ТГц различной мощности (указана на графике), рассчитанной по [4]. Щелевое напряжение перехода уменьшается от 3,16 мВ (без накачки) до 2,95 мВ (для мощности ~0,6 мкВт)

Для описания нагрева СИС-перехода предложена тепловая модель системы, учитывающая как выделение тепла вследствие целого ряда механизмов – протекание постоянного тока, квазичастичное туннелирование через барьер вследствие воздействия на терагерцовой частоте (накачка) [4], «тепловая ловушка» для квазичастиц на границе сверхпроводников с различной энергетической щелью [2], – так и неравномерное распределение температуры вследствие теплопроводности. Оценен тепловой бюджет в системе. Численные расчеты качественно соответствуют экспериментальным результатам.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2024-538).

1. A. Traini, B. K. Tan, J. D. Garrett et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2020. V. 10, no. 6. P. 721–730.
2. B. Leone, J. R. Gao, T. M. Klapwijk et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78, no. 11. P. 1616–1618.
3. D. C. Mattis and J. Bardeen // Phys. Rev. 1958. V. 111, no. 2. P. 412–417.
4. J. R. Tucker and M. J. Feldman // Rev. Mod. Phys. 1985. V. 57, no. 4. P. 1055–1113.

Влияние релаксации потенциала зарядового разбаланса на высокочастотную динамику вихрей Абрикосова

Р. И. Кинзибаев[1,2]*, А. С. Мельников[1,3]

[1]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская область, 141701
[2]Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, ул. Сущевская, д. 22, Москва, 127055
[3]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*travelerintime2@mail.ru

Механизмы управления кинетической индуктивностью с помощью магнитного поля или транспортного тока могут представлять интерес как для более глубокого понимания электродинамики сверхпроводящих систем, так и для возможных приложений в сверхпроводниковой электронике. Наиболее простым механизмом управления кинетической индуктивностью является подавление плотности сверхпроводящих носителей, что эквивалентно увеличению глубины проникновения магнитного поля λ. Однако на изменение λ также оказывают влияние вихри Абрикосова и их динамика [1]. Поэтому для описания отклика сверхпроводящей системы в присутствии вихрей на внешнее переменное возмущение требуется знать частотно-зависимое уравнение движения вихревой нити, включающее эффекты инерции и запаздывания. Предложенные ранее феноменологические подходы, основанные на введении массы вихря [2], не всегда могут быть обоснованы в рамках последовательных теоретических подходов (см., например, [3]).

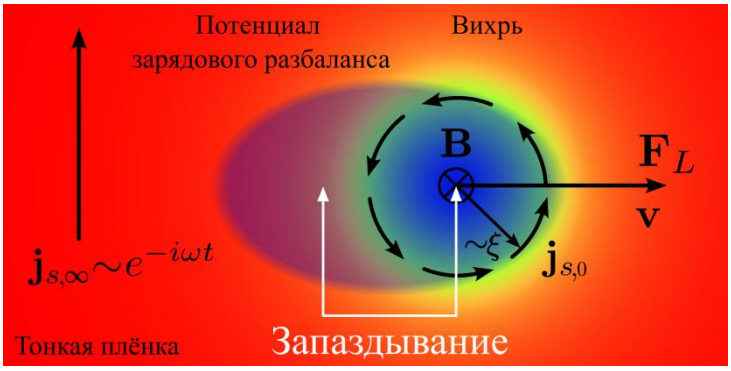


Рис. 1. Схематическое изображение кора движущегося вихря, радиус которого порядка длины когерентности ξ, и области потенциала зарядового разбаланса, индуцированного в процессе движения вихря. На рисунке $\mathbf{j}_{s,\infty}$ – транспортный ток, создающий действующую на вихрь силу Лоренца $\mathbf{F}_L$, $\mathbf{j}_{s,0}$ – сверхток, обтекающий кор вихря, и **B** – магнитное поле

В работе рассматривается движение изолированного вихря Абрикосова в тонкой сверхпроводящей плёнке под действием высокочастотного транспортного тока (рис. 1). В рамках временных уравнений Гинзбурга – Ландау показано, что динамика вихревой нити имеет запаздывающий характер и уравнение движения выглядит следующим образом:

$$\eta(\omega)\mathbf{v} = \mathbf{F}_L, \qquad \eta(\omega) = \eta_{\mathrm{Rel}} + \eta_{\mathrm{Ohm}} \frac{1}{1 - i\omega\tau_E}, \tag{1}$$

где $\mathbf{F}_L = \Phi_0[\mathbf{j}_{s,\infty}(\omega), \mathbf{e}_z]/c$ – сила Лоренца, действующая на вихрь, η_{Rel} и η_{Ohm} – вязкости, связанные с релаксацией параметра порядка и потенциала зарядового разбаланса [4], $\tau_E = l_E^2/D$ – характерное время релаксации потенциала зарядового разбаланса, l_E – характерный масштаб проникновения электрического поля, D – коэффициент диффузии нормального металла.

Время τ_E при приближении к критической температуре расходится как $(T_c - T)^{-1}$ и при больших частотах ω ядро $\eta_{\mathrm{Ohm}}/(1 - i\omega\tau_E)$ принимает форму, аналогичную вкладу в динамику вихря от сил пиннинга, с эффективной постоянной упругой связи $\eta_{\mathrm{Ohm}}/\tau_E$.

Поправка к кинетической индуктивности, соответствующая данной динамике вихрей Абрикосова, зависит линейно от магнитного поля B и имеет вид

$$\Delta l_k = \frac{\Phi_0 B}{c^2} \frac{\eta_{\mathrm{Ohm}}}{\eta_{\mathrm{Rel}}^2 \omega^2 \tau_E^2 + (\eta_{\mathrm{Rel}} + \eta_{\mathrm{Ohm}})^2}. \tag{2}$$

1. M. W. Coffey, J. R. Clem // Phys. Rev. Lett. 1991.V. 67. P. 368.
2. J. I. Gittleman, B. Rosenblum // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 734.
3. M. Yu. Kupriyanov, K. K. Licharev // JETP. 1975. V. 41. P. 755.
4. L. P. Gor'kov, N. B. Kopnin // Sov. Phys. Usp. 1975. V. 18. P. 496.

Плазменные моды сверхпроводящей пленки конечной толщины

В. М. Ковалёв[1,2]*, А. В. Чаплик[1,3]

[1]Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, просп. Акад. Лаврентьева, д.13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный технический университет, просп. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630073
[3]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
*vadimkovalev@isp.nsc.ru

Изучение плазменных мод сверхпроводящих материалов имеет давнюю историю. По-видимому, первой работой, в которой теоретически изучались плазменные моды трехмерного сверхпроводника, была работа Андерсона [1], в которой показано, что фазовый переход в сверхпроводящее состояние не оказывает влияния на дисперсию плазменных колебаний. Впоследствии это утверждение было доказано для двумерных, одномерных и слоевых сверхпроводников [2]. Тем не менее специфические коллективные колебания носителей заряда в сверхпроводнике могут существовать – мода Карлсона – Гольдмана – Артеменко – Волкова (КГАВ) [3–5], изначально предсказанная для трехмерных сверхпроводников. Указанная мода представляет собой противофазные колебания сверхпроводящих и нормальных электронов с сохранением локальной нейтральности плазмы. В результате, вследствие отсутствия дальнодействующих кулоновских сил, мода КГАВ является мягкой с линейным законом дисперсии, при этом фазовая скорость КГАВ значительно ниже скорости Ферми. В случае сверхпроводящих пленок конечная толщина пленки не играет принципиальной роли – мода КГАВ существует и в пределе беконечно тонких двумерных систем [6]. Детектирование моды КГАВ оптическими методами затруднено вследствие ее нейтральности, и изначально мода КГАВ была обнаружена в туннельных экспериментах [3, 4].

Недавно [7] в группе И. В. Кукушкина (ИФТТ РАН) были обнаружены специфические плазменные колебания двумерной сверхпроводящей системы конечной толщины, обладающие линейным законом дисперсии, фазовая скорость которых значительно превосходит скорость Ферми и обращается в нуль при температуре, равной T_c. В настоящем докладе предложена теоретическая модель, описывающая плазменные колебания в сверхпроводящей пленке конечной толщины, что соответствует эксперименту [7]. Обсуждаются принципиальные отличия новой плазменной моды от моды КГАВ. В обсуждаемой в докладе теоретической модели показано, что вследствие различия поперечных по толщине пленки «огибающих функций» сверхпроводящих и нормальных электронов нет полной компенсации противоположно направленных токов. В результате коллективная мода сопровождается возбуждением объемных зарядов и дальнодействующих кулоновских сил. Предложенная теоретическая модель удовлетворительно описывает дисперсию обнаруженной моды и поведение ее фазовой скорости при стремлении температуры к T_c.

1. P. Anderson // Phys. Rev. **112**. 1900 (1958).
2. Y.Ohashi and S. Tokada // J. Phys. Soc. Jpn. **67**. 551 (1998).
3. R. V. Carlson and A. M. Goldman // Phys. Rev. Lett. **31**. 880 (1973).
4. R. V. Carlson and A. M. Goldman // Phys. Rev. Lett. **34**. 11 (1975).
5. С. Н. Артеменко, А. Ф. Волков, УФН. **128**. 3 (1979).
6. M. V. Boev, V. M. Kovalev and I. G. Savenko // Phys. Rev. B. **101**. 165430 (2020).
7. S. A. Andreeva et. al., *sent to Phys. Rev. Lett.* (2025).

Обратный эффект Фарадея в сверхпроводящем диске и в пленке с колумнарным дефектом: феноменологический подход в рамках нестационарной теории Гинзбурга – Ландау

М. В. Коваленко[1]*, А. С. Мельников[1,2]

[1]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская область, 141701
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*kovalenko.m@phystech.edu

Явление генерации постоянного магнитного момента в материале под действием циркулярно-поляризованной волны, известное как обратный эффект Фарадея (ОЭФ), представляет исключительный интерес для изучения в сверхпроводящих системах, так как дает возможность создавать бездиссипативные циркулирующие DC-токи, которыми можно быстро управлять с помощью внешнего излучения и которые при некоторых условиях могут оставаться в сверхпроводнике даже после прекращения облучения системы.

Для теоретического описания ОЭФ в рассматриваемых сверхпроводящих системах мы используем уравнение нестационарной теории Гинзбурга – Ландау на сверхпроводящий параметр порядка Ψ, которое ранее применялось в ряде теоретических работ [1, 2], посвященных фотогальваническим эффектам в сверхпроводниках:

$$(T-T_c)\alpha\Psi+\beta\Psi|\Psi|^2+\frac{\hbar^2}{4m}(-i\boldsymbol{\nabla}-\frac{2\pi}{\Phi_0}\mathbf{A})^2\Psi+\Gamma(\partial_t+\frac{2ie}{\hbar}\Phi)\Psi=0, \quad (1)$$

где $\Gamma=(\frac{\pi\alpha}{8}+i\gamma)\hbar$ – константа релаксации, мнимая часть которой отвечает за электронно-дырочную асимметрию. Полагая поле волны достаточно слабым, мы развиваем теорию возмущений на параметр порядка, который ищем в виде $\Psi=(\Delta_0+\Delta_1)e^{i\chi}$, где $\Delta_1\propto A,\ \chi\propto A,\ \Delta_0^2=\alpha|T-T_c|/\beta$ – параметр порядка в отсутствии поля.

Предлагаемые схемы для детектирования ОЭФ показаны на рис. 1 и рис. 2, а графики полученных циркулирующих фототоков изображены на рис. 3 и рис. 4.

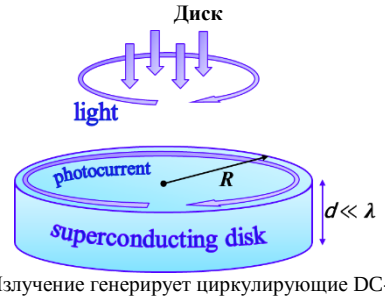


Рис. 1. Излучение генерирует циркулирующие DC-фототоки в СП-диске, которые создают постоянный магнитный момент

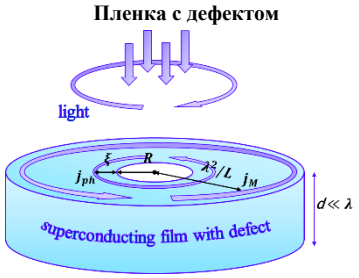


Рис. 2. Излучение генерирует циркулирующие DC-фототоки в СП-пленке с дефектом

$$j^{(0)}_{ph,\theta}=\frac{j_0}{\omega\tau(1-\frac{\xi^2}{2l_E^2})}\frac{R}{\xi}Re\left\{[f(q_1r)-f(q_2r)]\times\left[1-\frac{R}{r}f(q_2^*r)\right]\right\}, \quad (2)$$

$$j^{(0)}_{ph,\theta}=\frac{j_0}{\omega\tau(1-\frac{\xi^2}{2l_E^2})}\frac{R}{\xi}Re\left\{[g(q_1r)-g(q_2r)]\times\left[1-\frac{R}{r}g^*(q_2r)\right]\right\}, \quad (3)$$

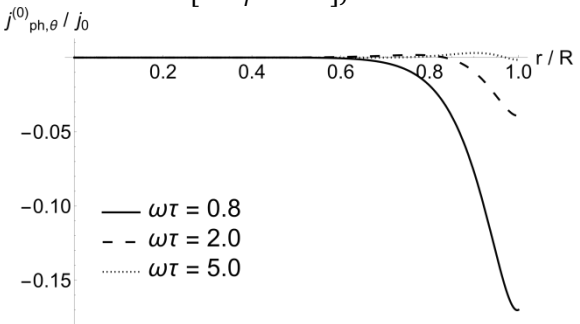


Рис. 3. Зависимость азимутальной компоненты фототока от расстояния от центра диска при R = 10ξ для $\xi=\sqrt{5.79}l_E$ и различных значений ωτ

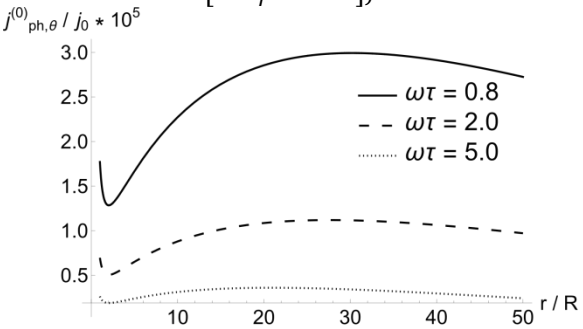


Рис. 4. Зависимость азимутальной компоненты фототока от расстояния от края дефекта при R = 0.01ξ для $\xi=\sqrt{5.79}l_E$ и различных значений ωτ

В формулах (2) и (3) $j_0=\frac{32|e|^3\Delta_0^2E_0^2\tau^3\gamma}{\xi m^2\pi^2\alpha^2}$, $\tau=\frac{\pi\hbar}{8|T-T_c|}$, $l_E^2=\frac{\hbar\sigma_n}{\Delta_0^2e^2\pi\alpha}$, $q_1=\sqrt{\frac{i\omega\tau-2}{\xi^2}}$, $q_2=\sqrt{\frac{i\omega\tau}{\xi^2}-\frac{1}{l_E^2}}$, $f(qr)=\frac{J_1(qr)}{qRJ_0(qR)-J_1(qR)}$, $g(qr)=\frac{H_1^{(1)}(qr)}{qRH_0^{(1)}(qR)-H_1^{(1)}(qR)}$.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00042.

1. Mironov S. V., Mel'nikov A. S., Tokman I. D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 126: 137002.
2. Mironov S. V., Mel'nikov A. S., Buzdin A. I // Phys. Rev. Lett. 2024. V. 132(9): 096001.

Исследование тепловой релаксации в сверхпроводниковых CVD-монокристаллических алмазных пленках, легированных бором

А. И. Колбатова*, Н. А. Титова, Э. М. Баева, А. В. Семенов, Г. Н. Гольцман

Московский Педагогический Государственный Университет, ул. Малая Пироговская, д. 29, Москва, 119435
*aikolbatova@gmail.com

Монокристаллические и поликристаллические алмазные пленки, допированные бором (C:B), представляют собой перспективный материал для разработки планарных гибридных схем [1, 2], сверхпроводящих квантовых интерферометров (μ-SQUID) [3], механических резонаторов [4], электрохимических конденсаторов [5] и сверхпроводниковых детекторов [6]. Это стимулирует исследования свойств материала, связанных со сверхпроводимостью, структурными дефектами и неупругим рассеянием носителей заряда [7].

В данной работе представлены результаты исследования тепловой релаксации в нормальном состоянии образцов высоколегированного бором алмаза. Для этого использовался метод шумовой термометрии, позволяющий измерять скорость переноса энергии между электронами и кристаллической решеткой при низких температурах (рис. 1, *a*) [8]. Исследования проводились на образце C:B толщиной 130 нм, нанесенном на алмазную подложку с ориентацией типа IIa-(100). Критическая температура (Tc) слоя C:B составила 1,7 К, а плотность носителей заряда, измеренная при температуре 20 К – 1,46 × 10^{21} $см^{-3}$. Образцы имели форму проводов различной длины (от 2,5 до 330 мкм) и ширины (от 150 нм до 30 мкм).

На рис. 1, *b* представлены результаты измерения спектральной мощности шума в образцах, которые проводились при низкой мощности джоулева нагрева и низкой температуре ванны (0,5 К). Анализ полученных данных показал, что скорость теплового потока определяется либо диффузией электронов в резервуары, либо электрон-фононным взаимодействием [9]. Последнее описывается степенной зависимостью $P=\Sigma\Omega(T_N^5 - T_b^5)$, где Ω – объем образца, T_N – шумовая температура, Σ = 0,028 нВт/($К^5$мкм^3) – постоянная тепловой связи. Значение Σ оказалось ниже, чем у традиционных металлов (например, для Au ~2.4 нВт/($К^5$мкм^3), Al~0.3 нВт/($К^5$мкм^3)), но близко к значениям для кремния, легированного фосфором (0,04 нВт/($К^5$ мкм^3)) [10]. При увеличении мощности нагрева и температуры ванны до 4,2 К наблюдается отклонение скорости теплового потока от зависимости (T^5) в сторону (T^3), а также значительное снижение постоянной тепловой связи в образцах больших размеров. Для объяснения этих эффектов предлагается феноменологическая модель, учитывающая наличие внутреннего «узкого горла», которое оказывает влияние на фононный транспорт из легированного слоя C:B в монокристаллическую алмазную подложку. Полученные результаты имеют важное значение для понимания принципов функционирования устройств, интегрированных в кристаллические подложки.

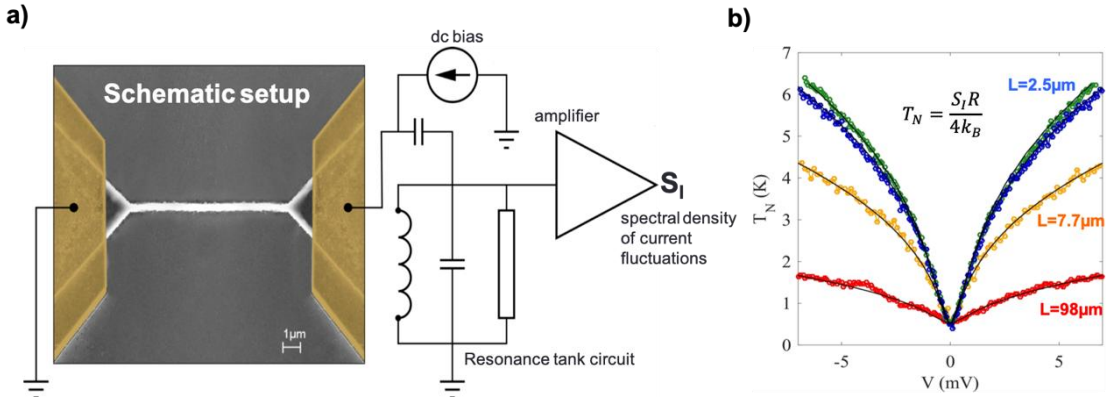


Рис. 1. Принципиальная схема шумовой термометрии (*а*) и СЭМ-изображение одного из C:B образцов. Зависимость шумовой температуры (*б*) от напряжения для четырех образцов длиной 2,55 мкм (отмечены синим и зеленым цветом), 7,7 мкм (оранжевый цвет) и 98 мкм (красный цвет)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10105.

1. Shim Y. and Tahan C. // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electr. 2015. V. 21. P. 1–9.
2. Lenzini F. et al. // Semiconductors and Semimetals 2021. V. 104. P. 149–171.
3. Mandal S. et al. //ACS Nano 2011. V. 5. P. 7144–7148.
4. Bautze T. et al. // Carbon 2014. V. 72. P. 100–105.
5. F. Gao et al. // Diam. Relat. Mater. 2015. V. 51. P. 1–6.
6. Kardakova A. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 064506.
7. Bousquet J. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. P. 161301(R).
8. Roukes M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 422.
9. Huard B. et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 165426.
10. Giazotto F. et al. // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78. P. 217.

Радиофотонный СВЧ-генератор для квантовых цепей

А. А. Корнеев[1,2,*], М. А. Дрязгов[1], Н. А. Вовк[1], Г. А. Матвеев[1], И. Д. Бурков[1], А. И. Казак[1], М. В. Шибалов[1], А. М. Мумляков[1], Н. Ю. Дмитриев[1], М. А. Тархов[1]

[1]Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская, д. 16(а), с. 1, Москва, 115487
[2]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
*alex.korneev78@gmail.com

Мы представляем технологический принцип создания перестраиваемого радиофотонного СВЧ-генератора, который может быть использован для управления сверхпроводящими кубитами. Мы предлагаем использовать NbN сверхпроводниковый болометр на горячих электронах (HEB), интегрированный с оптическим волноводом как смеситель. В качестве сигнала и гетеродина используются монохроматические оптические сигналы в ИК-диапазоне на длинах волн около 1550 нм (частота 193 ТГц) с разностной частотой, попадающей в диапазон от сотен МГц до десятков ГГц. Точная подстройка частот оптических сигналов осуществляется перестройкой волноводных кольцевых резонаторов, изготовленных на одном чипе со смесителем. Схема генератора представлена на рис. 1, *а*. Широкополосный оптический сигнал от суперлюминесцентного лазерного диода заводится в волновод на оптическом чипе, разделяется на два канала, в каждом из которых стоят перестраиваемые узкополосные кольцевые резонаторы. Полосы пропускания резонаторов с помощью тонкопленочных нагревателей отстраиваются на величину желаемой частоты выходного сигнала генератора. После этого оба оптических сигнала поступают на HEB-смеситель, на СВЧ-выходе которого («IF output» на рис. 1) формируется сигнал промежуточной частоты, равной разности частот входных оптических сигналов. На рис. 1, *б* показан спектр выходного сигнала, на котором на частоте ~350 МГц виден сигнал промежуточной частоты.

В докладе будут представлены результаты тестирования прототипа предложенного генератора: полоса частот, выходная мощность, стабильность частоты.

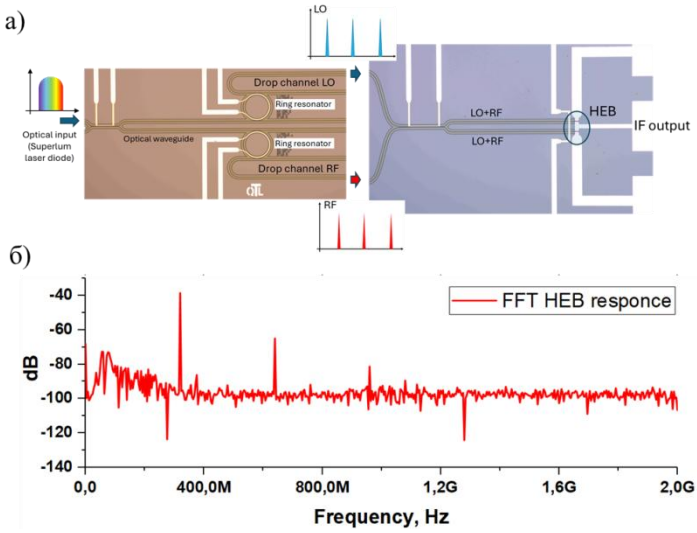


Рис. 1. *а* – схема радиофотонного СВЧ-генератора и *б* – спектр выходного сигнала, представляющего собой сигнал промежуточной частоты со смесителя

Работа выполнена в рамках проекта № 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеризация образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» – «Комплекса оборудований для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий».

Критические токи и нелинейность кинетической индуктивности в двуслойных структурах NbN/Mo

Ю. П. Корнеева[1*], М. А. Дрязгов[1], М. Ю. Левичев[2], Н. Н. Осипов[1], Н. В. Порохов[1], М. В. Шибалов[1], А. М. Мумляков[1], Д. Ю. Водолазов[2], А. А. Корнеев[1,3], М. А. Тархов[1]

[1]Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская, д. 16(а), с. 1, Москва, 115487
[2]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950
[3]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
*korneeva@yuliya@mail.ru

Нелинейность кинетической индуктивности L_k используется во многих устройствах сверхпроводящей электроники, и достижение максимальной нелинейности кинетической индуктивности является актуальной проблемой. Усиление экранирующих и транспортных свойств в двуслойных стуктурах сверхпроводник – нормальный металл (S-N-структурах) за счет наведенной сверхпроводимости в N-слое по сравнению с аналогичными свойствами одиночной сверхпроводниковой пленки (S-структурой) было показано в работе [1] на примере пар NbN/Ag, NbN/Al, MoN/Ag. В дальнейшем на паре Cu/MoN [2] была продемонстрирована нелинейная зависимость критического тока от магнитного поля, что косвенно указывало на приближение критического тока к току распаривания в такой SN-двухслойной системе. В работе [3] прямые измерения $L_k(I)$ подтвердили, что нанесение на NbN полоску с толщиной 10 нм тонкого слоя Mo (5–15 нм) приводит к кратному увеличению нелинейности кинетической индуктивности.

Мы представляем метод увеличения нелинейности кинетической индуктивности путем изготовления двухслойных структур сверхпроводник – нормальный металл. В качестве сверхпроводника мы исследуем NbN толщиной 7,5 нм, а в качестве нормального металла молибден (Mo) толщиной 5 нм. В таких структурах нам удалось продемонстрировать увеличение кинетической индуктивности на 70 % с ростом тока, в то время как на образцах с одиночным слоем NbN кинетическая индуктивность росла только на 10 % (рис. 1, *а*). Также в этих структурах удается лучше приблизиться к току распаривания: отношение критического тока I_c к току распаривания I_{dep} достигает 0,78. Одновременно в двухслойных структурах наблюдается более резкая зависимость критического тока от температуры, и при температурах много меньших критической абсолютное значение критического тока оказывается почти в 2 раза выше, чем в однослойной пленке NbN (рис. 1, *б*).

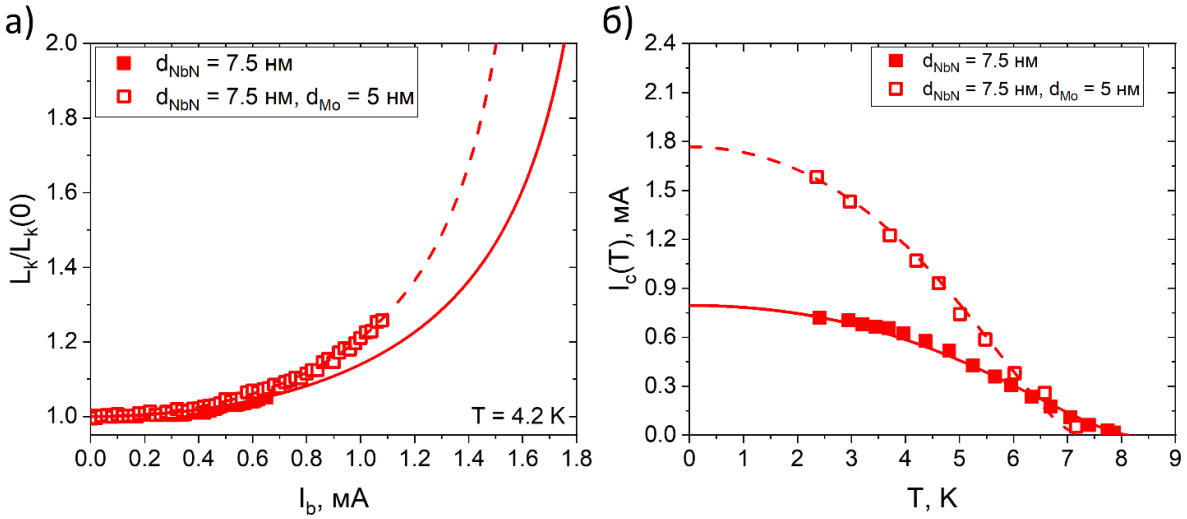


Рис. 1. *а* – зависимости кинетической индуктивности от тока для одиночного слоя NbN (закрашенные квадратики) и двухслойной структуры NbN/Mo (открытые квадратики); *б* – экспериментальные зависимости критического тока от температуры для двухслойных структур (открытые) и одиночного слоя NbN (закрашенные)

Работа выполнена в рамках проекта № 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеризация образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» – «Комплекса оборудований для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий».

1. Vodolazov D. Yu., Aladyshkin A. Yu., Pestov E. E. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2018. V. 31. Art. 11.
2. Ustavschikov S. S., Levichev M. Yu., Pashenkin Yu. I. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2021. V. 34. Art. 015004.
3. Korneeva Yu. P., Dryazgov M. A., Trofimov I. V. et al. // Supercond. Sci. Technol. 2025. V. 38, No. 7. Art. 075016.

Масштабируемая технология изготовления сверхпроводниковых интегральных схем на 100 мм пластинах

Н. Д. Коршаков[1,2]*, Д. А. Москалева[1,2], Д. О. Москалев[1,2], А. А. Соловьева[1,2], Н. С. Смирнов[1,2], И. А. Родионов[1,2]

[1]НОЦ ФМНС, МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, 2-я Бауманская ул., 5, стр. 4, 105005
[2]ФГУП «ВНИИА» им. Н. Л. Духова, Москва, Сущевская ул., д. 22, 127030
*korshakov@bmstu.ru

Тенденция к масштабированию сверхпроводниковых схем предполагает переход от изготовления одиночных чипов на кристалле к пластине с высокой степенью интеграции. Одним из практических ограничений для масштабирования является столкновение резонансных частот, вызванное низкой воспроизводимостью джозефсоновских переходов (ДП). В данной работе представлен процесс изготовления ДП типа Al/AlOx/Al на основе мостовой технологии Долана в масштабе 100 мм пластины. Его основу составляет метод предварительной топологической коррекции резистивной маски, компенсирующий изменение площади ДП в масштабе пластины (SEBi correction). Дополнительно проведена комплексная оптимизация режима окисления для повышения однородности туннельного барьера. Это приводит к улучшению коэффициента вариации площади ДП (CVA) до 1,1 % для критических размеров от 130 × 170 нм до 130 × 670 нм на рабочей площади пластины 70 × 70 мм (49 см²). Проведено исследование влияния параметров процесса формирования туннельного барьера (метод окисления, давление, время) на воспроизводимость сопротивления переходов при комнатной температуре. Синтез разработанной методики коррекции и оптимизированного режима окисления привел к улучшению CVRN до 6,0/5,2/4,1 % для площади ДП 0,025 мкм² и 4,0/3,4/2,3 % для площади ДП 0,090 мкм² для рабочей площади пластины 49/25/16 см² соответственно. Предложенный подход открывает путь к серийному изготовлению сверхпроводниковых интегральных схем.

Критическая точка перехода между $s_{\pm}$ и s_{++} состояниями необычного сверхпроводника с примесями

М. М. Коршунов[1]*, Ю. Н. Тогушова[2], В. А. Шестаков[1]

[1]Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, Красноярск, 660036
[2]Сибирский Федеральный Университет, пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041
*mkor@iph.krasn.ru

Рассмотрено поведение большого термодинамического потенциала Ω и его производных, энтропии S и теплоёмкости C, в модели необычного сверхпроводника с двумя зонами и немагнитными примесями. Показано, что переход между $s_{\pm}$ и s_{++} состояниями проходит плавно и является кроссовером при высоких температурах, а при низких температурах становится фазовым переходом первого рода. Таким образом, на диаграмме T–Γ_a («температура» – «интенсивность рассеяния на примесях») выявлена критическая конечная точка перехода T_{CEP}. Эта температура максимальна в борновском пределе и стремится к нулю при отдалении от него, что может указывать на наличие квантового фазового перехода при $T_{CEP} \to 0$.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-22-20043, гранта Красноярского краевого фонда науки.

Формирование базового слоя и воздушных мостов для сверхпроводниковых схем на основе тантала

С. А. Котенков, Е. В. Зикий, Н. С. Смирнов, А. Р. Матанин, А. И. Иванов, С. В. Букатин, Д. А. Баклыков, Е. И. Малеванная, В. И. Полозов, И. А. Родионов

МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, с. 1, 105005

Тонкие плёнки тантала в альфа-фазе в качестве базового слоя сверхпроводниковых кубитов обеспечили значительный рост производительности кубитов благодаря совокупности свойств альфа-тантала, таких как высокая критическая температура, высокая температура плавления, химическая стойкость и наличие тонкого и плотного естественного оксида. Однако помимо базового слоя сверхпроводниковые цепи также содержат джозефсоновские переходы и воздушные мосты, которые традиционно формируются на основе алюминия и не обладают химической стойкостью, как у тантала. По этой причине очистка кубитных схем с танталовым базовым слоем в растворах серной и плавиковой кислот оказывается невозможна. В данной работе мы представляем разработку режима формирования тонких плёнок альфа-тантала, которые могут быть использованы как для формирования базового слоя схем, так и для формирования воздушных мостов. Эффективность формируемых воздушных мостов подтверждена криогенной характеризацией схем копланарных микроволновых резонаторов, содержащих танталовые мосты.

Сверхпроводниковые субТГц-генераторы различных типов; сравнение механизмов генерации и синхронизации

Ф. В. Хан[1,2], А. Е. Ермаков[1], М. А. Маркина[1,3], М. Ю. Фоминский[1], Л. В. Филиппенко[1], В. П. Кошелец[1*]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[3]НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, д. 11, Москва, 109028
*valery@hitech.cplire.ru

В докладе будет представлено сравнение различных типов генераторов субтерагерцового диапазона на основе сверхпроводниковых туннельных переходов. Обсуждаются механизмы генерации в различных типах генераторных структур (распределенные джозефсоновские переходы и массивы сосредоточенных джозефсоновских переходов), а также их предельные параметры. Особое внимание будет уделено новому типу генераторов на основе массива джозефсоновских переходов, соединенных последовательно по постоянному току и включенных в центральный электрод сверхпроводниковой копланарной линии. Такая конструкция позволила реализовать джозефсоновский генератор, частота которого может быть перестроена в широком диапазоне вплоть до щелевой частоты ниобия. Использование сверхпроводникового гармонического смесителя на основе туннельного СИС-перехода позволило измерить спектр излучения сверхпроводникового генератора на частотах до 700 ГГц в режиме частотной стабилизации и реализовать режим фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) [1].

Изготовлены несколько серий образцов генераторов, включающих в себя массивы 100, 200, 350 и 600 джозефсоновских переходов, площадью 2,8 мкм^2 и 4,2 мкм^2 и плотностью туннельного тока от 5 до 20 kA/см^2 [2]. Исследования сверхпроводниковых генераторов с помощью интегральных СИС-детекторов излучения показали возможность перестройки частоты во всём рабочем диапазоне вплоть до 700 ГГц при выходной мощности порядка одного микроватта. Оптимизация конструкции массива позволила значительно расширить диапазон работы генератора и улучшить равномерность выходной мощности; глубина резонансов, обусловленных отражениями от краев массива, не превышает 1,5 дБ в большей части диапазона. При использовании СИС-детектора в режиме гармонического смесителя проведены измерения спектров излучения генераторов; естественная ширина линии излучения массива из 600 переходов в лучшей точке составила 190 кГц. Продемонстрирована возможность частотной и фазовой стабилизации частоты излучения таких массивов на частотах до 680 ГГц.

В докладе обсуждаются дальнейшие перспективы в области разработки сверхпроводниковых генераторов терагерцового диапазона. Использование копланарной линии открывает возможность формирования электродов из материалов с малыми поверхностными потерями на частотах около 1 ТГц (для соединений ниобия с более высокими значениями критической температуры и щелевого напряжения), при использовании джозефсоновских переходов с очень высокой плотностью тока (как с внешним резистивным шунтом, так и самошунтированных).

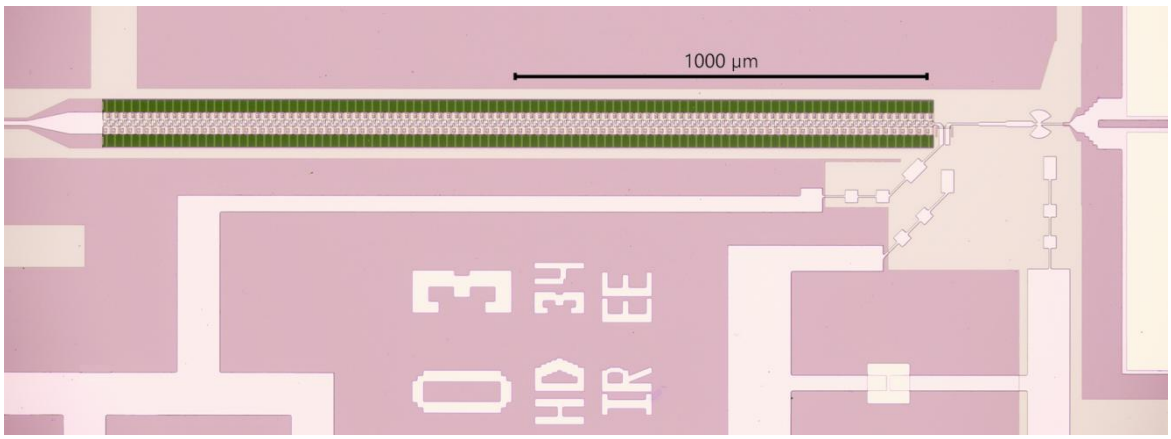


Рис. 1. Фотография массива из 200 шунтированных джозефсоновских переходов с согласованной нагрузкой и сверхпроводниковой детекторной структурой

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2024-538).

1. Ф. В. Хан, Л. В. Филиппенко, А. Б. Ермаков, М. Е. Парамонов, М. Ю. Фоминский, Н. В. Кинев, В. П. Кошелец, С. А. Никитов // УФН. 2025. Т. 195. С. 621–634. DOI: 10.3367/UFNr.2024.12.039864.
2. Ф. В. Хан, Л. В. Филиппенко, А. Б. Ермаков, Н. В. Кинев, В. П. Кошелец // ЖТФ. 2025. Т. 95. С. 1656–1664.

Сверхпроводящие свойства S/NFN/S-структур на основе сегментированных нанопроводов

П. Р. Кузнецова[1,4,*], А. Г. Шишкин[3,4], М. С. Сидельников[2], С. В. Сотничук[5], О. В. Скрябина[3], К. С. Напольский[5], В. С. Столяров[3,4]

[1]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, 117303
[2]Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, 142432
[3]Центр перспективных методов мезофизики и нанотехнологий, Долгопрудный, 141701
[4]Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва, 127030
[5]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991
*kuznetsova.pr@phystech.edu

Работа посвящена изготовлению и исследованию электронных свойств сверхпроводящих гибридных S/NFN/S-структур на основе сегментированных нанопроводов из нормального металла (Au) и ферромагнетика (Ni). В качестве слабой связи используются нанопровода Au-Ni, а роль сверхпроводящих электродов выполняет Nb. Ранее в подобных и S/N/S-структурах наблюдался сверхпроводящий ток ([1]–[4]). Такие системы перспективны для применения в миниатюризированных спиновых и квантовых устройствах.

В ходе работы была представлена разработанная технология изготовления сверхпроводящих структур и результаты их транспортных измерений. Для изготовления нанонитей использовались две пористые AAO-матрицы: свежеприготовленная и хранившаяся в течение 4-х лет. Были изготовлены образцы с ферромагнитными вставками толщиной от 6 нм до 44 нм и длинами слабой связи от 300 нм до 650 нм. Для полученных структур исследовали температурную зависимость сопротивления, измерили вольт-амперные характеристики и сняли зависимость критических токов от температуры. В образцах на основе свежеприготовленной AAO-матрицы наблюдался критический ток 0,87 мкА в S/NFN/S-структурах. В то же время, в структурах, полученных из матрицы после четырёх лет хранения, критический ток отсутствовал или был значительно снижен (как в случае контрольных Nb/Au/Nb-структур), что указывает на подрастворение Ni и Au в нанопроводах в старой AAO-матрице.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 25-72-10127 от 20.09.2025 г.).

1. P. Dubos et al. // Phys. Rev. B, 63, 064502 (2001).
2. O. V. Skryabina et al. // Appl. Phys. Lett., 110(22), 222605 (2017).
3. O. V. Skryabina et al. // Supercond. Sci. Technol., 37(12), 125018 (2024).
4. S. V. Sotnichuk et al. // J. Mater. Chem. C., 13, 4236 (2025).

Observation of the Leggett collective plasma oscillation and the spin exciton in two-gap superconductors using tunneling spectroscopy

S. A. Kuzmichev[1,2]*, T. E. Kuzmicheva[2], M. M. Korshunov[3], B. M. Bulychev[4], S. I. Krasnosvobodtsev[2], N. D. Zhigadlo[5], I. V. Morozov[4]

[1]Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, 1, Leninskiye Gory 119991, Moscow, Russia
[2]P. N. Lebedev Physical Institute of the RAS, 53, Leninsky Ave., 119991 Moscow, Russia
[3]L. V. Kirensky Institute of Physics, SB RAS, 60, Akademgorodok, 660036, Krasnoyarsk, Russia
[4]Department of Chemistry, Moscow State University, 1, Leninskiye Gory 119991, Moscow Russia
[5]Crystmat company, 11 Zschokkestrasse, 8037 Zuric, Switzerland
*kuzmichev@mig.phys.msu.ru

MgB_2 becomes the first-ever-known two-gap SC, where two weakly interacting SC condensates with the distinct coupling energies ($2\Delta_\sigma$ and $2\Delta_\pi$) develop in the SC state below T_c. As early as in 1966 A.J. Leggett predicted that collective plasma oscillation caused by small fluctuations of the phase difference between two SC condensates ("internal Josephson effect in the *k*-space"), develop in two-gap superconductors [1]. The main result of the pioneer work [1] re-derived by Sharapov *et al*. [2] specially for MgB_2 is that the square of the massless term of the oscillation frequency $\omega_0^2 = \omega_L^2(k \to 0)$ at T = 0 is proportional to $\Delta_\sigma(0)\cdot\Delta_\pi(0)$. For the first time, Leggett plasmon in MgB_2 was experimentally detected in our laboratory by supervision of Prof. Ya.G. Ponomarev in 2002 [3, 4].

For the iron-based superconductors, the Fermi surface consists of hole barrels near the Γ point and electron barrels near the M point of the Brillouin zone, which are coupled by a nesting vector **Q**. As a result, within the framework of 5-orbital $s^{\pm}$-model, the imaginary part of the dynamic spin susceptibility $\mathrm{Im}[\chi(\mathbf{Q},\omega)]$ shows a spin-resonance peak at position $\omega_R(0) < [\Delta_L(0) + \Delta_S(0)]$ [5].

At 4.2 K, using a planar "break-junction" technique we formed Josephson SIS and Andreev SnS nanojunctions (S is superconductor, *n* — thin normal metal, *I* — insulator). In I(V) and dI(V)/dV characteristics of the tunneling junctions, we reproducibly observed a fine structure caused by a resonant interaction of Josephson supercurrent with a bosonic mode (in SIS regime) or emission of bosons during multiple Andreev reflections (in SnS regime), and determined the energy of the bosonic mode [6].

Here we revisit our experimental results on Leggett plasma mode detection in disordered MgB_2 and electron doped $(Mg,Al)B_2$ compounds in a wide range of critical temperatures $T_c \approx 13.5$–40 K [7]. In average, ω_0 does not exceed the small SC gap $2\Delta_\pi(0)$ value and reaches $\omega_0 \approx 4$–5 meV in MgB_2 with $T_c \approx 40$ K. Summarizing the data obtained by Josephson and Andreev spectroscopies, we demonstrate monotonic $\omega_0^2(\Delta_\sigma\cdot\Delta_\pi)$ dependence within this T_c range [3, 4], as well as simulated $\omega_0^2(\Delta_\sigma\cdot\Delta_\pi)$ using the reduced coupling constants λ_{ij} estimated from the experimental $\Delta_{\sigma,\pi}(T)$ dependences. In the letter case ω_0 values tending to the Sharapov *et al*. predictions [2], those well exceed the experimental ω_0 values. We conclude on the substantial softening of the Leggett mode energy $\omega_0 \to 2\Delta_\pi(0)$ [7].

In the dI(V)/dV-spectra of SnS-junctions formed in Gd(O,F)FeAs and (Sm,Th)OFeAs oxypnictides (the 1111 family) with various doping degree and maximum $T_c \approx 50$ K [8–11], as well as in $(K,Na)_xFe_{2-y}Se_2$ selenides with $T_c \approx 26$ K, the observed fine structure was attributed to an interaction with a spin exciton. In particular, multiple emission of up to 4 bosons was detected in (Sm,Th)OFeAs [10]. At $T << T_c$, the spin exciton energy ε_0 was not exceed the indirect SC gap $\Delta_L(0) + \Delta_S(0)$ in the oxypnictides, and $2\Delta(0)$ in single-gap selenides. In the 1111-compounds, under doping variation, ε_0 was scaled with T_c together with $\Delta_L(0)$ and $\Delta_S(0)$ [8, 10]. The experimental temperature dependence $\varepsilon_0(T)$ agrees well with the $\omega_R(T)$ dependence calculated within the $s^{\pm}$ model [11].

1. A.J. Leggett, Prog. Theor. Phys. **36**, 901 (1966).
2. S.G. Sharapov, *et al*., Eur. Phys. J. B **30**, 45 (2002).
3. Ya.G. Ponomarev, *et al*., Bulletin of the V. Tarasov Center of Chemotronics of Glass **2**, 139 (2002); arXiv: cond-mat/2301.02929 (2023); Proceedings of the 1st international conference "Fundamental prob. of HTS" (FPS), 234 (2004).
4. Ya.G. Ponomarev, *et al*., arXiv: cond-mat/0303640 (2003); Solid State Comm. **129**, 85 (2004); JETP Lett. **85**, 46 (2007).
5. M.M. Korshunov *et al*., Phys. Rev. B **94**, 094517 (2016).
6. S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva, Low. Temp. Phys. **42**, 1008 (2016).
7. S. Kuzmichev, T. Kuzmicheva, J. Supercond. Novel Magn. **38**, 240 (2025).
8. T.E. Kuzmicheva, *et al*., Physics-Uspekhi **57**, 819 (2014); Phys. Rev. B **95**, 094507 (2017).
9. S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva, JETP Lett. **105**, 671 (2022).
10. S.A. Kuzmichev, *et al*., Europhys. Lett. **119**, 17007 (2017).
11. M.M. Korshunov, *et al*., Materials **15**, 6120 (2022).

Three-Gap Superconductivity in LiFeAs

S. A. Kuzmichev[1,2]*, I. V. Morozov[3], A. I. Shilov[2], A. I. Boltalin[3], T. E. Kuzmicheva[2]

[1]Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory, 1, 119991, Moscow, Russia
[2]Lebedev Physical Institute of the RAS, Leninsky prospect, 53, 119991, Moscow, Russia
[3]Deoartment of Chemisrty, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory, 1, 119991, Moscow, Russia
*kuzmichev@mig.phys.msu.ru

Alkali-metal LiFeAs pnictides show optimal SC properties in the stoichiometric composition with $T_c \approx 17$ K, whereas any electron substitution rapidly decrease the critical temperature [1]. With it, LiFeAs is fully nonmagnetic and shows no Fermi surface nesting [2]. Due to the alkali metal, the LiFeAs-family pnictides rapidly degrade in presence of even trace amounts of water vapor and oxygen, thus strongly complicating any experimental probing of its properties.

Single crystals of alkali metal based LiFeAs pnictides (the 111 family) were grown using "self-flux" technique [3–5]. At T = 4.2 K, Andreev junctions of SnS-type (S — superconductor, n — thin normal metal) were formed using planar ``break-junction'' technique [6]. Here, we present a comprehensive study of the SC order parameter of LiFeAs single crystals using IMARE spectroscopy of SnS-junctions (direct local probe).

Below T_c, we show a multiple-gap superconductivity and determine the magnitudes and characteristic ratios of the three SC order parameters: the largest one Δ_Γ, the middle SC gap Δ_L, and the small SC gap Δ_S [3–5]. Considering the IMARE data within the classical models [7,8], we conclude an observation of a minor *k*-space anisotropy with nodeless extended s-wave symmetry. Experimentally, we directly determined the extrema Δ^{in} and Δ^{out} of each anisotropic SC order parameter being the minimum and the maximum Cooper pair coupling energies in dependence of the momentum direction in the related bands. The SC gap anisotropy is estimated as $A = 100\%\cdot[1 - \Delta^{in}/\Delta^{out}]$. The resulting values are $A_\Gamma \approx 10\%$, $A_L \approx 30$–35%, and $A_S \approx 37\%$. Such complex SC gap Andreev structure is reproducibly observed in the obtained dI(V)/dV spectra of SnS-junctions formed in different LiFeAs samples from the same batch. We show a bulk nature of the determined energy parameters $\Delta_i^{in,out}(0)$ and no correlation with the normal resistance of the junction. Turning to ARPES data [2], one may suppose that Δ_Γ develops at the inner hole barrel at the Γ point of the first Brillouin zone, Δ_S develops at the outer hole barrel, whereas Δ_L — in the electron bands near the M point.

Temperature dependences of the gap edges $\Delta_i^{out}(T)$ and $\Delta_i^{in}(T)$ (i = Γ, L, S) directly determined using IMARE spectroscopy are also presented. We estimate a moderate interband interaction between the three SC condensates in the k-space. The characteristic ratios are $2\Delta_\Gamma(0)/k_BT_c \approx 7.0$–$8.2$, $2\Delta_L(0)/k_BT_c \approx 3.0$–$5.0$, and $2\Delta_L(0)/k_BT_c \approx 1.2$–$2.1$ (the ranges correspond to the k-space anisotropy degree). These values remain almost unchanged along the studied range of the local critical temperature $T_c^{local} \approx 15.0$–17.5 K.

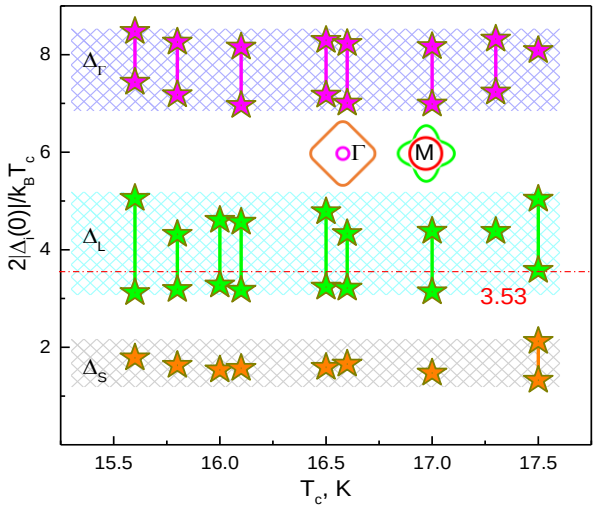


Fig. 1. Characteristic ratio of the extrema of three SC gaps anisotropic in the k-space in LiFeAs versus the local critical temperature of the junction

1. S.A. Kuzmichev, T.E. Kuzmicheva, JETP Lett. 114, 630 (2021).
2. S.V. Borisenko, et al., Symmetry 4, 251 (2012).
3. I. Morozov, et al., Cryst. Growth & Design 10, 4428 (2010).
4. T.E. Kuzmicheva, et al., JETP Lett. 111, 350 (2020).
5. S. Kuzmichev, et al., SN Appl. Sci.4, 189 (2022).
6. R. Kuemmel, et al., Phys. Rev. B 42, 3992 (1990).
7. T.P. Devereaux, P. Fulde, Phys. Rev. B 47, 14638 (1993).

Прямое доказательство однощелевой сверхпроводимости ферроселенидов калия с изовалентным замещением

Т. Е. Кузьмичева[1]*, С. А. Кузьмичев[2,1], А. Д. Ломоносова[1], И. А. Никитченков[2,1], Е. О. Рахманов[3], А. И. Шилов[1], И. В. Морозов[3]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, г. Москва, 119991
[2]Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
[3]Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
*kuzmichevate@lebedev.ru

Селениды семейства 122-Se характеризуются естественным фазовым расслоением: ≈ 80 % объема кристалла занимает антиферромагнитная диэлектрическая 245-фаза, на границах которой растут кластеры сверхпроводящей (СП) 122-фазы. Из-за присутствия щелочного металла СП-свойства 122-селенидов быстро деградируют на открытом воздухе, поэтому все измерения необходимо проводить в защитной атмосфере.

Методом «раствор в расплаве» мы вырастили крупные (до 10 мм) монокристаллы с тремя типами изовалентного замещения: $K_{0,8}Fe_{1,7}(Se,S)_2$ с $T_c \approx 26$ К, $(K,Na)_{0,9}Fe_{1,7}Se_2$ с $T_c \approx 31$ К [1–3] и уникальный состав на основе трех щелочных металлов (K, Na, Rb)$_{0,8}Fe_{1,7}Se_2$ с $T_c \approx 34$ К. С помощью техники создания планарных механически регулируемых контактов на микротрещине «break-junction» [4] в кристаллах ферроселенидов были получены различные типы туннельных структур: андреевские SnS-контакты и туннельные ScS-контакты (где S – сверхпроводник, c – сужение, n – тонкий нормальный металл).

Тремя спектроскопическими методиками в 122-фазе всех ферроселенидов подтверждено наличие единственного СП-параметра порядка Δ ниже T_c. Методом спектроскопии эффекта некогерентных многократных андреевских отражеий (ЭНМАО) SnS-контактов напрямую определена величина СП-щели Δ(0) и ее характеристическое отношение $2\Delta(0)/k_BT_c \approx 4{,}1–4{,}6 > 3{,}5$ (что указывает на сильную связь в электронных зонах). Наличие единственной СП-щели и БКШ-образный характер ее температурной зависимости подтверждены с помощью измерений температурной зависимости андреевского избыточного тока $I_{exc}(T)$ во внещелевой области смещений eV >> 2Δ(0). С помощью туннельной спектроскопии ScS-контактов получена температурная зависимость сверхтока $I_c(T)$, пропорциональная зависимости концентрации куперовских пар от температуры. Показано, что $I_c(T)$ может быть описана формулой Амбегаокара – Баратова в однозонном приближении с использованием экспериментальной зависимости Δ(0) по данным ЭНМАО-спектроскопии.

Показано, что для ферроселенидов трех составов характеристическое отношение $2\Delta(0)/k_BT_c$ остается примерно постоянным при изменении T_c в диапазоне $T_c \approx 23–33$ К, т. е. $\Delta(0) \propto T_c$. Таким образом, различные типы изовалентного замещения практически не влияют на механизм образования куперовских пар исследованных ферроселенидов. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10082П.

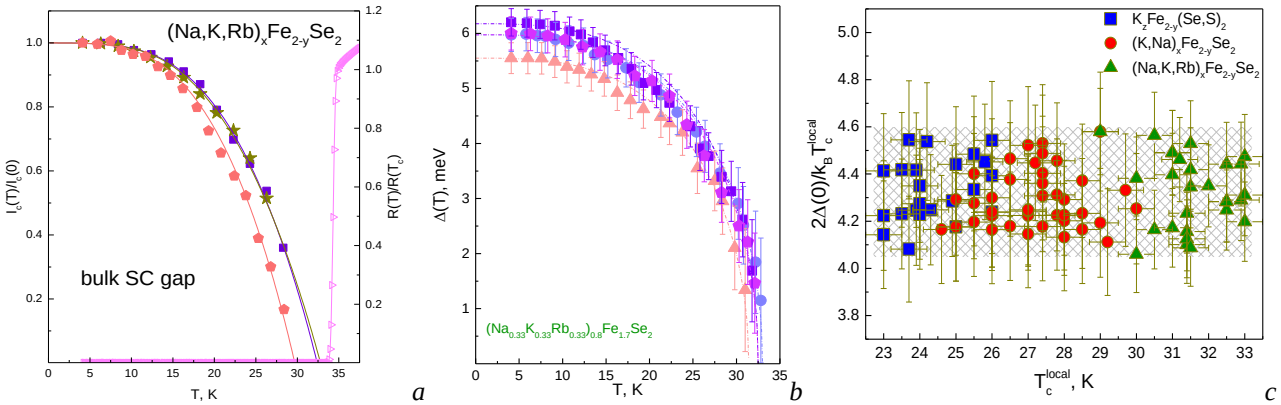


Рис. 1. Температурная зависимость сверхтока $I_c(T)$ (*a*) и СП-щели Δ(T) (*b*) в (K, Na, Rb)$_{0,8}Fe_{1,7}Se_2$.
Зависимость характеристического отношения СП-щели $2\Delta(0)/k_BT_c$ от T_c для ферроселенидов с изовалентным замещением (*c*)

1. T. Kuzmicheva et al. // J. Supercond. Novel Magn. 38, 120 (2025).
2. T. E. Kuzmicheva et al. // JETP Lett. 121, 662 (2025).
3. T. E. Kuzmicheva et al. // Phys. Solid State 67, 1025 (2025).
4. S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva // Low Temp. Phys. 2016. V. 42. P. 1008.

Учёт затухания фононов при вычислении критической температуры перехода легированного бором алмаза в сверхпроводящее состояние

В. А. Кукушкин[1, 2]*, Ю. В. Кукушкин[2]

[1]Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022
*vakuk@ipfran.ru

Сверхпроводимость была открыта и традиционно исследовалась в металлах, на основе которых и было создано большинство используемых сегодня сверхпроводящих устройств. С металлами во многом схожи высоколегированные полупроводники, в которых вследствие большой концентрации легирующей примеси значительная часть примесных атомов ионизуется и происходит фазовый переход в состояние с металлическим (т. е. не зависящим от температуры) типом проводимости, т. н. переход Мотта изолятор – металл. В результате в них и при криогенных температурах концентрация свободных носителей заряда остаётся высокой и так же, как и в металлах, наблюдается сверхпроводимость. В 2004 г. при критической температуре порядка температуры жидкого гелия сверхпроводимость второго рода была обнаружена в таком уникальном полупроводнике, как сильно легированный акцепторной примесью бора (до концентрации порядка и выше 10^{21} $см^{-3}$, т. е. нескольких процентов от концентрации атомов углерода в кристаллической решётке) алмаз [1]. Вследствие уникальных, во многом рекордных по сравнению с другими полупроводниками свойств этого материала (высокой теплопроводности, механической, химической и радиационной стойкости и др.) данное открытие вызвало большой интерес с точки зрения возможных приложений в криоэлектронике и положило начало интенсивному исследованию легированного бором сверхпроводящего алмаза. В связи с этим актуальной является задача установления зависимости его критической температуры от параметров образца и поиска путей её повышения.

Согласно результатам математического моделирования экспериментальных данных сверхпроводимость в легированном бором алмазе описывается теорией Бардина – Купера – Шриффера в «грязном» (вследствие сильного рассеяния дырок на ионизованных примесных атомах) пределе [2]. При этом считается, что основную роль в дырочном куперовском спаривании играют оптические фононы, поскольку они взаимодействуют с дырками значительно сильнее, чем акустические. Однако при соответствующих вычислениях критической температуры никак не учитывается возникающее вследствие этого взаимодействия затухание оптических фононов. В то же время наши вычисления и известные экспериментальные данные [3] свидетельствуют, что в сильно легированном бором алмазе, в котором происходит переход Мотта изолятор – металл и при низких температурах наблюдается сверхпроводимость, декремент этого затухания высок и близок к самим частотам этих фононов.

В данной работе вычислена критическая температура перехода легированного бором алмаза в сверхпроводящее состояние с учётом затухания оптических фононов. Для этого при конечных температурах с помощью техники Мацубары в фононной модели спаривания дырок Элиашберга найдены приближённые решения уравнений Горькова для обычных и аномальных функций Грина дырок. Далее из условия появления нетривиального решения для щели в спектре элементарных возбуждений дырочного газа в приближении МакМиллана вычислена критическая температура перехода легированного бором алмаза в сверхпроводящее состояние.

В результате показано, что учёт затухания оптических фононов приводит к значительному (почти на порядок) снижению критической температуры по сравнению с величинами, вычисленными без учёта этого затухания. Поэтому значения важных, но точно не известных и поэтому рассматриваемых как подгоночные для согласования вычисленной критической температуры с экспериментальными данными микроскопических параметров легированного бором сверхпроводящего алмаза (например, энергии дырочно-фононного взаимодействия и кулоновского псевдопотенциала) нуждаются в существенном пересмотре.

В заключение также отметим, что полученные результаты показывают, что для легированного бором сверхпроводящего алмаза несправедлива теорема Андерсона, согласно которой наличие немагнитных примесей с концентрациями, много меньшими концентрации основных атомов кристаллической решётки, не влияет существенно на критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние. Причина этого заключается в том, что при её доказательстве считается, что энергия спаривающего притяжения носителей заряда не зависит от наличия примесей. В использованной же нами более реалистичной фононной модели дырочного спаривания Элиашберга эта энергия существенно зависит от характеристик фононов (в частности, от декремента их затухания вследствие взаимодействия с дырками). Эти характеристики, в свою очередь, сильно зависят от параметров рассеяния дырок на примесях, т. е. от концентрации и вида последних.

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ им. А. В. Гапонова-Грехова РАН (проект FFUF-2024-0032).

1. E. A. Ekimov, V. A. Sidorov, E. D. Bauer, N. N. Mel'nik et al. // Nature. 2004. V. 428. P. 542–545.
2. E. Bustarret. Superconducting Diamond: An Introduction. In: Physics and Applications of CVD Diamond, ed. by S. Koizumi, C. Nebel, and M. Nesladek. 2008. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim. P. 329–350.
3. R. J. Zhang, S. T. Lee, Y. W. Lam // Diamond and Related Materials. 1996. V. 5. P. 1288–1294.

Черенковское излучение коллективных возбуждений в сверхтекучем гелии тритиевыми нейтрино

В. В. Курин*, И. А. Шерешевский, В. И. Позднякова

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*kurin@ipmras.ru

В докладе рассматривается применение жидкого сверхтекучего гелия для детектирования низкоэнергичных слабовзаимодействующих частиц, таких как гипотетические частицы темной материи или низкоэнергичные тритиевые нейтрино. При низких энергиях детектируемых частиц основным каналом регистрации является генерация элементарных возбуждений жидкого гелия быстрым атомом отдачи, возникающим при когерентном упругом рассеянии детектируемой частицы. Наличие избыточных квазичастиц предполагается регистрировать сверхпроводящими термометрами типа TES (Transition Edge Sensor).

С помощью линеаризованного модифицированного уравнения Гросса – Питаевского подробно изучен процесс черенковского излучения элементарных возбуждений жидкого сверхтекучего гелия атомом отдачи, возникающим из-за столкновения с нейтрино.

Проведены оценки энергии отдачи, приобретаемой атомом гелия при упругом когерентном рассеянии тритиевого нейтрино с энергией порядка 10 кэВ. Показано, что скорость атома гелия после отдачи будет составлять порядка 10 скоростей звука, и движение быстрого атома будет сопровождаться процессом черенковского излучения фононов, максонов и ротонов. Оценки показывают, что в процессе движения будет излучено порядка сотни квазичастиц, так что процесс черенковского излучения может быть описан классически. Для описания процесса черенковского излучения было сформулировано нелокальное интегральное уравнение, феноменологически описывающее точный вид дисперсии квазичастиц, экспериментально измеренной путем неупругого рассеяния нейтронов в сверхтекучем гелии. Был сформулирован вариационный принцип типа принципа наименьшего действия для получения нелокального уравнения и, исходя из инвариантности действия относительно трансляций во времени и пространстве, были получены законы сохранения энергии и импульса и выражения для плотности потока энергии и импульса.

С помощью преобразования Фурье было получено решение нестационарной задачи о черенковском излучении фононов и ротонов быстрым атомом гелия. С помощью метода стационарной фазы получены картины установившихся волновых фронтов, вычислены угловые распределения интенсивности излучения и сила радиационного торможения, действующая на быстрый атом из-за излучения элементарных возбуждений.

Для контроля сделанных при аналитическом рассмотрении приближений был предпринят компьютерный анализ интегрального представления решения нестационарной задачи в форме преобразования Ганкеля. Был разработан алгоритм быстрого преобразования Ганкеля и проведено компьютерное моделирование процессов излучения фононов и ротонов быстрым атомом гелия. Продемонстрировано качественное согласие аналитических результатов и компьютерного анализа.

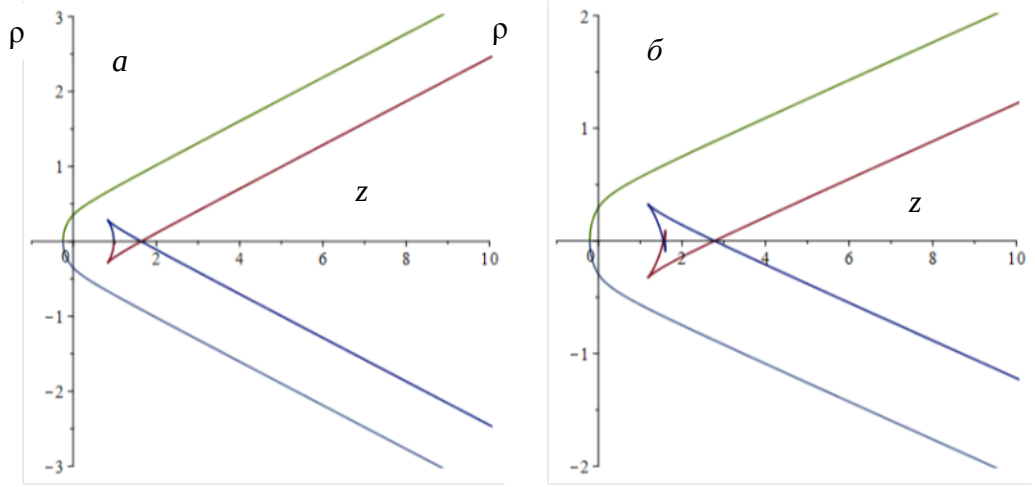


Рис. 1. Картина волновых фронтов элементарных возбуждений жидкого гелия, излучаемых быстрым атомом отдачи: *а* – скорость близка к фазовой скорости ротонов; *б* – скорость частицы приближается к фазовой скорости максонов. Генерируются быстрые и медленные волны. Пересечения волновых фронтов лежат на каустических углах

В качестве примера на рисунке приведена сложная картина волновых фронтов ротонов, возбуждаемых атомом отдачи, движущимся с различными скоростями.

1. Дж. Уизем. Линейные и нелинейные волны. М. : Мир, 1977.

Особенности вихревой динамики в узком гранулированном мостике из Nb

С. А. Ларионов[1,2]*, А. Г. Шишкин[1,2], Д. Ю. Водолазов[3], В. С. Столяров[1,2]

[1]Всероссийский НИИ автоматики им. Н. Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 127055
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область,141701
[3]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*larionov.sa@phystech.edu

В сверхпроводниках II типа при токах выше критического Ic движение вихрей приводит к возникновению сопротивления, и согласно соотношению Джозефсона среднее напряжение должно монотонно расти с током. Однако в ряде случаев взаимодействие вихрей между собой или с дефектами вызывает снижение их средней скорости при увеличении тока, что приводит к появлению участков отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) в вольт-амперных характеристиках (ВАХ).

В данной работе исследовано возникновение ОДС в узком гранулированном ниобиевом мостике. Эксперимент выполнен методами криогенной магнитно-силовой микроскопии (MFM) и сканирования одиночным вихрем (SQVM) [7] в диапазоне температур 4–12 К и магнитных полей до 9 Т при использовании криостата Attocube AttoDRY 1000.

В интервале 6,36–7,41 К обнаружены участки ВАХ с ОДС и слабой гистерезой. Анализ MFM/SQVM показал наличие в мостике линейных областей сниженной сверхпроводимости, соответствующих границам зёрен, которые служат каналами проникновения и движения вихрей. Взаимодействие вихрей в этих областях вызывает сложную динамику, приводящую к возникновению ОДС.

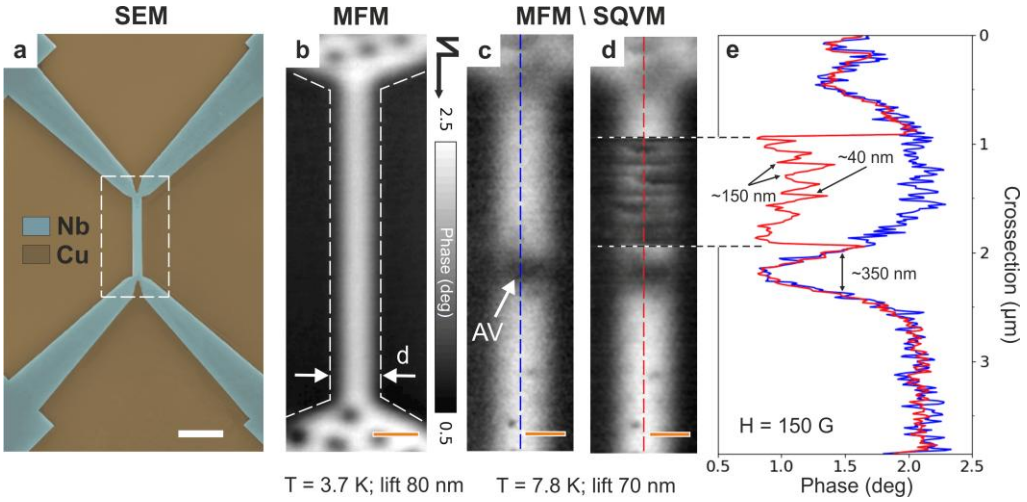


Рис. 1. Измерения MFM и SQVM: *a* – изображения мостика в СЭМ, белая масштабная линия соответствует 2 мкм; *b* – фазовый скан MFM для области в белом пунктирном квадрате из *a*, оранжевая масштабная линия соответствует 500 нм; *c*, *d* – увеличенная часть рис. *b*: фазовый скан MFM и MFM с переходом в режим SQVM соответственно. Оранжевая масштабная линия соответствует 200 нм; *e* – поперечное сечение для *c*, *d*, показанное красной и синей пунктирной линиями соответственно. Черными стрелками отмечены некоторые шкалы характеристик микромостика

Полученные результаты демонстрируют ключевую роль зеренных границ в формировании вихревой динамики и особенностей электронного транспорта в дефектных сверхпроводящих структурах, что важно для проектирования новых сверхпроводящих элементов.

Работа выполнена при поддержке РНФ (№ 23-72-30004) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-15-2025-010).

1. S. S. Ustavschikov, M. Yu. Levichev, I. Yu. Pashen'kin, N. S. Gusev, S. A. Gusev and D. Yu. Vodolazov. Negative Differential Resistance and Shapiro Steps in a Superconducting MoN Strip with a Cut // JETP Letters 115, 626 (2022).
2. S. Kozlov, J. Lesueur, D. Roditchev and C. Feuillet-Palma. Dynamic metastable vortex states in interacting vortex lines, Communications Physics 7, 1 (2024).
3. S. Y. Grebenchuk, R. Cattaneo and V. M. Krasnov. Nonlocal long-range synchronization of planar josephson- junction arrays // Physical Review Applied 17, 064032 (2022).
4. R. A. Hovhannisyan, S. Y. Grebenchuk, A. G. Shishkin, A. Grebenko, N. E. Kupchinskaya, E. A. Dobrovolskaya, O. Skryabina, A. Y. Aladyshkin, D. Vyacheslav, I. A. Golovchanskiy, A. V. Samokhvalov, A. S. Melnikov, D. Roditchev and V. S. Stolyarov, Scanning vortex microscopy reveals thickness-dependent pinning nanonetwork in superconducting niobium films // Communications materials X, Z (2025).

Диссоциация дробных вихрей в тонкопленочных структурах на основе многозонных сверхпроводников

Д. А. Савинов, Н. Д. Лобанов*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*cristianoronaldo-02@mail.ru

Многозонная сверхпроводимость реализуется во многих соединениях, таких как MgB_2 и сверхпроводники на основе железа FeAs/Se. В данных материалах имеется несколько поверхностей Ферми, в каждой из которых возникает своя сверхпроводящая щель в спектре элементарных возбуждений. Из-за наличия нескольких параметров порядка в системе возможно появление дробных вихрей, каждый из которых возникает в определенном конденсате. Известно, что энергия взаимодействия дробных вихрей разных конденсатов логарифмически растёт с увеличением межвихревого расстояния U~ln(r), поэтому дробные вихри в системе всегда притягиваются [1]. В основном состоянии дробные вихри образуют составной вихрь, который несет квант потока Φ_0. Механизмы наблюдения смешанного состояния с дробными вихрями были предложены в следующих работах: [1] – появление дробного вихря вблизи границы массивного образца, [2] – диссоциация одноквантового вихря на дробные в массиве в результате пропускания транспортного тока.

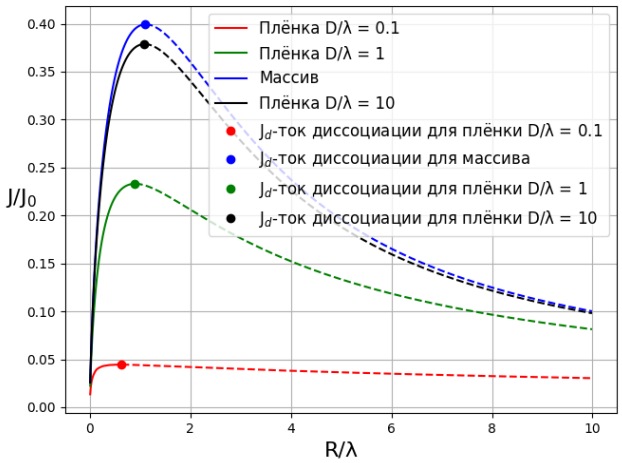


Рис. 1. Зависимость расстояния R/λ между дробными вихрями от нормированного тока J/J_0, когда вихри движутся с одинаковой скоростью

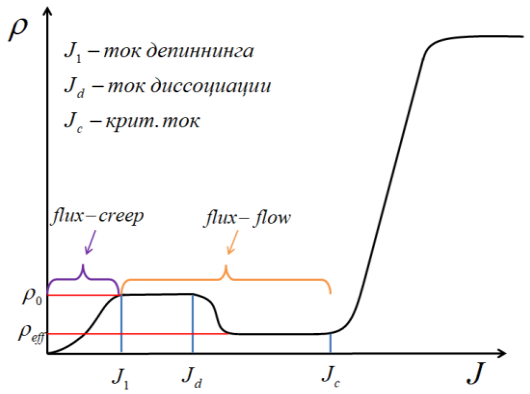


Рис. 2. Зависимость сопротивления от тока

В нашей работе мы рассматриваем возможность диссоциации одноквантового вихря на дробные в геометриях: пленка произвольной толщины, тонкопленочная периодическая структура сверхпроводник – диэлектрик (стэк). При малых токах ($J<J_d$) целочисленные вихри начинают деформироваться, а дробные вихри, составляющие их, движутся с одинаковой скоростью (рис. 1). При большом токе, превышающем значение тока диссоциации J_d, целочисленные вихри расщепляются, и дробные вихри движутся с разными скоростями. Вычисления показали, что значения критических токов диссоциации для рассмотренных геометрий меньше, чем в массиве. Возможное экспериментальное наблюдение этого эффекта основано на измерении сопротивления образца в зависимости от тока. Для расчета сопротивления использовалась модель Бардина – Стефана. Как показали расчеты, при диссоциации одноквантовых вихрей на дробные происходит уменьшение сопротивления образца (рис. 2), что свидетельствует о возможном появлении в системе дробных вихрей.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-22-00204.

1. M. A. Silaev // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. P. 144519.
2. Shi-Zeng Lin, Lev N. Bulaevskii // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 087003.

Многозонный андреевский транспорт в SnS-контактах на базе поликристаллов стехиометрического сверхпроводящего пниктида $EuCsFe_4As_4$

А. Д. Ломоносова[1,2]*, И. А. Никитченков[3,1], С. А. Кузьмичев[3,1], С. Н. Понтис[1,2], К. С. Перваков[1], В. А. Власенко[1], М. А. Соловьев[1], А. Д. Денищенко[1], Т. Е. Кузьмичева[1]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, ГСП-1, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991
[2]Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская область, 141701
[3]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991
*anastasiailina2802@gmail.com

Стехиометрический железосодержащий высокотемпературный сверхпроводник (ВТСП) $EuCsFe_4As_4$ обладает тетрагональной структурой, состоящей из двух чередующихся вдоль c-направления неэквивалентных блоков Eu-FeAs-Cs-FeAs-… со структурой типа 122. ВТСП-семейство 1144 слабо изучено ввиду необходимости проводить эксперименты в защитной атмосфере, поскольку соединение быстро деградирует в присутствии кислорода или паров воды.

Метод нашего исследования – туннельная спектроскопия эффекта некогерентных многократных андреевских отражений (ЭНМАО) – позволяет напрямую определить величины СП параметров порядка при любых температурах вплоть до T_C, а также сделать выводы об их анизотропии. Техника «break-junction» применялась для создания баллистических планарных SnS-контактов на микротрещине, в которых в режиме высокой прозрачности реализуется ЭНМАО, если диаметр контакта не превышает длину свободного пробега носителей [1]. Техника планарного «break-junction» применительна как для монокристаллов, так и для поликристаллов слоистых соединений [1].

В работе представлен анализ андреевских особенностей, наблюдаемых на ВАХ и спектрах динамической проводимости (ДП) SnS-контактов на основе поликристаллического $EuCsFe_4As_4$ при T = 4,2 K. Получены следующие характеристические отношения для максимума и минимума амплитуды анизотропной в k-пространстве большой СП-щели $2\Delta_L^{out}(0)/k_BT_c \approx 5$, $2\Delta_L^{in}(0)/k_BT_c \approx 3{,}2$ и предположительно изотропной малой СП-щели: $2\Delta_S(0)/k_BT_c \approx 1{,}3$. Данные согласуются со статистикой измерений на монокристалле $EuCsFe_4As_4$ [2]. Также температурная эволюция СП-параметров порядка определена вплоть до T_C и аппроксимирована в рамках двухзонной модели на основе уравнений Москаленко и Сула с поправками сильной связи; в рамках модели в качестве большой СП-щели была взята ее эффективная амплитуда $\Delta_L^{eff}(T) \equiv \sqrt{(\Delta_L^{out}(0)\cdot \Delta_L^{in}(0))}\cdot \Delta_L^{in}(T)/\Delta_L^{in}(0)$, рис. 1, *a*. Оценено относительно слабое межзонное взаимодействие в k-пространстве между двумя эффективными СП-конденсатами. Также исследовано температурное поведение повышенной андреевской ДП при нулевом смещении $G^A_{ZBC}(T) \equiv G_{ZBC}(T) - G_N$ и избыточного андреевского тока $I_{exc}(V,T) \equiv I(V,T) - I(V,T_c)$, из анализа которых в двухзонном приближении [3] оценен доминирующий вклад 60 % – 70 % зон с малой СП-щелью Δ_S в общую проводимость (рис. 1, *b*, *c*).

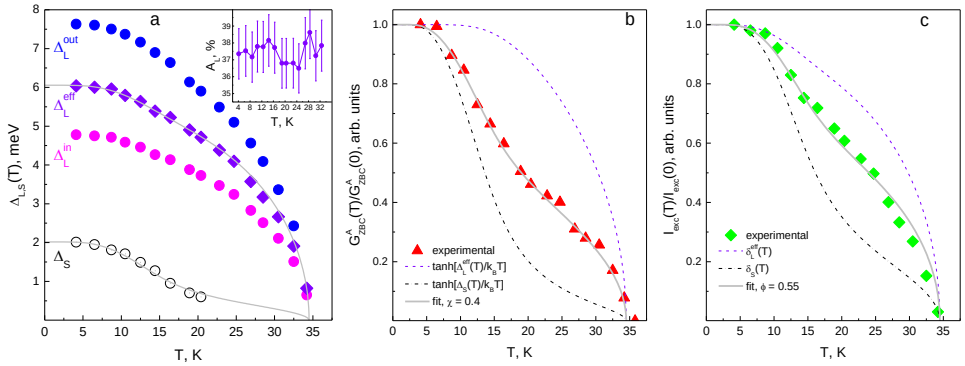


Рис. 1. Измеренные температурные зависимости: *a* – СП-щелей, *b* – андреевской ДП при V = 0, *c* – избыточного андреевского тока

1. S. A. Kuzmichev, T. E. Kuzmicheva // Low Temp. Phys. 2016, V. 42, P. 1008–1027.
2. T. Kuzmicheva, K. Pervakov, V. Vlasenko et al. // J Supercond Nov Magn. 2024. V. 37, P. 379–388.
3. Кузьмичева Т. Е. и др. // Физика твердого тела. 2025. Т. 67. № 7. С. 1215–1225.

Лазерное окисление тонких пленок ниобия для формирования джозефсоновских контактов

А. А. Лычагина[1,2]*, И. Н. Асхадуллин[1], Е. М. Сгибнев[1], А. В. Шелаев[1], А. Г. Шишкин[1,2], В. С. Столяров[1,2], А. В. Барышев[1]

[1]ФГУП «ВНИИА» им. Н. Л. Духова, Москва, 127030
[2]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, 141701
*lychagina.aa@phystech.edu

Оксиды ниобия нашли свое применение в различных областях электроники: в качестве изолятора в сверхпроводящих системах [1, 2], активного слоя в мемристорах [3]. Окисление ниобия при помощи лазерного воздействия использовалось при изготовлении чувствительного элемента для криогенного гироскопа [4]. В данной работе исследуется лазерное окисление ниобия для формирования тонких и однородных оксидных слоев на поверхности ниобия, что в перспективе позволит создавать устройства джозефсоновской электроники сложной геометрии и значительно упростит технологию их изготовления. Для решения этой задачи изучались плёнки ниобия толщиной 100 нм, осажденные на кремниевые подложки с помощью магнетронного напыления. Для формирования на их поверхности наноструктур из оксида ниобия использовалось излучение фемтосекундного лазера (длина волны 525 нм, длительность импульса – 200 фс, частота следования импульсов 80 МГц) и программируемый линейный транслятор. В эксперименте варьировались два ключевых параметра: энергия лазерного импульса (в диапазоне 1,2 нДж – 12,7 нДж) и скорость сканирования (50–400 мкм/с). Изготовленные наноструктуры были охарактеризованы методами атомно-силовой и растровой электронной микроскопии, спектроскопии комбинационного рассеяния (КР), измерено сопротивление растекания.

На рис. 1 представлена зависимость высоты окисленной области над поверхностью металлической пленки от потока энергии, вычисленного по формуле: $F_{eff} = \frac{E_p \cdot f}{v \cdot d}$, где E_p – энергия импульса, f – частота импульсов, v – скорость сканирования, d – диаметр лазерного пучка. Установлено, что при скорости сканирования 200 мкм/с увеличение энергии импульса от 1,2 нДж до 12,7 нДж приводило к росту высоты модифицированной лазером области от 0,5 нм до 1000 нм, вследствие окисления ниобия, при этом при энергии импульса выше 5 нДж наблюдалось разрушение кремниевой подложки. При фиксированных значениях энергии импульса (2; 2,5; 2,8 и 3,1 нДж) уменьшение скорости сканирования от 400 мкм/с до 50 мкм/с вызывало существенный рост толщины оксида в диапазоне 4 – 167 нм над поверхностью ниобия. Для высоты оксида 10 нм величина сопротивления растекания составила 1,6 МОм, что на порядок больше по сравнению с исходной пленкой ниобия. Спектры КР показали, что под действием лазерного излучения формируется оксид NbO_2.

Таким образом, были определены оптимальные значения потока энергии для формирования тонких и однородных оксидных областей. Исследование топологий и свойств джозефсоновских контактов будет представлено в рамках конференции.

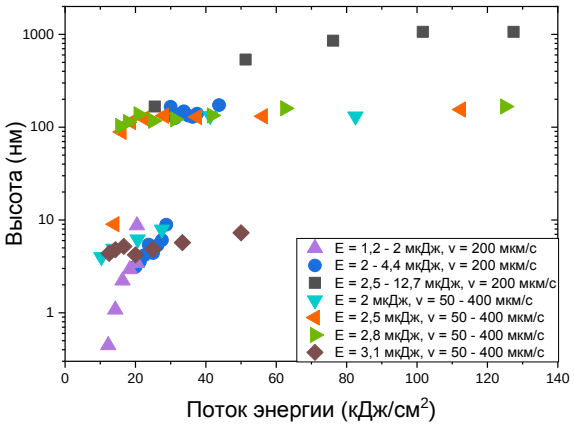


Рис. 1. Зависимость высоты оксидного слоя от эффективного потока энергии, использовавшегося при его формировании

1. Broom R. F., Laibowitz R. B., Mohr T. O., Walter W. Fabrication and Properties of Niobium Josephson Tunnel Junctions // IBM Journal of Research and Development. 1980. V. 24. P. 212–222.
2. Bouchiat V., Morpain A., Pailloux L., Pannetier B., Ratter K., Rousseau P. Josephson junctions and superconducting quantum interference devices made by local oxidation of niobium ultrathin films // Applied Physics Letters. 2001. V. 79. P. 123–125.
3. Music D., Krause A. M., Olsson P. A. T. Theoretical and experimental aspects of current and future research on NbO_2 thin film devices // Crystals. 2021. V. 11. P. 217.
4. Yulmetova O. S. Investigating oxidation of niobium by laser treatment // Voprosy Materialovedeniya. 2018. V. 2. P. 61–69.

Взаимодействие гидродинамических мод в двухзонной фермионной модели с диссипативной динамикой, сохраняющей число частиц

А. А. Люблинская[1,2]*, П. А. Носов[3], И. С. Бурмистров[1]

[1]Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Академика Семёнова, д. 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432
[2]Факультет физики НИУ «Высшая школа экономики», ул. Ст. Басманная, д. 21/4, стр. 5, г. Москва, 101000
[3]Department of Physics, Harvard University, Cambridge, Massachusetts, USA, 02138
*lyublinskaya@itp.ac.ru

В данной работе мы исследуем поведение гидродинамических мод в диссипативных фермионных системах с сохраняющимся числом частиц. Тематика открытых квантовых систем в последнее время привлекает много внимания в научном сообществе [1], однако бозонные модели изучены гораздо подробнее, чем фермионные [2].

Рассматриваемая нами модель является обобщением системы, представленной в статье [3], и описывает класс фермионных систем с симметричным двухзонным спектром, сохраняющимся числом частиц и диссипацией энергии и импульса, происходящей в результате взаимодействия с бозонной баней (например, с фононами в решётке). Эволюцию матрицы плотности такой системы можно описывать при помощи уравнения Горини – Коссаковски – Сударшана – Линдблада (ГКСЛ) или, что аналогично, в терминах Келдышевской теории поля [1]. В предыдущих работах по этой теме мы изучали динамику системы при помощи диаграммной техники в формализме келдышевского функционального интеграла. Оказалось, что распределения частиц в верхней и нижней зонах имеют независимую диффузионную динамику [4], а баланс между заселённостями определяется конкуренцией двух межзонных процессов, известных в физике полупроводников: ударной ионизации и безызлучательной рекомбинации [5]. Интересно, что из-за конкуренции этих процессов в случае серединного заполнения тривиальное темновое состояние (т. н. *dark state*) оказывается неустойчивым, хоть и является стационарным. Вместо него система стремится к устойчивому состоянию с конечной заселённостью в верхней зоне. Полная динамика фермионов описывается системой из двух связанных уравнений для плотностей в верхней и нижней зонах, которые имеют вид уравнения Фишера – Колмогорова – Петровского – Пискунова (ФКПП). Все вычисления проводились в лестничном приближении с использованием коэффициента диссипации в качестве малого параметра.

В данной работе мы продолжаем этот сюжет при помощи методов теории поля: в келдышевском действии можно явно выделить гидродинамические и массивные моды, описывающие динамику отклонений от седлового приближения, которое соответствует темновому состоянию. Усреднение по массивным модам приводит гидродинамическое действие к виду уже знакомых уравнений ФКПП и позволяет методом ренормгруппы определить, привязаны ли полученные ранее результаты к малому коэффициенту диссипации, а также есть ли в модели фазовый переход между устойчивостью и неустойчивостью темнового состояния. В бозонных моделях аналогичный квантовый фазовый переход изучен [2], и его называют переходом между активной (*active phase*) и темновой (*dark phase*) фазами. Эти результаты являются обобщением теории поля Реджиона (Reggeon field theory) на случай двух зон.

Работа выполнена в рамках госзадания FFWR-2024-0017.

1. L. M. Sieberer, M. Buchhold and S. Diehl // Rep. Prog. Phys. 2016. V. 79. P. 096001.
2. F. Thompson, A. Kamenev // SciPost Phys. 2025. V. 18. P. 046.
3. F. Tonielli, J. C. Budich, A. Altland, and S. Diehl // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. P. 240404.
4. A. A. Lyublinskaya and I. S. Burmistrov // JETP Letters. 2023. V. 118. N. 7. P. 524–530.
5. A. A. Lyublinskaya, P. A. Nosov and I. S. Burmistrov // Phys. Rev. B. 2025. V. 111. P. 094302.

Компактная перестраиваемая кинетическая сверхпроводниковая логика

А. А. Максимовская[1,2,3]*, В. И. Ружицкий[1], Н. В. Кленов[1,2], С. В. Бакурский[1,3]

[1]Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова» (ФГУП «ВНИИА»), ул. Сущевская, 22, Москва, 127030
[2]МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
[3]Научно-исследовательский институт ядерной физики (НИИЯФ) имени Д. В. Скобельцына, МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
*stasyahime@gmail.com

Ключевым ограничением для повышения степени интеграции классической RSFQ-логики являются габариты геометрических индуктивностей. В данной работе предлагается новый подход к миниатюризации схем джозефсоновской электроники, сочетающий в себе: 1) переход к безындуктивной логике, в рамках которой джозефсоновские контакты полностью заменяют геометрические индуктивности [1], и 2) внедрение в ключевые узлы схем минимального числа элементов с управляемой кинетической индуктивностью, обеспечивающих функциональную перестраиваемость. Демонстрируется дизайн управляемых сплиттеров, а также перестраиваемых логических гейтов типа AND/OR и XOR/OR, способных динамически переключаться между различными логическими операциями.

Возможность выбирать логическую операцию, выполняемую гейтами, существенно снижает общее число необходимых компонентов в сложных схемах. На основе перестраиваемых гейтов с управляемой кинетической индуктивностью мы предлагаем новую архитектуру универсального программируемого логического блока. Данная архитектура представляет собой аналог таблицы поиска (LUT), используемой в архитектурах ПЛИС. Однако вместо хранения предварительно вычисленных таблиц истинности в памяти наш подход реализует настраиваемый логический базис, в котором функциональность определяется режимами работы гейтов с кинетической индуктивностью. Это обеспечивает динамическую перенастраиваемость на аппаратном уровне.

Кроме того, данный подход исключительно перспективен для нейроморфных вычислительных систем, где возможность динамического изменения логической функции одной и той же ячейки позволяет эффективно реализовывать пластичные синаптические связи и адаптивную архитектуру вычислительных сетей.

Работа выполнена в рамках государственного задания Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова. А. А. Максимовская благодарит за поддержку Фонд развития теоретической физики и математики «Базис» (грант 24-2-10-6-1).

1. I. I. Soloviev, V. I. Ruzhickiy, S. V. Bakurskiy et al. // Physical Review Applied. 2021. V. 16 (1). P. 014052.

Исследование динамики намагниченности в джозефсоновском φ_0-переходе под действием электромагнитного излучения

Д. М. Малкин[1], Ю. М. Шукринов[1,2,3]

[1]Государственный университет «Дубна», д. 19, ул. Университетская, Дубна Московской обл., 141980
[2]Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ, Дубна Московской обл., 141980
[3]Московский физико-технический институт, д. 1а, к. 1, ул. Керченская, Москва, 117303

В настоящее время одним из лидирующих направлений развития науки и производства являются компьютерные технологии. Но крупные вычислительные мощности потребляют огромные количества электроэнергии. Возможным решением этой проблемы является развитие спинтронных устройств. Возможным вариантом основы бездиссипативных электронных схем могут стать джозефсоновские структуры с магнитными материалами.

Ранее проводились исследования динамики намагниченности в джозефсоновском переходе сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник на химерной ступени [1], но не рассматривалась динамика за пределами ступени. В данной работе мы провели моделирование характеристик джозефсоновского перехода под действием внешнего электромагнитного излучения для изучения динамики его намагниченности.



Рис. 1. Модель исследуемого перехода

Было обнаружено, что за пределами ступени намагниченность совершает осцилляции с преимущественной ориентацией вдоль оси y в зависимости от значения тока (напряжения). Если значения больше значений на ступени, то среднее значение намагниченности вдоль оси y будет больше 0; если меньше значений на ступени, то меньше нуля также были произведены быстрые преобразования Фурье для частотного анализа полученных данных.

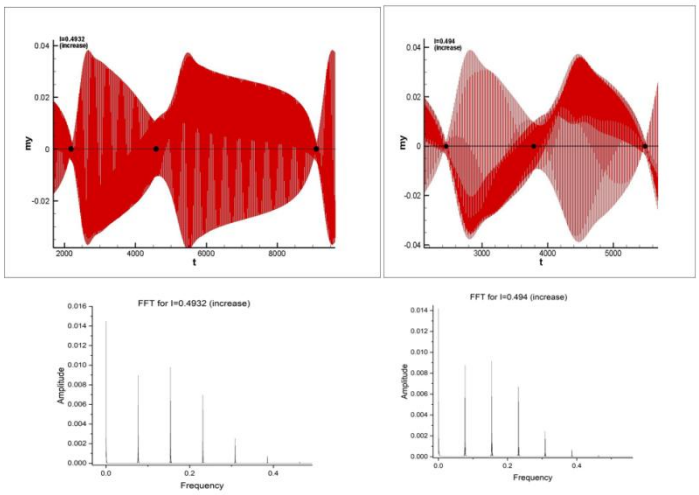


Рис. 2. Динамика намагниченности вдоль оси *y* при значениях тока больше, чем на химерной ступени

1. M. Nashaat, E. Kovalenko and Yu. M. Shukrinov // Phys. Rev. B 110, 024510, 2024.

Разработка и исследование приемных структур на основе $Nb/AlO_x/Al/AlO_x/Nb$ для субТГц-диапазона

М. А. Маркина[1, 2]*, М. А. Тарасов[2], Р. А. Юсупов[2], А. М. Чекушкин[2]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, д. 11, Москва, 109028
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009
*markina_ma@hitech.cplire.ru

В работе предложено создание детекторов миллиметрового диапазона на основе структур сверхпроводник – изолятор – нормальный металл (СИН), где в качестве сверхпроводящего материала используется ниобий (T_c = = 9,2 К) а в качестве нормального металла – алюминий (T_c = 1,2 К). Такие структуры (приемники) работают при температурах кипения жидкого гелия (4,2 К), что на порядок выше температур, требуемых для традиционных алюминиевых СИНИС детекторов ТГц-диапазона (0,3 К). Это позволяет проводить измерения без использования сложных криогенных систем.

Основной целью исследования является разработка конструкции и технологии изготовления приемных систем, в которых чувствительным элементом является СИНИС структура из Nb и Al. Ранее была предложена технология создания СИН и СИНИС структур из Nb и Al [1]. В работе предложено интегрировать структуру $Nb/AlO_x/Al/AlO_x/Nb$ в логопериодическую антенну диапазона 100–500 ГГц, волновой импеданс такой антенны составляет 30–200 Ом в рабочем диапазоне частот. Для дальнейшего тестирования приемных структур был оптимизирован дизайн логопериодической антенны: на кремниевой подложке размером 7 × 7 мм размещена логопериодическая антенна с геометрическим размером 760 мкм, при этом ширина абсорберов из нормального металла Al интегрированных в нее СИНИС структур составляет 3 мкм (рис. 1) и менее. На одном чипе с приемной антенной расположены тестовые СИНИС структуры, идентичные тем, что использованы в антенне. Также на чипе размещена цепочка СИН переходов, выполняющая функцию термометра, для контроля температуры подложки. Методы изготовления СИНИС элементов с абсорбером менее 3 мкм и термометрические исследования с помощью структур на основе туннельных СИН переходов проводились ранее [2]. МЭШ (мощность, эквивалентная шуму) приемной структуры на СИН переходах из Nb и Al с алюминиевым абсорбером оценивается на уровне 10^{-16} W/√ Hz [3], где определяющим шумом является шум теплых усилителей на уровне 10^{-9} V/√ Hz.

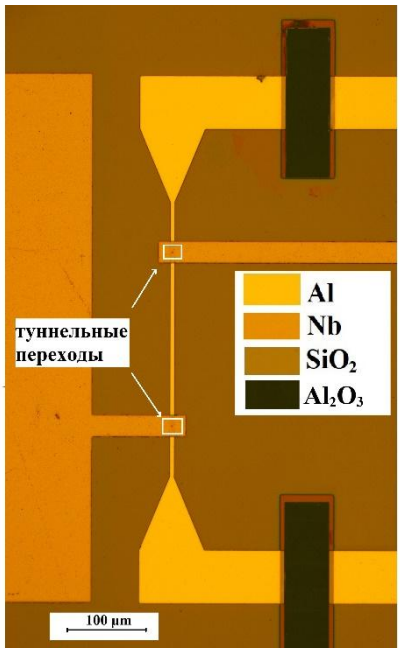


Рис. 1. Вид тестовой СИНИС структуры

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-10262.

1. Маркина М. А., Чекушкин А. М. и др. // Журнал технической физики, 94(7). 2024. С. 1079–1086.
2. Маркина М. А., Тарасов М. А. и др. // Журнал технической физики. 2025, 95(9). С. 1800–1807.
3. M. A. Tarasov, A. A. Gunbina et al. // Astrophysical Bulletin. 2025. V. 80(3). P. 502–518.

Влияние межзонного рассеяния на интертипный режим в грязных двухзонных сверхпроводниках

П. М. Марычев*, А. А. Шаненко

НИУ «Высшая школа экономики», Москва, 101000
*pmarychev@hse.ru

Последние исследования [1] показали, что интертипный сверхпроводящий режим, занимающий промежуточное положение между обычными I и II родами сверхпроводимости, существенно расширяется в грязных многозонных сверхпроводниках с сильно различающимися частотами внутризонного рассеяния. Однако роль межзонного рассеяния на примесях, которое, как известно, сильно влияет на многозонную сверхпроводимость, в этом явлении оставалась неисследованной. В данной работе мы представляем систематическое исследование влияния межзонного рассеяния на интертипный режим в грязных двухзонных сверхпроводниках. Для этого мы получаем поправки следующего порядка к теории Гинзбурга – Ландау в разложении уравнений Узаделя по отклонению от критической температуры. Наши расчеты показывают, что расширенная область интертипного режима обладает поразительной устойчивостью к межзонному рассеянию. В системах с сильно различающимися коэффициентами диффузии зон ($D_2 \gg D_1$) интертипный режим остаётся значительно шире, чем в однозонных сверхпроводниках, даже при учете межзонного рассеяния. Более того, было обнаружено, что слабое межзонное рассеяние может приводить к дальнейшему расширению интертипной области, когда собственная межзонная связь в сверхпроводнике очень мала. Пример такого расширения для селенида железа показан на рис. 1. Наши результаты подтверждают стабильность и управляемость интертипного режима в грязных многозонных сверхпроводниках, что крайне важно для использования его уникальных магнитных свойств.

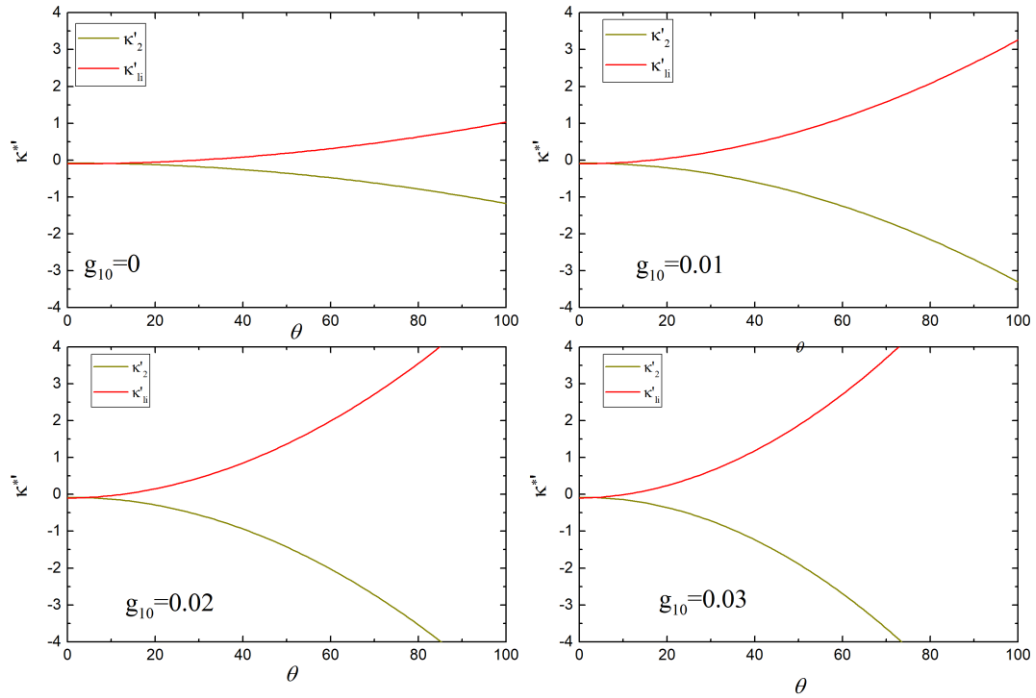


Рис. 1. Зависимость температурных производных границ интертипного домена от отношения коэффициентов диффузии разных зон $\Theta = D_2/D_1$ для различных значений параметра g_{10}, характеризующего силу межзонного рассеяния на примесях. Использованы микроскопические параметры сверхпроводника $FeSe_{0,94}$

1. P. M. Marychev, A. A. Shanenko, A. V. Vagov // Front. Phys. 2024. V. 19. P. 43205.

Impurity-induced Inverse Faraday Effect

A. S. Mel'nikov[1,2]*, A. A. Kopasov [3], A. A. Bespalov [2,1]

[1]Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudnyi, Moscow Region 141701
[2]Institute for Physics of Microstructures, RAS, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105
[3]National University of Science and Technology "MISIS", Moscow 119049
*email: asmeln@rambler.ru

We provide a quantum-mechanical description of the photoinduced dc current states and magnetic fields around nonmagnetic point impurities in a two-dimensional (2D) electron gas irradiated by a circularly polarized electromagnetic wave (see Fig.1). Based on the solution of the corresponding time dependent Schrodinger equation within the second-order perturbation theory in the electromagnetic wave amplitude we find that the resulting dc magnetic field component perpendicular to the plane of the 2D system is distributed like in a set of random magnetic fluxes bound to the positions of impurities. As a result, the spatially averaged dc magnetic field does not vanish far from the sample edges and, thus, our scenario of the inverse Faraday effect in disordered systems differs strongly from the standard one based on the relaxation time approximation within the hydrodynamic or kinetic equation approaches which would give only the photoinduced currents flowing along the sample edges.

For an isolated impurity center the induced dc magnetization perpendicular to the plane of the 2D system (z-projection) integrated over an area with radius *r* centered at the defect exhibits oscillatory behavior at a length scale V_F/ω (V_F is the Fermi velocity, ω is the radiation frequency) with the average growing linearly with increasing *r*. The corresponding dc current density also oscillates and its average decays as $j_\varphi(r) = Q/r^2$ far away from the defect center ($r >> V_F/\omega$). The factor Q is determined by the characteristics of the incident electromagnetic wave, 2D electron gas, and the impurity potential:

$$Q \propto \left(e^3 E_0^2 / m_e^2\, \omega^3\right) k_F^2 \sigma(\varepsilon_F)\,.$$

Here $\sigma(\varepsilon_F)$ is the scattering cross section at the Fermi energy, E_0 is the complex amplitude of the electric field, k_F is the Fermi momentum, m_e is the effective mass. It is instructive to note that the resulting profile of the current density (3) is similar to the spatial profile of the supercurrent around a Pearl vortex in a thin superconducting film far from the vortex center. For a random 2D impurity array with the average inter-defect distance and its root mean square deviation δr larger than the oscillation length scale V_F/ω the expression for the spatially averaged magnetic field can be cast to the form

$$B_z = \left(e^3 E_0^2 / m_e^2\, \omega^3 c\right) k_F^2 \sigma(\varepsilon_F) n_{imp}\,,$$

where n_{imp} is the impurity concentration. The internal dc magnetic field can give rise to the photoinduced Hall effect and Faraday rotation for a probing electromagnetic signal. This work was supported by the Grant of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation No. 075-15-2025-010.

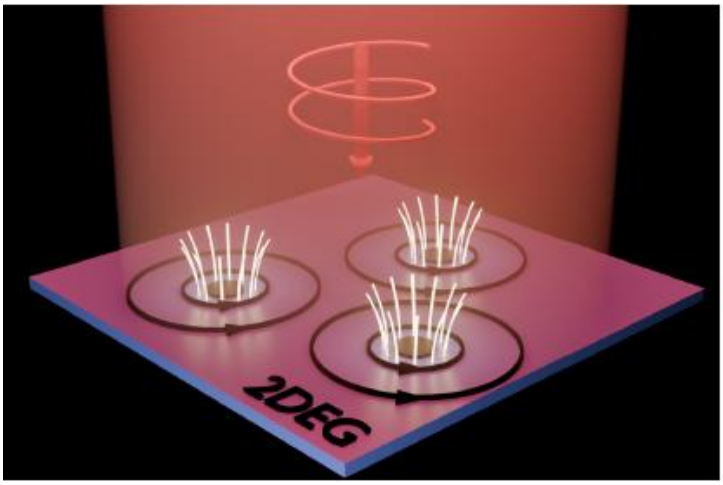


Fig. 1. Schematic picture illustrating the suggested mechanism of the inverse Faraday effect. We show the lines of the dc currents flowing around each impurity center and magnetic field generated by a circularly polarized light incident on the two-dimensional electron gas (2DEG)

Объемная сверхизоляция и полярные нематические порядки в наноструктурированном NbTiN

А. Ю. Миронов[1]*, Д. А. Насимов[1], К. А. Тругенбергер[2], М. К. Диамантини[3], В. М. Винокур[4]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, д. 13, г. Новосибирск, 630090
[2]SwissScientific Technologies SA, CH 1204 Geneva, Switzerland
[3]INFN and Dipartimento di Fisica e Geologia, University of Perugia, 06123 Perugia, Italy
[4]Terra Quantum AG, St. Gallerstrasse 16A, CH-9400 Rorschach, Switzerland
*mironov@isp.nsc.ru

Проведено исследование электротранспортных свойств наноперфорированных плёнок NbTiN, созданных на основе сверхпроводящих плёнок NbTiN толщиной 10 нм [1]. Экспериментально показано, что проводимость полученных наноструктур описывается в рамках модели Фогеля – Фулчера – Таммана (VFT), соответствующей возникновению состояния трёхмерного сверхизолятора. При этом при температуре ниже критической, как и в случае двумерных сверхизоляторов, формируется состояние с неизмеримо малой проводимостью и пороговым поведением вольт-амперных характеристик. Отметим, что нелинейность вольт-амперных характеристик при этом выражено значительно слабей, чем в случае двумерного сверхизолятора.

При температурах ниже критической обнаружено возникновение спонтанного ненулевого напряжения в сверхизоляторе. Дальнейшие исследования показали, что данное напряжение имеет сильно немонотонную магнитополевую зависимость. Отметим, что положение максимума этого напряжения по магнитному полю совпадает с положением максимума порогового напряжения сверхизолятора и более чем вдвое превосходит положение максимума сопротивления по магнитному полю. Кроме того, обнаружено, что при понижении температуры сильно ниже критической возникает мощный шум, соответствующий хаотическим переключениям по нескольким состояниям. Отметим, что приложение к другому участку плёнки напряжения свыше порогового разрушает наблюдаемое состояние (рис. 1). Таким образом, в электрическом мейснеровском состоянии мы обнаруживаем полярный нематический порядок, возникающий из-за сегнетоэлектрического выстраивания коротких электрических струн, возбуждаемых внешними электромагнитными полями.

Наши результаты доказывают, что сверхизолирующее состояние возникает и в упорядоченных структурах при условии их достаточного размера, тем самым подтверждая происхождение сверхизолятора как электрического ограничения, независимого от стандартного представления о беспорядке.

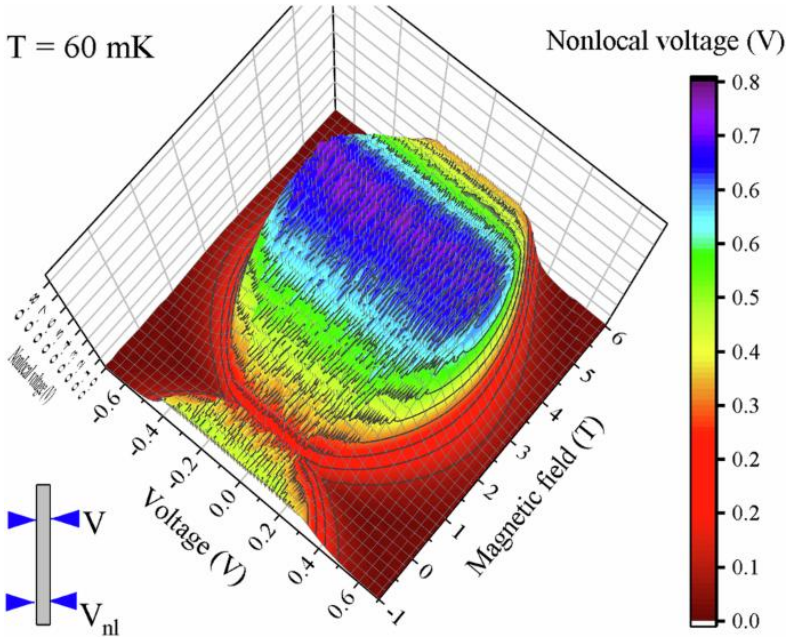


Рис. 1. Зависимости напряжений индуцированной поляризации от магнитного поля и приложенного напряжения при различных положениях зондов. Температура измерений $T = 60$ мК

Работа выполнена при поддержке Фонда российских научных исследований, грант РНФ-23-72-30003.

1. A. Y. Mironov, C. A. Trugenberger, M. C. Diamantini et al. // Nature Comm. 2025. V. 16. P. 4395.

Инфракрасная спектроскопия селенидов железа с комплексным замещением щелочными металлами и серой

А. В. Муратов[1], Е. О. Рахманов[2,1], А. И. Шилов[1], И. В. Морозов[2], Ю. А. Алещенко[1]

[1]Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991
[2]Химический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, Воробьевы горы, 1, Москва, 119991
*avmuratov@mail.ru

Селениды железа состава $A_xFe_{2-y}Se_2$ (A = щелочной металл или Tl) представляют собой естественный композит, в котором наблюдается сосуществование антиферромагнитной (245) и металлической (122) фазы на границах фазы 245 [1]. Некоторые замещения позволяют наблюдать переход фазы 122 в сверхпроводящее состояние. Замещение комбинацией различных щелочных металлов, а также изовалентное замещение Se на S позволяют повысить температуру сверхпроводящего перехода.

В настоящей работе проведено подробное исследование оптических свойств монокристаллов $(Na_{0,33}K_{0,33}Rb_{0,33})_{0,8}Fe_2Se_2$ (NKR, T_c = 30 K) и $K_{0,8}Fe_{1,7}(Se_{0,73}S_{0,27})_2$ (KFSS, T_c = 26 K). Образцы выращены методом раствор-расплав, охарактеризованы методом EDX-спектроскопии, температура перехода определена из измерений магнитной восприимчивости. Измерение спектров инфракрасного отражения проведено при нормальном падении света на образец с помощью инфракрасного фурье-спектрометра Bruker IFS-125HR в диапазоне 25–10000 $см^{-1}$ при температурах 4–300 K. Высокая точность измерения спектров обеспечивается применением *in situ* напыления алюминия на образец. В диапазоне 4000–30000 $см^{-1}$ применена оптическая эллипсометрия. На основании широкодиапазонных спектров отражения (рис. 1, *а*) с помощью преобразования Крамерса – Кронига рассчитана оптическая проводимость. Для ее анализа использована модель Друде – Лоренца (рис. 1, *б*).

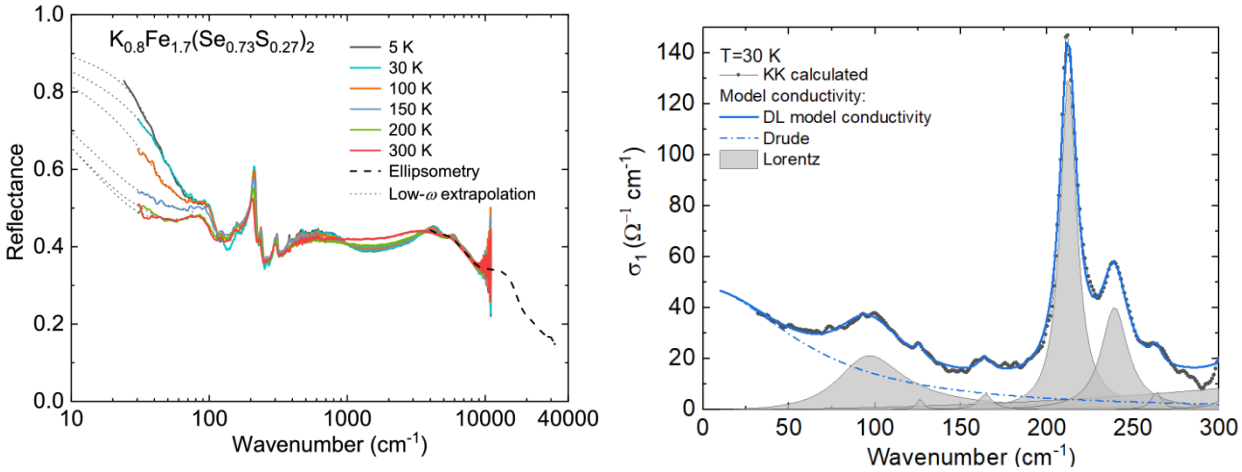


Рис. 1. *а* – спектры отражения $K_{0,8}Fe_{1,7}(Se_{0,73}S_{0,27})_2$ при температурах 5–300 K;
б – спектры низкочастотной области оптической проводимости $K_{0,8}Fe_{1,7}(Se_{0,73}S_{0,27})_2$ при температуре 30 K

Спектры обоих соединений характеризуются низким отражением ~0,4, типичном для изотора или полупроводника. В спектрах оптической проводимости доминируют высокачастные межзонные переходы и фононные моды. Широкие полосы в области 4000–7000 $см^{-1}$ наблюдались ранее в спектрах селенидов $A_xFe_{2-y}Se_2$ и были приписаны спин-контролируемым переходом [2–4]. При температурах ниже 200 K проявляется слабая проводимость Друде, величина которой увеличивается с понижением температуры. В NKR обнаружен также сильный переход при 1430 $см^{-1}$, который имеет магнитную природу и характеризуется резонансом Фано.

Получены температурные зависимости параметров друде-компоненты. При низких температурах определены параметры сверхпрводящего состояния. Вклад сверхпроводящей фазы оценен порядка 20–25 %. Величина сверхпроводящей щели KFSS составила 95 $см^{-1}$, магнитная глубина проникновения порядка 7,5 мкм. Для NKR оценка величины щели составила около 30 $см^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10082-Р.

1. Q. Si, R. Yu and E. Abrahams // Nat. Rev. Mater., 1, 16017 (2016).
2. Z. G. Chen et al. // Phys Rev. B 83, 220507(R) (2011).
3. A. Charnukha et al. // Phys. Rev. B 85, 100504(R) (2012).
4. C.C. Homes et al. // Phys. Rev. B 85, 180510(R) (2012).

Двухфотонный параметрический осциллятор: бистабильность и время декогеренции

В. Ю. Мыльников*, С. О. Поташин, Г. С. Соколовский

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
*vm@mail.ioffe.ru

Открытые квантовые системы с квантовой бистабильностью [1] привлекли активное внимание в связи с возможностью реализации логических состояний кубита на их основе [2]. Вместо изолирования квантовой системы для защиты ее от шума можно эффективно использовать диссипацию и внешние воздействия для активной стабилизации логических состояний [3, 4]. Наиболее перспективным примером являются состояния кота Шрёдингера, где информация закодирована в виде когерентных состояний в фазовом пространстве. В настоящее время существует два основных подхода к генерации кубита на основе состояний кота Шрёдингера: диссипативный [3] и гамильтонов [4]. Оба подхода используют двухфотонную накачку, которая может быть экспериментально реализована в микроволновых резонаторах с встроенным джозефсоновским контактом, обладающим значительной нелинейностью. Разница заключается в типе нелинейности: диссипативный подход использует двухфотонную диссипацию, а гамильтонов подход – керровскую нелинейность. При этом в обоих случаях частота накачки совпадает с частотой резонатора и частотное рассогласование равно нулю. Однако в недавней работе [5] было численно показано, что оптимальная конфигурация для *cat*-кубита может быть достигнута при ненулевом частотном рассогласовании, когда присутствуют как двухфотонная диссипация, так и нелинейность Керра. В результате становится актуальной задача аналитического расчета времени декогеренции кубита в таких системах для оптимизации ее характеристик.

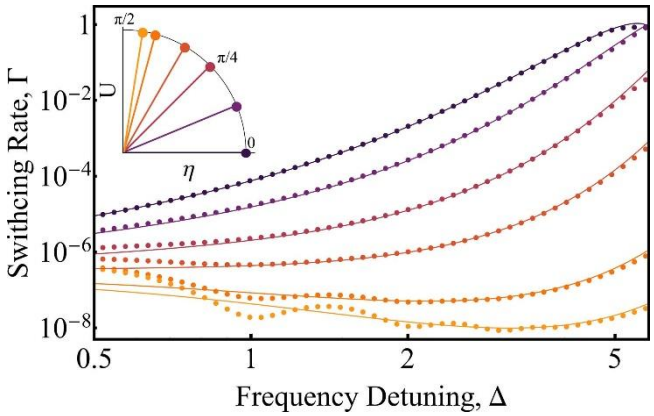


Рис. 1. Скорость переключения Γ как функция частотного рассогласования Δ (кривые – аналитика, точки – численный расчет). Увеличение керровской нелинейности U (уменьшение двухфотонной диссипации η) соответствует изменению цвета кривой с темно-фиолетового на ярко-оранжевый. Скорость двухфотонной накачки G = 6

В данной работе мы аналитически рассчитали время декогеренции метастабильных состояний керровского резонатора с двухфотонной накачкой, двухфотонной диссипацией и ненулевым частотным рассогласованием. Экспонента скорости переключения была оценена из функционального интеграла Келдыша при помощи инстантонного подхода. Префактор вычислялся при помощи комплексного P-представления и теории Крамерса. Было показано, что скорость квантового переключения между двумя метастабильными состояниями кубита может быть смоделирована как полуклассический процесс активации через потенциальный барьер. Когда керровская нелинейность равна нулю, скорость переключения увеличивается с частотным рассогласованием (темная кривая на рис. 1), так как метастабильные состояния с противоположной фазой сближаются в фазовом пространстве. При наличии керровской нелинейности скорость переключения становится немонотонной, достигая минимума при конечном частотном рассогласовании (светлая кривая на рис. 1), поскольку теперь высота потенциального барьера растет, а не снижается при увеличении рассогласования. Полученные результаты могут быть полезны для оптимизации параметров двухфотонных микроволновых резонаторов и создания кубитов на основе состояний кота Шрёдингера.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ (проект № 21-72-30020-П).

1. D. Roberts and A. A. Clerk // Phys. Rev. X. 2020. V. 10. P. 021022.
2. M. Mirrahimi et al. // New Journal of Physics. 2014. V. 16. P. 045014.
3. Z. Leghtas et al. // Science. 2015, V. 347. P. 853.
4. S. Touzard et. al. // Phys. Rev. X. 2018. V. 8. P. 021005.
5. L. Gravina, F. Minganti and V. Savona, PRX Quantum. 2023. V. 4. P. 020337.

Измерение диаграммы направленности СИС-приемника диапазона 1,1–1,4 мм с помощью гомодинной схемы

Г. П. Назаров[1]*, Я. О. Водзяновский[1], К. И. Рудаков[1], И. В. Третьяков[1], Д. А. Сорокин[1], В. П. Кошелец[2], Л. В. Филиппенко[2], А. В. Худченко[1]

[1]Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, ул. Профсоюзная, 84/32, Москва, 117810
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
*nazarov.gr@asc.rssi.ru

Для измерения диаграммы направленности приемника на туннельном переходе сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник для диапазона длин волн 1,1–1,4 мм была сконструирована система на основе гомодинной схемы с использованием векторного анализатора цепей. Система позволяет измерять фазовую и амплитудную составляющую диаграммы направленности в ближнем и дальнем поле [1, 2]. Приемником потока терагерцового излучения является СИС-приемник, который получает терагерцовый сигнал от оптической системы фокусирующих зеркал внутри холодного объема криостата. Значение параметров диаграммы разработанного приемника является ключевой характеристикой, параметры которой необходимо измерять на этапах разработки и тестирования всей криогенной системы. Соответствующие измерения позволяют определить многие важные параметры приемника, такие как ширина, отношение уровня главного лепестка к уровню боковых лепестков, коэффициент усиления и чувствительности антенны.

Для измерения собрана установка с линейным перемещением по трем направлениям x, y, z для измерения диаграммы направленности приемника. Работоспособность установки проверена с помощью комнатных измерений, источник и приемник оснащены одинаковыми рупорами [3], и один из них перемещается относительно второго в ближнем поле, результат представлен на рис. 1. К основным элементам гомодинной схемы относятся: источник сигнала диапазона 220–300 ГГц на основе умножителя частоты ×18; два опорных генератора диапазона до 20 ГГц; тракт формирования и обработки сигналов, включающий каскады усилителей, фильтры, умножители и смесители сигналов на частотах до 5 ГГц; векторный анализатор цепей для измерения амплитудно-фазовых характеристик схемы.

Измерены диаграммы направленности рупоров для приемника DSB в ближней зоне на длине волны 1,1–1,4 мм. Результат показан на рис. 1. Диаграмма излучения обладает хорошей симметрией главного лепестка, что соответствует теоретическим ожиданиям.

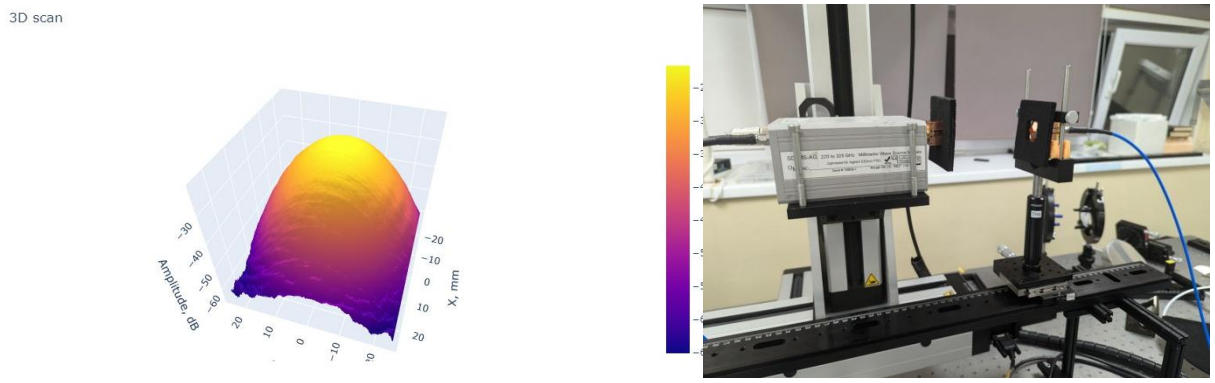


Рис. 1. Результат измерения конволюции рупора на длине волны 1,3 мм и фото установки для измерения, расстояние между рупорами 10 см

В рамках текущей работы проводится измерение диаграммы направленности лабораторного СИС-приемника, результат измерений и их сравнение с численно рассчитанными симуляциями диаграммы направленности будут представлены на конференции. Представленная схема позволит характеризовать приемник для космического телескопа «Миллиметрон».

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-00061.

1. H. Danared, M. Eshraqi and M. Jensen // Proceedings of HB-2016. 2016. P. 6–8. A. M. Baryshev, B. D. Jackson, G. D. Lange, S. V. Shitov, N. Iosad, J. R. Gao, T. Klapwijk, “Quasi-optical terahertz SIS mixer”, in Proc. of 11thInternational Symposium on Space Terahertz Technology, Ann Arbor, Michigan. P. 129–137, 2000.
2. W. Jellema, M. Jochemsen, T. Peacocke, L. Meinsma, P. Lowes, S. Withington, & W. Wild (2008). The HIFI focal plane beam characterization and alignment status // Measurement, 50, 55.
3. D. A. Montofre, R. Molina, A. Khudchenko, R. Hesper, A. M. Baryshev, N. Reyes, & F. P. Mena (2019). High-performance smooth-walled horn antennas for THz frequency range: Design and evoluation // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, 9(6), 587–597.

Сверхпроводящий спиновый вентиль по управлению джозефсоновским током и кинетической индуктивностью

А. А. Неило[1], С. В. Бакурский[3,4], Н. В. Кленов[1,3], И. И. Соловьев[2,4], М. Ю. Куприянов[3,4]

[1]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, 119234
[2]Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, Москва, 127055
[3]НИЯИФ МГУ, Ленинские горы, Москва, 119234
[4]Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, 119049
Email: aleks.neilo@yandex.ru

Одной из основных задач сверхпроводящей электроники является разработка энергоэффективных элементов памяти и управления [1–3]. Подобные элементы могут облегчить проектирование суперкомпьютеров, центров обработки данных, нейроморфных схем и квантовых компьютеров. Использование гибридных структур, содержащих сверхпроводники (S) и ферромагнетики (F), представляет собой современное и многообещающее направление развития в области разработки устройств сверхпроводниковой электроники. Так взаимодействие сверхпроводящего и ферромагнитного порядков в SF-структурах может привести к ряду эффектов, открывают потенциал для создания сверхпроводящих спиновых клапанов (ССВ) [4] по управлению сверхпроводящими характеристиками в системе, например, сверхпроводящим критическим током джозефсоновских переходов. Также добавление в гетероструктуру нормального металла с низким сопротивлением позволяет существенно регулировать кинетическую индуктивность [5, 6].

В этой работе был исследован спин-триггерный эффект в $SF_1S_1F_2s$-структуре, который заключался в переводе тонкого сверхпроводникового s-слоя, подавленного обратным эффектом близости со стороны ферромагнетика в собственное сверхпроводящее состояние в результате проникновения парных корреляций со стороны объемного сверхпроводника S, являющегося дополнительным источником куперовских пар в s-пленке. То есть изменение ориентации намагниченностей F-слоев позволяло значительным образом увеличивать сверхпроводимость в s-слое. На основе данного эффекта получилось создать джозефсоновский спиновый вентиль в $SF_1S_1F_2sIS$-схеме (I – слой изолятора) по управлению непрерывным значение критического тока J_C. Причем данный джозефсоновский спиновый вентиль обладал высоким характеристическим напряжением как в 0-, так и в π-состояниях, что позволяет использовать данную систему в качестве логического элемента, элемента памяти в схемах сверхпроводниковой электроники.

Также получилось создать устройство по управлению кинетической индуктивностью в $SF_1S_1F_2sN$-схеме. Использование N нормального металла с низким удельным сопротивлением позволило заметно изменять кинетическую индуктивность L_K всей структуры вследствие изменения угла разориентации векторов взаимной намагниченности F-слоев. Также была продемонстрирована возможность управления кинетической индуктивностью такой системы путем пропускания через нее тока смещения J. Данный подход продемонстрировал как линейную, так и нелинейную зависимости $L_K(J)$. Таким образом, в исследовании представлены новые возможности для разработки устройств регулируемой индуктивностью, что позволяет использовать данное устройство для управления резонансной частотой в кубитных операциях.

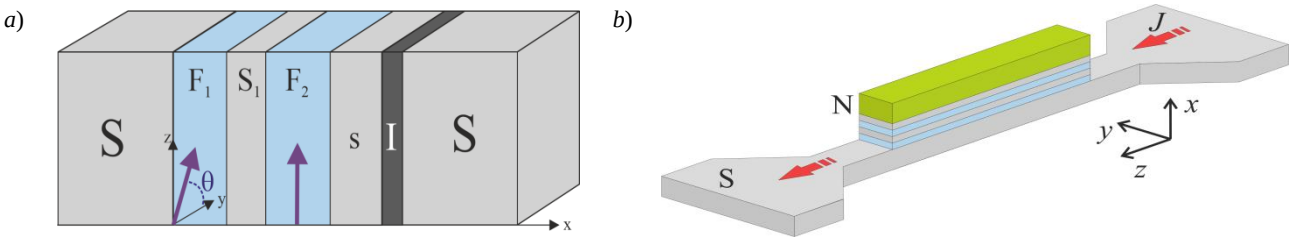


Рис. 1. Схемы *a* джозефсоновского спинового вентиля $SF_1S_1F_2sIS$ и *b* устройства по управлению кинетической индуктивностью $SF_1S_1F_2sN$

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-79-10018), а также при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

1. Annunziata, A. J. // Yale University, 2010.
2. Klenov N., Pugach N., Sharafiev A., Bakurskiy S., Kornev V. // Physics of the Solid State. 2010. V. 52. P. 2246–2251.
3. Apalkov D., Khvalkovskiy A., Watts S., Nikitin V. et al. // ACM Journal on Emerging Technologies in Computing Systems (JETC). 2013. V. 9. P. 1–35.
4. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev et al. // Physical Review B. 2013. V. 88. P. 144519.
5. Stamopoulos D., Aristomenopoulou E., Lagogiannis A. // Supercond. Sci. Technol. 2014. V. 27. P. 095008.
6. Mel'nikov A. S., Mironov S. V., Samokhvalov A. V., Buzdin A. I. // Phys. Usp. 2022. V. 65. P. 1248–1289.

Возможное наблюдение электронной нематичности в пниктидах $Na_{1-\delta}FeAs$ и $Na_{1-\delta}Fe_{1-x}Co_xAs$ с помощью туннельной спектроскопии

И. А. Никитченков[1,2,*], С. А. Кузьмичев[1,2], И. В. Морозов[3], А. И. Шилов[2], Е. О. Рахманов[3,2], А. Д. Ломоносова[2,4], С. Н. Понтис[2,4], Т. Е. Кузьмичева[2]

[1]МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, 53, Москва, 119991
[3]Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
[4]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
*nikitchenkov.ia19@physics.msu.ru

Пниктиды $Na_{1-\delta}FeAs$ и $Na_{1-\delta}Fe_{1-x}Co_xAs$ относятся к семейству 111 обширного класса железосодержащих высокотемпературных сверхпроводников. Соединения имеют двумерную кристаллическую структуру, состоящую из слоёв FeAs, разделённых катионами Na^+ вдоль *c*-направления кристаллической решетки. Электронная структура соединений семейства 111 обладает выраженным квазидвумерным характером: на поверхности Ферми присутствуют дырочные цилиндры около Г-точки и электронные зоны около М-точки зоны Бриллюэна [1].

Большой интерес исследователей вызывает нематический порядок электронной подсистемы, заключающийся в спонтанном нарушении C_4-симметрии кристалла и сопровождающийся анизотропией транспортных, магнитных и оптических свойств в *ab*-плоскости. Для $Na_{1-\delta}FeAs$ нематические флуктуации наблюдаются даже при температурах, превышающих T_s, распространяясь за пределы области структурного перехода [2].

Мы исследовали Na-дефицитные соединения $Na_{1-\delta}FeAs$ с $\delta \approx 0{,}05–0{,}10$ и номинально недодопированные составы $Na_{1-\delta}Fe_{0,979}Co_{0,021}As$ ($T_c \approx 10$ К и 22 К соответственно). Для формирования туннельных контактов типа сверхпроводник – сужение – сверхпроводник (ScS) с квазибаллистическим транспортом применялась методика «break-junction» [3]. Целью исследования являлся анализ особенностей вольт-амперных характеристик (ВАХ) и спектров динамической проводимости dI(V)/dV полученных туннельных контактов.

В результате в $Na_{1-\delta}Fe_{0,979}Co_{0,021}As$ была впервые обнаружена воспроизводимая остаточная нелинейность dI(V)/dV-спектров, проявляющаяся как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии, и имеющая форму максимума дифференциальной проводимости при малых смещениях $V \to 0$ и двух минимумов проводимости при смещениях $V_1^* \approx 20$ мВ, $V_2^* \approx 27$ мВ (рис. 1). Эти особенности спектров сохранялись вплоть до $T^* \approx 60$ К и исчезали при дальнейшем нагреве [4]. Нелинейность dI(V)/dV аналогичной формы была обнаружена в $Na_{1-\delta}FeAs$.

Анализ наблюдаемого эффекта исключает влияние перегрева, размерных резонансов и процессов рассеяния на неравновесных фононах, что позволило сделать вывод о внутренней, объёмной природе явления. Было установлено, что наблюдаемая температура T^* линеаризации dI(V)/dV-спектра удовлетворяет диапазону температур нематического перехода $T_{nem} \approx 55–80$ К, оцененному в литературе для недодопированных и стехиометрических составов, что указывает на возможную связь T^* с перестройкой электронной структуры в нематической фазе.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10082-П.

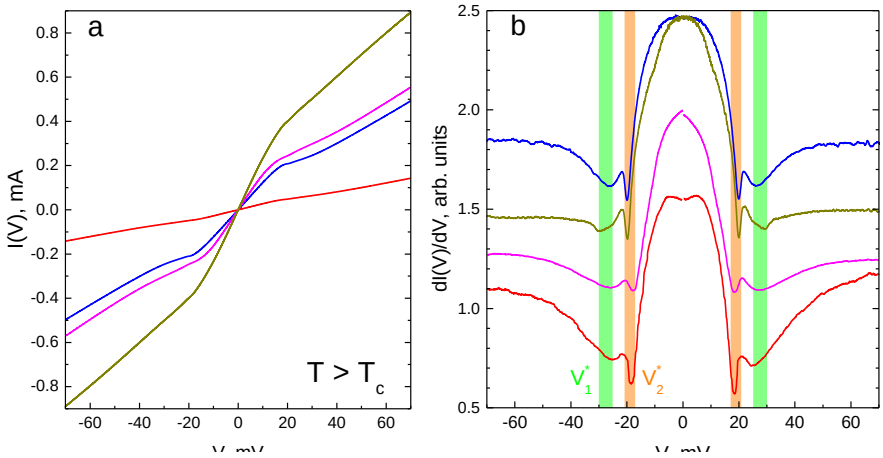


Рис. 1. ВАХ (*a*) и dI(V)/dV-спектры (*b*) туннельных NcN-контактов для $Na_{1-\delta}Fe_{0,979}Co_{0,021}As$

1. T. E. Kuzmicheva & S. A. Kuzmichev // JETP Lett. 114, 685 (2021).
2. R. M. Fernandes, A. V. Chubukov, J. Schmalian // Nature Phys. 10(2), 97 (2014).
3. S. A. Kuzmichev & T. E. Kuzmicheva // Low Temp. Phys. 42, 1284 (2016).
4. I. A. Nikitchenkov, S. A. Kuzmichev, A. D. Ilina et al. // Solid State Phys. 67(7), 1226 (2025).

Восстановление пространственной и температурной зависимости сверхпроводящей щели по данным сканирующей туннельной спектроскопии

Д. К. Панов[1]*, А. Ю. Аладышкин[1,2], В. С. Столяров[1]

[1]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, пер. Институтский, д. 9, 141700
[2]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ул. Академическая, д. 7, 603087
*panov.dk@phystech.edu

Одной из возникающих в экспериментах с использованием сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) задач является восстановление материальных свойств образца, таких как пространственная и температурная зависимости сверхпроводящей щели Δ. Известно, что наблюдаемая вольт-амперная характеристика туннельного контакта представляет собой свёртку нормализованных плотностей состояний иглы $\rho_1(E)$ и образца $\rho_2(E)$:

$$I(V) = \frac{1}{|e|\,R_N}\int_{-\infty}^{+\infty} \rho_1(E)\rho_2(E+|e|V)[f(E)-f(E+|e|V)]dE,$$

где $f(E)$ – функция распределения Ферми – Дирака, V – напряжение между образцом и иглой, R_N – сопротивление контакта в нормальном состоянии, e – заряд электрона [1]. СТС-эксперименты были проведены с использованием сверхпроводящей иглы с неизвестными характеристиками. Для разделения вкладов параметров порядка иглы и образца в наблюдаемые спектры дифференциальной туннельной проводимости $dI/dV(V)$ и корректного извлечения сверхпроводящих характеристик образца при наличии шума были рассмотрены различные подходы.

Поскольку влияние акустического шума минимально при малых значениях $|V|$, «эффективную» щель Δ_2^* можно оценить, анализируя полуширину минимума проводимости на заданном уровне α (например, 0,5) относительно проводимости в нормальном состоянии. Такой подход позволяет получить оценку распределения сверхпроводящей щели в образце, но не позволяет восстановить значения щели в игле и в образце по отдельности.

Для получения пространственной и температурной зависимостей щели в образце были рассмотрены теоретические модели Дайнса [2] и Абрикосова – Горькова [3]. Сравнение показало, что обе модели воспроизводят положения пиков когерентности и дают близкие значения сверхпроводящей щели как вне, так и внутри сердцевин вихрей. Для восстановления карт распределения щели в образце $\Delta_2(x,y)$ использовалась модель Дайнса, поскольку она обеспечивает более быструю сходимость при численном анализе данных. Предложенный подход позволил исследовать пространственные вариации щели в сверхпроводящей гранулированной плёнке ниобия.

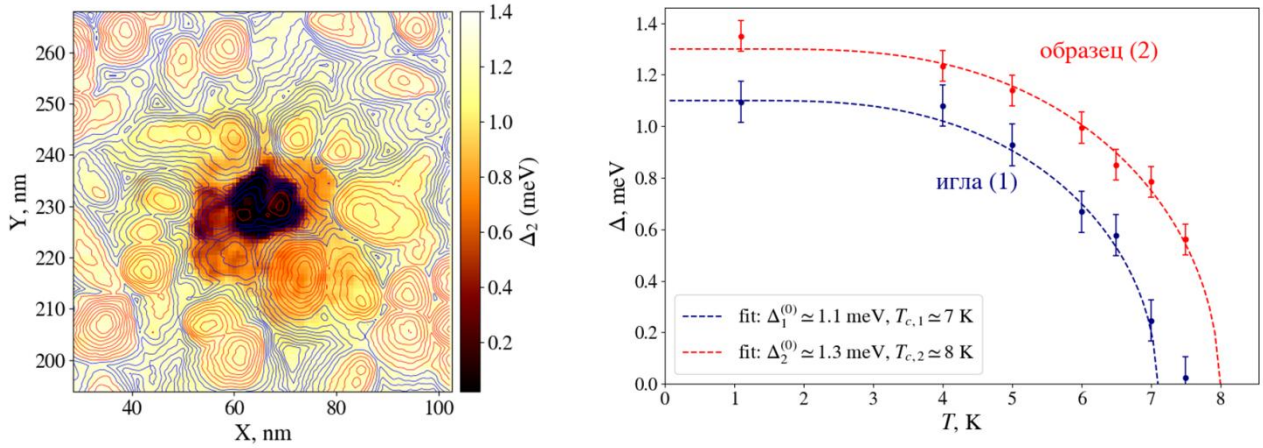


Рис. 1. Пространственная зависимость восстановленных значений щели при T = 1,1 K, H = 0,25 T (слева, область 75 × × 75 нм), и температурная зависимость восстановленных значений щели вместе с кривыми, соответствующими температурной зависимости щели в модели БКШ (справа)

Результаты получены при финансовой поддержке гранта, реализуемого в рамках Соглашения № 075-15-2025-010 от 28.02.2025 г.

1. А. А. Абрикосов. Основы теории металлов. М. : Физматлит, 2009.
2. R. C. Dynes, V. Narayanamurti, J. P. Garno // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 1509.
3. Ya. V. Fominov, M. Houzet, L. I. Glazman // Phys. Rev. B. 2011. V. 84. N. 224517.

Реализация краевых состояний спинового квантового эффекта Холла на границе нормальный металл – сверхпроводник

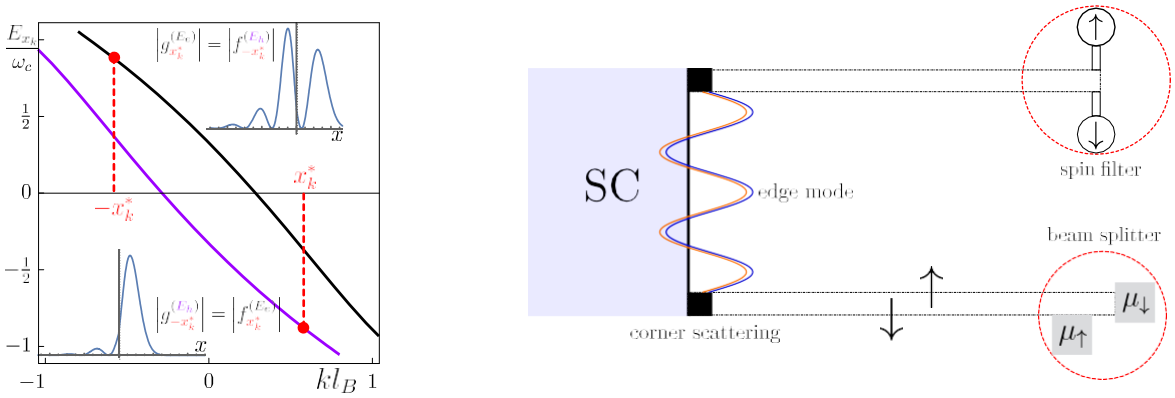
М. В. Парфенов*, И. С. Бурмистров

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, ул. Семенова, 1а, Черноголовка, 142432

Исследование нетривиальных топологических состояний в сверхпроводниковых материалах последние годы вызывает большой интерес научного сообщества. Среди таких состояний особое место занимают спиновый и термический квантовые эффекты Холла. Данные состояния реализуются в сверхпроводящих системах с нарушенной симметрией по отношению к обращению времени. В данной работе мы остановимся на спиновом квантовом эффекте Холла, который заключается в квантовании поперечной спиновой проводимости. За возникновение такого квантования ответственны квазичастичные краевые моды. Физическая реализация данного эффекта была предложена в работе [1]. Для этого предполагалось исследовать краевые состояния для сверхпроводников с $d_{x^2-y^2} + id_{xy}$ типом спаривания, однако экспериментальная реализация и воспроизводимая процедура измерения свойств краевых состояний в таких системах сопряжены с серьезными трудностями. Ожидалось, что такие состояния возможно экспериментально реализовать в скрученных бислоях сверхпроводящих купратных соединений [2], но ни один такой эксперимент до сих пор проделан не был.

В нашей работе мы предлагаем иной подход к реализации краевых состояний СКЭХ. Для этого предлагается исследовать транспортные свойства краевых андреевских состояний, возникающих на границе сверхпроводник – нормальный металл в квантующем магнитном поле [3, 4]. Оказывается, что из симметрий спектра и волновых функций системы (рис. 1, *a*) в равновесной ситуации отсутствует краевой зарядовый спектральный ток, что является индикатором образования на границе спинонесущих краевых состояний, которые на квазиклассическом языке могут быть описаны как когерентные скачущие орбиты для частиц и дырок. Для системы, изображенной на рис. 1, *b*, используя формализм, развитый в работах [5, 6] оказывается возможным вычислить транспортный отклик на спиновое и зарядовое напряжение при протекании подщелевых квазичастиц по S-N границе. Основным результатом работы является явная демонстрация того, что при нулевом зарядовом вольтаже из-за сохранения спина при андреевском отражении на границе в системе возникает квантование спиновой проводимости.

Работа финансировалась Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FFWR-2024-0017).



a *b*

Рис. 1. Квазичастичный спектр для S-N границы (*a*) в квантующем магнитном поле; *b* – возможная экспериментальная реализация

Список литературы

1. T. Senthil and M. P. A. Fisher // Phys. Rev. B. 60 (1999).
2. Marcel Franz, Oguzhan Can et al. // Nature Physics. V. 17. P. 519–524 (2021).
3. H. Hoppe, U. Zülicke, and Gerd Schön // Physical Review Letters 84.8 (2000): 1804.
4. V. D. Kurilovich, Z. M. Raines, L. I. Glazman // Nat Commun. 14. 2237 (2023).
5. M. P. Anantram and S. Datta // Phys. Rev. B. 53. 24 (1996).
6. I. M. Khaymovich, A. S. Mel'nikov et al. // Europhysics Letters 91.1 (2010): 17005.

Нелинейная ближнепольная СВЧ-микроскопия пленок YBCO и устройств на их основе

Е. Е. Пестов*, М. Ю. Левичев, Д. А. Савинов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*pestov@ipmras.ru

Исследования нелинейных СВЧ-свойств методом ближнепольной СВЧ-микроскопии важны для тестирования параметров пленок, которые используются при изготовлении сверхпроводящих СВЧ-структур. Критически важным требованием является сохранение качества поверхности образца, что обеспечивается только бесконтактными и неразрушающими методами. Кроме того, для самих сверхпроводящих структур существенным параметром является их однородность. Решению этой задачи способствуют методы ближнепольной СВЧ-микроскопии, позволяющие локально исследовать их свойства с высоким разрешением. Однако методы прямого определения ключевых сверхпроводящих параметров с их помощью остаются недостаточно развиты. Поэтому разработка методов бесконтактной локальной диагностики, основанных на анализе нелинейных СВЧ-свойств, представляет собой актуальную научную задачу.

В данной работе нелинейные свойства пленок YBCO исследовались методом нелинейной ближнепольной СВЧ-микроскопии. Эпитаксиальные пленки YBCO были выращены на подложках YSZ методом магнетронного распыления. Метод основан на регистрации нелинейного отклика с помощью индуктивного зонда, представляющего собой тонкую медную проволочку (длиной 400 мкм и диаметром 20 мкм), который замыкает внутренний и внешний проводники коаксиального кабеля [1]. Частота первой гармоники в эксперименте составляла 472 МГц. С помощью этого метода может быть получено пространственное распределение мощности третьей гармоники $P_{3\omega}(x,y)$ в пленке YBCO при температурах ниже T_c. В данных экспериментах была использована система позиционирования Standa, которая позволяет производить сканирование с шагом до 1 мкм в плоскости (x,y) при фиксированной высоте зонда над ее поверхностью. Эта высота контролируется с помощью оптического датчика малых смещений с точностью 1 мкм.

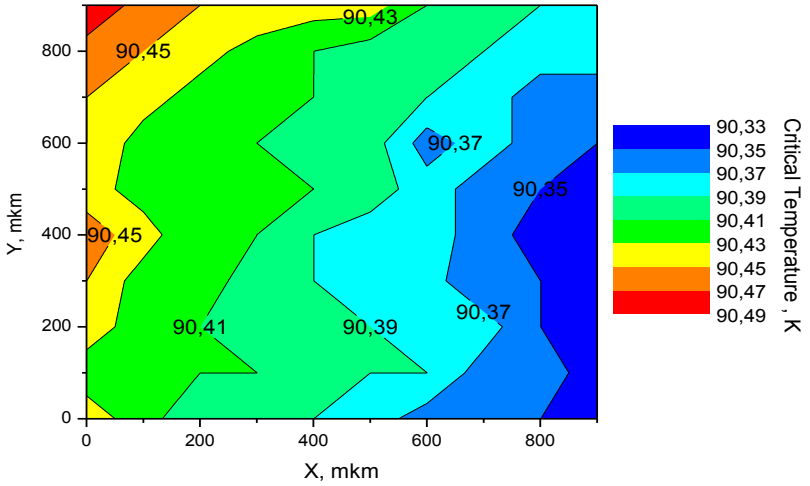


Рис. 1. Пространственное распределение критической температуры $T_c(x,y)$ в пленке YBCO, полученное методом ближнепольной СВЧ-микроскопии

Пространственное распределение критической температуры $T_c(x,y)$ в пленке YBCO было получено методом сканирования нелинейного СВЧ-отклика (рис. 1). Сканирование $P_{3\omega}(x,y)$ проводилось при различных температурах на фиксированной высоте зонда a = 20 мкм над ее поверхностью. В работе [1] была установлена корреляция: температура исчезновения нелинейного отклика соответствует локальной критической температуре T_c. На рис. 1 представлена карта распределения $T_c(x,y)$, которая демонстрирует неоднородность сверхпроводящих свойств пленки. Среднеквадратичное отклонение критической температуры составило величину $\sigma\,(T_c) \cong 0{,}03$ К. Также оказалось возможным определить распределение критических токов в пленке YBCO, поскольку максимум нелинейного отклика наблюдается при выполнении условия $j_c(T) = j_\omega$ (j_ω – плотность тока, возбуждаемого зондом). Относительное среднеквадратичное отклонение j_c составило величину $\sigma\,(j_c) \cong 3\%$.

Полученные результаты могут быть использованы при изготовлении сверхпроводящих СВЧ-структур на основе пленок YBCO.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-22-00204.

1. E. E. Pestov, Yu. N. Nozdrin, V. V. Kurin // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2001. V. 11. P. 131.

Квантовое волновое смешение на сверхпроводниковом кубите как инструмент исследования фотонной статистики

А. В. Васенин[1,2], С. А. Гунин[1,2], А. Ю. Дмитриев[1], А. А. Елистратов[3], Р. Д. Ивановских[3], С. В. Ремизов[3,4,5], Т. Р. Сабиров[1,2], В. В. Погосов[3,6,1]*, О. В. Астафьев[2,1]

[1]Московский физико-технический институт (МФТИ), ул. Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700
[2]Сколковский институт науки и технологий (Сколтех), Большой б-р, д. 30, стр. 1, Москва, 121205
[3]Всероссийский НИИ автоматики им. Н. Л. Духова, ул. Сущёвская, д. 22, Москва, 127055
[4] Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11/7, Москва, 125009
[5] Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
[6] Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, д. 13, Москва, 125412
*Walter.Pogosov@gmail.com

Настоящий доклад объединяет теоретические и, частично, экспериментальные результаты нескольких исследований, посвященных нелинейной оптике на уровне отдельного квантового двухуровневого объекта (кубита) и генерации неклассических состояний света, таких как фотонные пары, при участии параметрического усилителя и квантового источника на базе кубита, находящегося под сильной накачкой [1, 2].

Генерация фотонных пар в рассматриваемой тематике главным образом связана с использованием вырожденного параметрического усилителя (либо кубита-источника, находящегося под действием сильной классической накачки). Такой усилитель представляет собой резонатор с нелинейной средой, который при подаче классического сильного накачивающего сигнала генерирует свет, находящийся в состоянии т. н. «сжатого вакуума». Это состояние характеризуется наличием коррелированных пар фотонов с суммарной энергией, равной удвоенной частоте накачки, и нарушением классической статистики фотонов. В теоретическом описании взаимодействия такого сжатого света с двухуровневой системой применяются уравнения движения в белошумовом приближении, учитывающем параметры сжатия и средние числа фотонов в режиме. Последствием взаимодействия параметрически сжатого света с кубитом становится появление в спектре излучения характерных боковых линий частот, которые возникают в результате многократного эластического рассеяния фотонных пар и одиночных фотонов из классического и квантового полей. Их структура и наличие определенных отсутствующих линий – прямое следствие квантовых свойств входящего света, позволяющее неинвазивно «считывать» статистику фотонов этого сжатого режима.

Вторая ключевая теоретическая модель описывает генерацию неклассического света непосредственно из двухуровневого квантового источника – кубита, подверженного сильному непрерывному внешнему возбуждению. В таких системах реализуется генерация одиночных фотонов с антикоррелированной статистикой (антигруппировка). Волновое смешение излучения такого источника и классического сигнала на втором кубите-детекторе приводит к спектральным особенностям, не наблюдаемым в классических условиях, например, к отсутствию высоких порядков многократного смешения и доминированию процессов мультифотонного рассеяния с участием единственного фотона из квантового источника. Это позволяет использовать второй кубит в роли сенсора квантовой статистики фотонов излучения.

Гипотетически эти подходы открывают перспективу создания на базе искусственных квантовых систем сенсоров статистики фотонов. Сенсоры такого типа, основанные на измерении спектра волнового смешения с двухуровневыми системами, позволят переходить от традиционных прямых измерений корреляционных функций к новым методам, основанным на анализе спектров, что особенно перспективно в микроволновом диапазоне.

1. W. V. Pogosov, A. Yu. Dmitriev, O. V. Astafiev // Phys. Rev. A. 2021. V. 104. P. 023703.
2. A. Yu. Dmitriev, A. V. Vasenin, S. A. Gunin, S. V. Remizov, A. A. Elistratov, W. V. Pogosov, O. V. Astafiev // Phys. Rev. A. 2025. V. 111. P. 043715.

Модель нелинейного метаматериала на основе rf-SQUID

И. Е. Пологов[1]*, М. С. Федотов[1], Л. В. Филиппенко[2], В. П. Кошелец[2], А. В. Карпов[1]

[1]Университет науки и технологий МИСИС, Москва, Ленинский пр-кт, д. 4, стр. 1, 119049
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, 125009
*pologov.ilia@gmail.com

Сверхпроводящие параметрические усилители бегущей волны (TWPA) – ключевые элементы для малошумящей микроволновой электроники: они обеспечивают широкий диапазон частот, высокий динамический диапазон и близкий к квантовому пределу уровень шума. TWPA представляет собой передающую линию, сформированную из периодически повторяющихся нелинейных ячеек. Нелинейный элемент ячейки может быть реализован различными способами – джозефсоновским контактом [1], SNAIL [2], кинетической индуктивностью или через rf-SQUID [3]. Всё это – сверхпроводящие нелинейные метаматериалы, где дисперсия и нелинейность заданы параметрами ячейки, а усиление возникает в результате параметрического смешения накачки с сигналом в бегущей волне.

В метаматериале на основе rf-SQUID потоковое смещение задаёт стационарную фазу на джозефсоновском контакте и тем самым одновременно управляет линейной реактивностью и коэффициентами нелинейности. Это позволяет регулировать вклад трёх- и четырёхволнового смешения и, при необходимости, менять знак эффективного керровского отклика (режим reverse Kerr) [2, 4] за счёт управляемой токо-фазовой характеристики.

В работе представлена аналитическая модель нелинейной электродинамики метаматериала на основе rf-SQUID, ориентированная на режим четырёхволнового смешения (4WM). Модель описывает выражения для дисперсии и керровских коэффициентов как функций рабочего потока и параметров ячейки метаматериала. Показано, что при смещении реализуется режим обратного Керра, который позволяет достичь условия фазового согласования в широкой полосе частот. Таким образом, модель позволяет количественно рассчитывать профиль усиления – его рабочую полосу и уровень – как функцию потока, мощности накачивающего сигнала и длины линии.

Работа выполнена в рамках Стратегического технологического проекта НИТУ МИСИС «Квантовый интернет» Программы Минобрнауки «Приоритет-2030».

1. O. Yaakobi et al. // Phys. Rev. B. 87, 144301 (2013).
2. A. Ranadive et al. // Nat. Commun. 13, 1737 (2022).
3. A. B. Zorin // Phys. Rev. Applied 6, 034006 (2016).
4. M. T. Bell et al. // Phys. Rev. Applied 4, 024014 (2015).

Электромагнитный отклик в диффузных сверхпроводниках с постоянным током

А.В. Полькин*, М.А. Скворцов

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия
*arpolkin@gmail.com

Первое теоретическое описание электромагнитного отклика в сверхпроводящих системах было дано в 1958 году в работе Маттиса и Бардина [1], в которой авторы в формализме линейного отклика исследовали проводимость сверхпроводника $\sigma_1(\omega)$. Полученные в рамках теории БКШ результаты демонстрируют, что при низких температурах диссипативная часть проводимости оказывается равной нулю вплоть до частот $\hbar\omega = 2\Delta$.

Позже, в работе Овчинникова и Исаакяна [2] было показано, что если в системе присутствует сверхток, то проводимость приобретает дополнительный, зависящий от поля, вклад, который преобразует тензор проводимости к виду:

$$\sigma_{\alpha\beta}(\omega) = \sigma_1(\omega)\delta_{\alpha\beta} + \hat{A}_\alpha \hat{A}_\beta \sigma_2(\omega),$$

где $\hat{A}_\alpha$ – единичный вектор в направлении сверхтока, а $\sigma_2(\omega)$ равен нулю при нулевом токе.

В нашей работе в формализме линейного отклика было показано, что слагаемое $\sigma_2(\omega)$, содержащее вклады от моды Шмида–Хиггса [3], а также от квазичастичных степеней свободы, приводит к качественному изменению поведения проводимости.

При низких температурах главное отличие состоит в появлении пика в активной проводимости на границе оптической щели $\hbar\omega = 2E_g$ (E_g – значение сверхпроводящей щели в присутствии тока). Притом высота этого пика монотонно растёт по мере увеличения тока, а в максимуме принимает значение $4\sigma_0$ (σ_0 – друдевская проводимость). Высота этого пика плавно уменьшается с повышением температуры и определяется модой Шмида–Хиггса. Это свойство пика позволяет исследовать свойства моды Шмида-Хиггса уже в линейном отклике.

При повышении температуры в нашей работе было показано, что помимо пика на $\hbar\omega = 2E_g$, появляется также расходимость на самых малых частотах, которая регуляризуется обратным временем неупругого рассеяния $\gamma = \tau_{in}^{-1}$, то есть $\sigma_2(\omega) \propto 1/(\omega + i\,\gamma)$. Таким образом, на малых частотах проводимость может превышать даже вклад Маттиса-Бардина $\sigma_1(\omega)$, который определяется временем упругого рассеяния, которое для стандартного материала оказывается много меньше, чем τ_{in}. Тем самым, мы уточняем результаты феноменологической модели, представленной в работе [4], а также обобщаем их на существенно более широкий диапазон частот.

Работа выполнена в рамках государственного задания FFWR-2024-0017.

1. D. C. Mattis and J. Bardeen // Phys.Rev. 111, 412 (1958)
2. Yu. N. Ovchinnikov and A. R. Isaakyan // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 74, 178 (1978) [Sov. Phys. JETP 41, 91 (1978)]
3. A. Moor, A. Volkov, K. B. Efetov // Phys. Rev. Lett. 118, 047001 (2017)
4. M. Smith, A. V. Andreev, B.Z. Spivak // Phys. Rev. B 101, 134508 (2020)

Температурная зависимость критического тока оптимально допированного пниктида $Ba_{0,6}Na_{0,4}Fe_2As_2$ методом туннельной спектроскопии

С. Н. Понтис[1,2]*, А. Д. Ломоносова[1,2], И. А. Никитченков[3,1], С. А. Кузьмичев[3,1], А. С. Медведев[1], М. А. Фешина[1], В. А. Власенко[1], К. С. Перваков[1], Т. Е. Кузьмичева[1]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991
[2]Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, 141701
[3]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
*pontis.sn@phystech.edu

Соединения (Ba,Na)Fe_2As_2 принадлежат классу железосодержащих ВТСП семейства 122 и представляют собой весьма перспективные материалы для прикладных и фундаментальных исследований. При оптимальном дырочном допировании соединение $Ba_{0,6}Na_{0,4}Fe_2As_2$ переходит в сверхпроводящее состояние при $T_c \approx 36$ К и является многощелевым. Поскольку критический ток поликристаллического материала ограничен током межзеренных границ I_{GB}, представляется интересным исследование температурной зависимости $I_{GB}(T)$ для определения температурного диапазона возможного использования данного материала в сильноточных применениях.

Нами использовался метод туннельной спектроскопии планарных контактов на микротрещине [1], возникающей в объеме образца, с направлением протекания тока вдоль оси *c*. Были измерены вольтамперные характеристики (ВАХ) и dI/dV-спектры туннельных структур, состоящих из последовательно подключенных ScS и SnS-контактов (*S* – сверхпроводник, *n* – нормальный металл, *c* – сужение) при различных температурах вплоть до T_c и исследованы температурные зависимости критического тока $I_c(T)$. В последовательной SnS-ScS-структуре ВАХ имеет наклонный участок при малых смещениях и горизонтальные токовые плато («срывы» на квазичастичную ветвь) при превышении амплитуды критического тока I_c постоянным током с внешнего источника (рис. 1, *а*).

Для поликристаллов слоистых соединений могут быть получены два типа зависимостей $I_c(T)$ [2, 3]. Амплитуда критического тока ScS-контактов, образованных на межзеренных границах, резко уменьшалась при $T \approx$ ≈ 4 К и исчезала при локальной критической температуре контактной области $T_c^{GB} \approx 7$–8 К, что может быть объяснено подавленными сверхпроводящими свойствами межзеренных границ и реализации на них «поверхностной» сверхпроводящей щели $\Delta_{GB} << \Delta_{bulk}$.

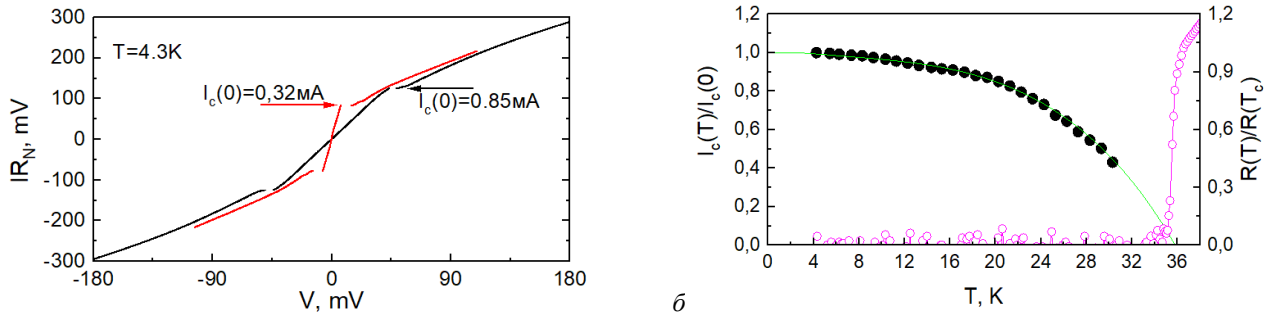


Рис. 1. Нормированные ВАХ (*а*) двух различных последовательных SnS-ScS-структур при $T = 4{,}3$ К, где R_N – нормальное сопротивление контакта. Зависимость нормированного критического тока ScS-контакта и сопротивления объемного образца от температуры (*б*)

Пример зависимости $I_c^{bulk}(T)$, соответствующей «объемному» макроскопическому сверхпроводящему параметру порядка и пропорциональной температурной зависимости концентрации куперовских пар сверхпроводника, приведен на рис. 1, *b*. Локальная критическая температура контакта $T_c^{local} \approx 36$ К близка к T_c образца по данным R(T). Зависимость $I_c^{bulk}(T)$ может быть описана формулой Амбегаокара – Баратова [4] в двухзонном приближении [2] как сумму вкладов двух зон с соответствующими весами. Из аппроксимации зависимости $I_c(T)$ в двухзонном приближении оценены амплитуды микроскопических сверхпроводящих параметров порядка $\Delta_S(0) \approx 1$мэВ и $\Delta_L(0) \approx 8$мэВ с характеристическими отношениями $2\Delta_L(0)/k_BT_c \approx 5{,}2$ и $2\Delta_S(0)/k_BT_c \approx 0{,}6$.

1. Kuzmichev S. A., Kuzmicheva T. E. 2016. Т. 42. № 11. С. 1008–1027.
2. Кузьмичева Т. Е. и др. // Физика твердого тела. 2025. Т. 67. № 7. С. 1215–1225.
3. Kuzmicheva T. E. et al. // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2025. Т. 52. № 7. С. 321–329.
4. Ambegaokar V., Baratoff A. // Physical Review Letters. 1963. Т. 10. № 11. С. 486.

Сверхпроводящий однофотонный детектор на оптимизированной двухслойной наноструктуре ScN/NbN

Н. В. Порохов[1]*, М. А. Дрязгов[1], Л. А. Кривко[1], И. В. Трофимов[1], А. М. Мумляков[1], Ю. П. Корнеева[1], А. А. Корнеев[1,2], М. А. Тархов[1]

[1]Институт нанотехнологий и микроэлектроники РАН, Ленинский просп., д. 32, Москва, 119991
[2]НИУ «Высшая школа экономики», Мясницкая, 20, Москва, 101000
*nporokhov@gmail.com

Развитие сверхпроводящих нанопроволочных однофотонных детекторов (SNSPD) требует одновременного достижения высоких значений квантовой эффективности, низкого уровня шумов и темновых отсчётов, а также высокого временного разрешения. Существующие подходы, такие как использование тонких неупорядоченных плёнок, часто приводят к компромиссу между этими параметрами [1]. Критическая температура (T_c) является ключевым параметром, поскольку именно она определяет рабочий диапазон температур, энергию детектируемых фотонов, квантовую эффективность и быстродействие детектора. На сегодняшний день наилучшую квантовую эффективность в замкнутых криорефрижераторных системах (при рабочей температуре ~1 K) демонстрируют детекторы на основе сильно неупорядоченных плёнок NbN с T_c = 7,8 K и R_s > 1 kOhm/sq [2].

В данной работе предложен альтернативный подход к повышению качества сверхпроводящей плёнки для SNSPD, основанный на использовании эпитаксиального буферного слоя ScN. Буферный слой ScN, обладая кубической решёткой с параметром, близким к NbN (a_{ScN} = 0,450 нм, a_{NbN} = 0,439 нм), обеспечивает эпитаксиальный рост высококачественных плёнок NbN на аморфной подложке SiO_2. Нами была подобрана оптимальная толщина буферного слоя, которая позволяет для тонкой пленки NbN (5,5 нм) сохранить высокую температуру сверхпроводящего перехода T_c = 10,3 K и коэффициента металличности на уровне RRR = 0,8. Ключевой технологической особенностью нашего подхода является осаждение наноструктуры методом реактивного магнетронного распыления при комнатной температуре. Такой низкотемпературный режим позволяет интегрировать полученные плёнки в чувствительные технологические процессы микроэлектроники, в отличие от широко распространённых методов, требующих высокотемпературного отжига или синтеза [3, 4]. Высокая T_c полученных наноструктур открывает перспективы для дальнейшего уменьшения толщины плёнки NbN и увеличения поверхностного сопротивления. В докладе будет представлена реализация сверхпроводящего однофотонного детектора на основе оптимизированной наноструктуры ScN/NbN.

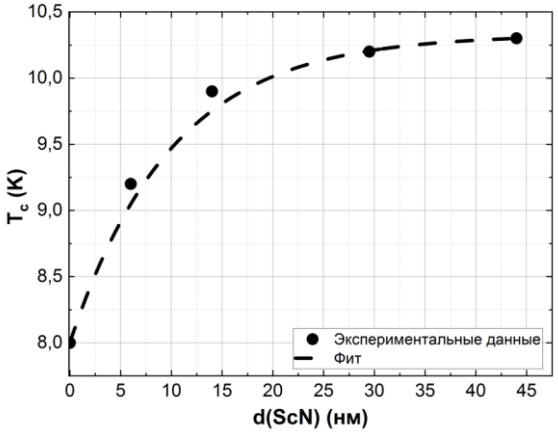


Рис. 1. Зависимость критической температуры перехода (T_c) от толщины буферного слоя ScN

Работа выполнена в рамках проекта № 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеризация образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» – «Комплекса оборудований для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий».

1. K. Smirnov et al. // NbN single-photon detectors with saturated dependence of quantum efficiency Supercond. Sci. Technol. 31 (2018) 035011 https://doi.org/10.1088/1361-6668/aaa7aa.
2. High-resistivity niobium nitride films for saturated-efficiency SMSPDs at telecom wavelengths and beyond // Applied Physics Letters. 2023. 122(15):152602 DOI: 10.1063/5.0144998.
3. Y. Shao et al. Fabrication and characterization of sub-micron high current density NbN Josephson junctions for large-scale digital circuits // Physica C: Superconductivity and its Applications, V. 616 (2024). https://doi.org/10.1016 /j.physc.2023.1354434.
4. M. I. Faley et al. TiN-NbN-TiN and Permalloy Nanostructures for Applications in Transmission Electron Microscopy // Electronics (2023), 12, 2144. https://doi.org/10.3390/electronics12092144.

Влияние сверхпроводимости на магнитную динамику бислоя сверхпроводник – ферромагнетик

Я. В. Туркин[1], Н. Г. Пугач[1], А. И. Чернов[2], Н. С. Полулях[3], В. В. Столяров[4], В. И. Белотелов[2]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Москва, 101000
[2]Российский Квантовый Центр «Сколково», 143025
[3]Крымский федеральный Университет, Симферополь, 295007
[4]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141701

Гибридные структуры на основе сверхпроводников и ферромагнитных диэлектриков приобретают все большее значение в сравнительно новой и быстро развивающейся области сверхпроводниковой спинтроники.

В данной работе теоретически исследовались магнитные эффекты, возникающие в бислое из сверхпроводника, нанесенного на поверхность ферромагнитного диэлектрика. В качестве сверхпроводящих материалов для создания такой структуры могут использоваться любые низкотемпературные сверхпроводники, например, технологичные алюминий или ниобий, а в качестве ферродиэлектриков обычно выступают соединения европия EuS, EoO или ферриты-гранаты (ЖИГ). В нестационарном случае исследовалось влияние сверхпроводника на магнитную динамику, стимулированную однородной прецессией намагниченности в ферродиэлектрике, поддерживаемой ферромагнитным резонансом (ФМР).

Расчеты проводились в квазиклассическом приближении в «грязном» пределе. Уравнения Узаделя были решены численно в частотной области, из полученных функций Грина были рассчитаны искомые величины. Использовались граничные условия, разработанные для такой структуры [1] и уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта численно решалось для описания магнитных возбуждений.

Ранее нами были рассчитаны наведенная намагниченность, возникающая в сверхпроводнике в результате обратного эффекта близости. Рассчитан спиновый ток, возникающий в результате спиновой накачки из ферромагнетика с ФМР. Исследованы зависимости этих параметров от частоты ФМР [2, 3].

В данной работе всесторонне исследовалось влияние сверхпроводника на магнитную динамику в ферродиэлектрике на частотах, близких к ФМР в нем. Расчеты проводились за пределами приближения тонких слоев. Показано, что это приближение хорошо работает только при очень тонких слоях магнетика и сверхпроводника. В более толстых материалах возбуждения приобретают другую структуру, стимулированную наличием сверхпроводника. Исследованы зависимости магнитной восприимчивости двухслойной гибридной структуры от толщин сверхпроводящего и магнитного слоев, а также от силы эффекта близости и обменного взаимодействия внутри магнетика.

Приводится сравнение с экспериментами, проведенными в РКЦ.

Работа выполнена при поддержке проекта «Зеркальные лаборатории» НИУ ВШЭ и Башкирского государственного педагогического университета им. М. Акмуллы «Квантовые эффекты в низкоразмерных гибридных наноструктурах».

1. Eschrig M., Cottet A., Belzig W., Linder J. General boundary conditions for quasiclassical theory of superconductivity in the diffusive limit: Application to strongly spin-polarized systems // New J. Phys. 2015. V. 17, № 8. P. 083037.

2. Яговцев В. О., Пугач Н. Г., Екомасов Е. Г., Львов Б. Г. Намагниченность в бислоях сверхпроводник-ферромагнитный металл, вызванная обратным эффектом близости // Физика металлов и металловедение. 2021. V. 122, № 9. P. 908–916.

3. Yagovtsev V. O., Pugach N. G., Eschrig M. The inverse proximity effect in strong ferromagnet–superconductor structures // Supercond. Sci. Technol. 2021. V. 34, № 2.

Анизотропия динамики вихря в сверхпроводящих системах с эффектом невзаимности

А. В. Путилов[1,2]*, Д. В. Захаров[3], А. Кудлис[1], А. С. Мельников[1,2], А. И. Буздин[4]

[1]Московский физико-технический институт, Московская область, Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9, 141701, Россия
[2]Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Кронверкский просп., 49, 197101, Россия
[3]Science Institute, University of Iceland, Dunhagi 3, IS-107 Reykjavik, Iceland
[4]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087, Россия
[5]University of Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France
*alputilov@ipmras.ru

Рассматривается двухслойная система сверхпроводник/ферромагнетик со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы на межслоевой границе. В такой системе отсутствует центр инверсии: выделенным направлением можно выбрать нормаль **n** к межслоевой границе, направленной от границы в сверхпроводник. Наличие обменного поля **h** ферромагнетика нарушает симметрию по отношению к обращению времени и приводит к возникновению выделенного направления $\mathbf{k} = [\mathbf{n} \times \mathbf{h}]$ в плоскости структуры. Спин-орбитальное взаимодействие может быть включено в функционал Гинзбурга – Ландау в форме дополнительных слагаемых, пропорциональных нечетной степени оператора импульса $\mathbf{D} = -i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}/c$. Для случая тонкой сверхпроводящей пленки (толщиной меньше длины когерентности) задача сводится к двумерной. Рассматриваемый функционал принимает вид

$$U = -\alpha|\psi|^2 + 0.5\beta|\psi|^4 + \xi_0^2\alpha_0|\mathbf{D}\psi|^2 + (\varepsilon_1\,\psi^*[\mathbf{n}\times\mathbf{h}]\mathbf{D}\psi + \varepsilon_3\,\mathbf{D}\psi^*[\mathbf{n}\times\mathbf{h}]\mathbf{D}^2\psi + c.c.).$$

Феноменологические параметры ε_1 и ε_3 описывают спин-орбитальное взаимодействие. Слагаемое, пропорциональное ε_1, приводит к формированию геликоидального основного состояния $\psi = \psi_0 e^{iqr}$ с вектором $q = \varepsilon_1 h\xi_0^{-2}\alpha_0^{-1}$, направленным вдоль **k**. При таком выборе вектора q после подстановки в функционал в нем исчезают слагаемые, линейные по оператору **D**, и остаются лишь квадратичные и кубичные слагаемые. Кроме того, такое преобразование приводит к анизотропии тензора эффективной массы m_{ij} и, соответственно, к искажению кора вихря. Кор становится эллиптическим, что влияет на динамику вихря в резистивном состоянии, приводя к анизотропии сопротивлении. В системе координат с осью x вдоль направления **k** (рис. 1) m_{ij} диагональна с компонентами $m_{xx} = m_0(1 - 3\mu)$, $m_{yy} = m_0(1 - \mu)$, где $\mu = 2\varepsilon_1\varepsilon_3 h^2/(\alpha^2\xi^4)$, а m_0 – стандартная эффективная масса при $\varepsilon_3 = 0$. Из этих выражений можно получить массовую анизотропию $m_{xx}/m_{yy} = 1 - 2\mu$, которая приводит к анизотропии профиля кора вихря. Ток, протекающий в сверхпроводнике, создает силу Лоренца, действующую на вихрь, что приводит к движению вихря со скоростью $\mathbf{V}_L$ по закону $\eta_{ij}\mathbf{V}_L = \Phi_0[\mathbf{j}\times\mathbf{z}_0]/c$, где η_{ij} – тензор вязкости. Движение вихря, в свою очередь, создает электрическое поле $\mathbf{E} = [\mathbf{B}\times V_L]/c$, где B – среднее магнитное поле.

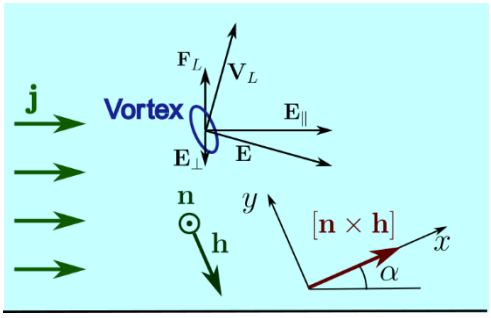


Рис. 1. Схематическое изображение одиночного вихря в сверхпроводящей пленке при наличии транспортного тока j

Анизотропия эффективной массы приводит к анизотропии тензора η_{ij}: для $\mu \ll 1$ получаем $\eta_{xx}/\eta_{yy} - 1 \sim \mu$ [2]. При движении вихрей в микрополоске с внешним транспортным током возникает напряжение в поперечном (перпендикулярном току) направлении, если обменное поле не направлено строго перпендикулярно или параллельно направлению тока. Соотношение компонент электрического поля $E_\perp/E_\parallel \sim \mu \sin\alpha\cos\alpha$, где α – угол между направлением обменного поля и тока. Такая анизотропия будет проявляться в стандартных транспортных измерениях продольного и поперечного напряжений.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00042.

1. Putilov A. V. et al. // Phys. Rev. B. 112, 134507 (2025).
2. V. M. Genkin and A. S. Mel'nikov // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 95, 2170 (1989).

Графический анализ передаточной функции сверхпроводникового гаусс-нейрона

Ф. А. Разорёнов[1,2]*, В. В. Больгинов[1]

[1] Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 2, Черноголовка, 142432

[2] Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, 141701

*razorenov.fa@phystech.edu

Искусственный нейрон представляет собой нелинейный преобразователь входного сигнала, причём вид передаточной функции (ПФ) определяется типом проектируемой нейронной сети. Гауссова функция распределения (гаусс-нейрон) необходима для реализации нейронных сетей на основе радиальных базисных функций. При использовании сверхпроводниковых технологий необходимой функцией может обладать двухконтактный джозефсоновский интерферометр, шунтированный дополнительной индуктивностью [1]. Такой объект был впервые предложен ещё в 1984 г. [2], однако понимание его свойств до сих пор представляется недостаточным. Причиной, по-видимому, является достаточно сложный формат записи ПФ: она записывается в виде нелинейной системы трёх уравнений, представляющих собой двухпараметрические выражения для входного и выходного сигналов, а также связь между параметрами. Поэтому анализ свойств гаусс-нейрона и подбор оптимальных параметров обычно производится численными методами [3].

Данная работа посвящена аналитическому рассмотрению передаточной функции гаусс-нейрона. В рамках исследования получены явные выражения для ПФ и фазовые диаграммы в терминах параметра суммарной джозефсоновской фазы, продемонстрирована зависимость характеристик ПФ от потока смещения. Показано, что полученные результаты имеют наглядное графическое представление. Проведённый анализ позволил получить и обосновать условие однозначности ПФ гаусс-нейрона, являющееся необходимым условием для его использования в искусственных нейронных сетях.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-00053.

1. Schegolev A. E., Klenov N. V., Soloviev I. I., Tereshonok M. V. // Beilstein journal of nanotechnology. 2016. V. 7, № 1. P. 1397–1403.

2. Goto E. // Proc. 1st RIKEN Symp. Josephson Electronics. 1984. P. 48–51.

3. Schegolev A. E., Klenov N. V., Bakurskiy S. V., Soloviev I. I., Kupriyanov M. Yu., Tereshonok M. V., Sidorenko A. S. // Beilstein journal of nanotechnology. 2022. V. 13(1). P. 444–454.

К разработке RFTES-детектора для считывания добротности сверхпроводящего резонатора

Н. Ю. Руденко[1]*, Э. Р. Хан[1], П. Соловьев[1], В. И. Чичков[1], С. В. Шитов[1,2]**

[1]Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский проспект, д. 4, Москва, 119049
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11/7, Москва, 125009
*ny.rud@yandex.ru, **sergey3e@gmail.com

Технология RFTES-детекторов апробирована в широком диапазоне частот от 1,4 до 750 GHz [1–4]. В работе [1] был предложен новый принцип по интеграции квантовых цепей с RFTES-детектором на общем чипе. Показано также, что RFTES-детектор может работать с усилением [2], что упрощает систему считывания – позволяет отказаться от дополнительного усилителя на mK ступени рефрижератора. Для подтверждения концепции [1] проводилось численное моделирование и разработаны экспериментальные образцы-демонстраторы, содержащие эмулятор кубита. Оценка реализуемости новой концепции основана на демонстрации считывающего детектора-усилителя. В данной работе предлагается упрощенная схема-демонстратор, в которой эмулятором кубита выступает RFTES детектор C-типа, отвечающий за управление добротностью резонатора.

Рассматриваемая схема (рис. 1) содержит два резонатора, которые настроены на отличные друг от друга частоты. Первый резонатор нагружен терагерцовым (THz) RFTES-детектором C-типа, облучение которого приводит к вариации тока в этом резонаторе, что аналогично дисперсионному сдвигу в резонаторе кубита. В этот же резонатор, в окрестности замкнутого конца, включен балансный малоинвазивный RFTES-детектор L-типа [1, 4], который считывается вторым резонатором. Таким образом, рассматриваемая схема на рис. 1 аналогична схеме дифференциального детектора [5]. Усиление вариации тепла, вследствие изменения тока резонатора кубита или THz-детектора, происходит в результате поддержания устойчивой положительной электротермической обратной связи (ПЭТОС) в RFTES детекторе [3]. Это обеспечивается выбором импеданса включения нелинейного мостика в цепь резонатора. Недавно было обнаружено, что паразитная индуктивность, возникающая при подключении RFTES детектора L-типа, благоприятствует режиму с ПЭТОС [6].

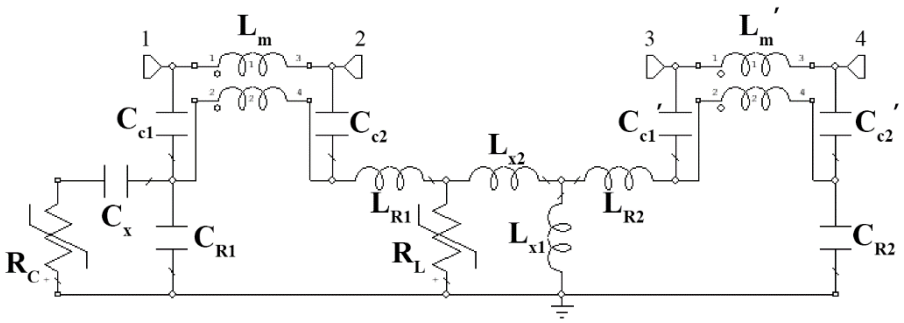


Рис. 1. Эквивалентная схема предложенного устройства, в котором считывание состояния резонатора C-детектора, управляемого импедансом R_C (слева), осуществляется сенсором R_L, входящим в состав L-детектора (справа)

Рассматриваемый подход может явиться альтернативой использованию сквид-усилителя в интегральном активном детекторе [6]. Схема частотной селекции RFTES-детекторов упрощает суммирование выходных сигналов в случае многопиксельной/многокубитной схемы, аналогично L-детектору с рис. 1. В перспективе предложенный подход может быть использован в качестве альтернативы параметрическому усилителю в составе квантового процессора, так как позволяет интегрировать виртуально неограниченное число каналов [1].

Работа выполнена при поддержке гранта № 24-29-20298.

1. С. В. Шитов, Н. Ю. Руденко, В. И. Чичков // ЖТФ. 2025. V. 95. P. 1708.
2. С. В. Шитов, Т. М. Ким, Л. С. Соломатов, Н. Ю. Руденко, А. В. Меренков et al. // ЖТФ. 2024. V. 94. P. 1060.
3. А. В. Меренков, Т. М. Ким, В. И. Чичков, С. В. Калинкин, С. В. Шитов // ФТТ. 2022. V. 64. P. 1404.
4. Э. Р. Хан, Н. Ю. Руденко, В. И. Чичков, С. В. Шитов // ЖТФ. 2025. V. 95. P. 1698.
5. С. В. Шитов. Дифференциальный сверхпроводящий детектор // Патент РФ № 2801920 от 28 декабря 2022.
6. Н. Ю. Руденко, С. В. Шитов // ЖТФ. 2025. V. 95. P. 1716.

Когерентный транспорт в многотерминальных джозефсоновских структурах с бислойным NF-барьером

В. В. Рязанов[1,2]*, Т. Е. Голикова[2], И. А. Нажесткин[1], Д. А. Клишев[1]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2]Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
*valery.ryazanov@gmail.com

В докладе обсуждаются особенности когерентного токопереноса в субмикронных джозефсоновских структурах с NF-слабой связью (бислойным джозефсоновским барьером нормальный металл/ферромагнетик). В экспериментах с участием авторов доклада (см. обзор [1]) обнаружен ряд следствий возникновения двойного эффекта близости нормально-металлического барьера со сверхпроводящими берегами (сверхпроводящий эффект близости) и ферромагнитным подслоем (магнитный эффект близости). Обсуждаются влияние диффузии и инжекции спин-поляризованных квазичастиц в N-слой на спиновое расщепление энергетической щели, наведенной «мини-щели», сверх-токонесущей плотности состояний.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 26-12-00242.

1. В. В. Рязанов, Т. Е. Голикова, В. В. Больгинов, И. В. Бобкова, А. М. Бобков // УФН. 2025. Т. 195. С. 766–777 (2025).

Переходы Березинского – Костерлица – Таулеса в тонких пленках многозонных сверхпроводников

Д. А. Савинов[1, 2]*, Н. Д. Лобанов[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022
*savinovda@ipmras.ru

В многозонных сверхпроводниках теоретически предсказывается формирование дробных вихрей в разных сверхпроводящих конденсатах – вихрей, несущих магнитный поток, меньший кванта потока Φ_0 [1]. В частном случае двухзонного сверхпроводника потенциал парного взаимодействия дробных вихрей Φ_1 и Φ_2 имеет логарифмический характер, соответствующий межвихревому притяжению и образованию одноквантового вихря. При некоторых условиях в многозонных сверхпроводниках возможно формирование расщепленных дробных вихрей (см., например, [2]). В нашей работе мы рассматриваем альтернативную возможность возникновения дробных вихрей в многозонных сверхпроводниках на примере тонких пленок, когда процесс рождения таких вихрей может оказаться выгодным вследствие тепловых флуктуаций. В тонких плёнках обычных (немногозонных) сверхпроводников вихри могут возникать в отсутствие внешнего магнитного поля – чисто флуктуационным образом (см., например, обзор [3]). Возникшие из-за тепловых флуктуаций вихри и антивихри могут приводить к переходу Березинского – Костерлица – Таулеса (БКТ), когда сверхпроводник приобретает конечное сопротивление при температурах, превышающих температуру T_{BKT}. Одним из условий возникновения перехода БКТ является логарифмический характер потенциала парного межвихревого взаимодействия, что обычно возможно только в таких пленках, когда экранировкой магнитного поля можно пренебречь – типичный латеральный размер пленки L не должен превышать эффективную лондоновскую длину $\lambda_{eff} = \lambda^2/D$, где D – толщина пленки.

В данной работе рассматривается тонкая пленка двухзонного сверхпроводника, для которой предсказывается переход БКТ не только при условии $L << \lambda_{eff}$, но также и в пределе двумерного сверхпроводника, когда $L >> \lambda_{eff}$. Более того, ввиду наличия двух разных фаз параметра порядка картина фазовых переходов становится разнообразнее. А именно, в каждом предельном случае предсказывается несколько переходов БКТ. Это переходы, связанные с возникновением плазмы дробных вихрей в каждом из конденсатов (T_{BKT1} и T_{BKT2}), а также переход, связанный с флуктуационной диссоциацией целых вихрей/антивихрей на пары дробных, который возникает при T_{BKT3}. В рамках теории Лондонов численно рассчитаны температуры указанных переходов в зависимости от латерального масштаба системы L. В частности, на рис. 1 представлены данные зависимости для T_{BKT1} и T_{BKT2} и разных толщин пленки D. Для предельных случаев $L << \lambda_{eff}$ и $L >> \lambda_{eff}$ получены аналитические выражения для T_{BKT1}, T_{BKT2} и T_{BKT3}.

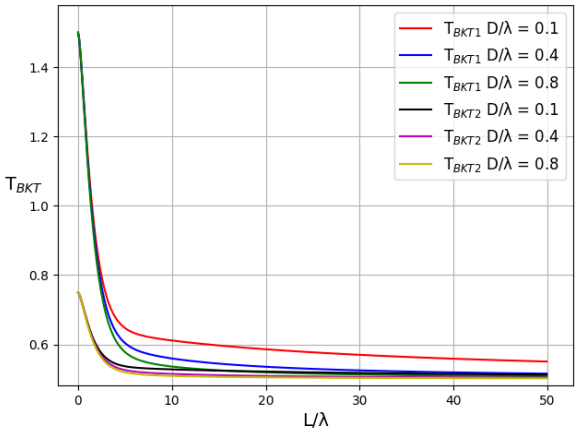


Рис. 1. Зависимости T_{BKT1} и T_{BKT2} от латерального масштаба системы L для $\Phi_1 = 1/3\Phi_0$ и $\Phi_2 = 2/3\Phi_0$

Также в работе предложено возможное экспериментальное наблюдение состояния с плазмой дробных вихрей, основанное на измерении сопротивления образца в зависимости от температуры и анализе вольт-амперных характеристик исследуемой пленки при разных температурах.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-22-00204.

1. Egor Babaev // PRL. 2002. V. 89. P. 067001.
2. Shi-Zeng Lin and Lev N. Bulaevskii // PRL. 2013. V. 110. P. 087003.
3. В. Н. Рыжов и др. // УФН. 2017. V. 187. С. 921.

Электронная структура вихря Абрикосова в бислое сверхпроводник-ферромагнетик с межслоевым спин-орбитальным взаимодействием

А. В. Самохвалов[1,3]*, А. С. Мельников[1,2,3]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[3]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022
*samokh@ipmras.ru

В рамках квазиклассического приближения уравнений Боголюбова – де Жена изучено совместное влияние обменного поля **h**, зеемановского расщепления и спин-орбитального (СО) взаимодействия Рашба [1] на подщелевой спектр и плотность состояний квазичастичных возбуждений, локализованных в коре вихря Абрикосова. В качестве модельной структуры ротрена двухслойная система (бислой), состоящая из тонкой пленки сверхпроводника s–типа на поверхности ферромагнитного изолятора (рис. 1, *a*). Совместное действие обменного поля, направленного в плоскости структуры, и СО-взаимодействия приводит к формированию геликоидального сверхпроводящего состояния с пространственной модуляцией фазы сверхпроводящего параметра порядка. Выполнены расчеты энергии спин-зависимых квазичастичных состояний $\varepsilon_{\pm}(\mu, \theta p)$, лежащих на аномальных ветвях спектра, которая зависит от углового момента квазичастиц μ и направления их импульса $\mathbf{p} = p_F(\cos\theta_p, \sin\theta_p)$. Ветви спектра, соответствующие различным направлениям θ_p (рис. 1, *b*), пересекают уровень Ферми при ненулевых значениях углового момента $\mu_0^{\pm}(\theta_p)$, что проявляется в заметной анизотропии профиля локальной дифференциальной проводимости dI/dV (x, y) в области расположения вихревой особенности. Приведены результаты расчетов профиля локальной дифференциальной проводимости, измеряемой методами сканирующей туннельной спектроскопии. Показано, что при приложении перпендикулярно структуре внешнего магнитного поля, вызывающего дополнительное зеемановское расщепление, возникает спиновая поляризация квазичастиц в коре вихря, при которой распределения $[dI/dV(x,y)]_{\uparrow\downarrow}$ для двух спиновых подзон оказываются различными (рис. 2).

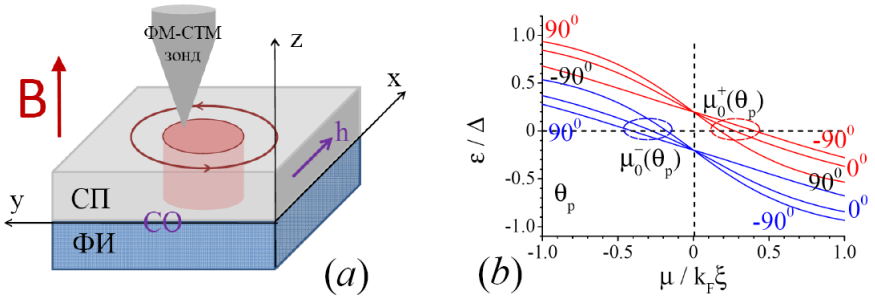


Рис. 1. *a* – схематичное изображение модельной гибридной структуры − сверхпроводник (СП) на поверхности ферромагнитного изолятора (ФИ) − и ФМ-СТМ зонд со спиновой поляризацией. *b* – зависимость энергии квазичастиц $\varepsilon_{\pm}(\mu, \theta_p)$ от углового момента квазичастиц μ для нескольких направлений их импульса $\mathbf{p} = p_F(\cos\theta_p, \sin\theta_p)$ относительно направления обменного поля $\mathbf{h} = h\,\mathbf{x}_0$: $\theta_p = 0^o, \pm 90^o$

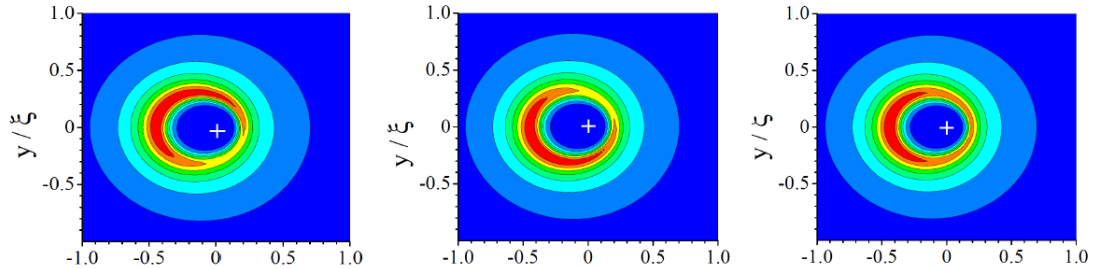


Рис. 2. Профиль локальной дифференциальной проводимости (слева направо): $[dI/dV(x,y)]_{\uparrow}$, $[dI/dV(x,y)]_{\downarrow}$, $[dI/dV(x,y)] = [dI/dV(x,y)]_{\uparrow} + [dI/dV(x,y)]_{\downarrow}$. Центр вихря (x = y = 0) показан белым +

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00042.

1. L. P. Gorkov and E. I. Rashba // Phys. Rev. Lett. 87, 037004, 2001.

Моделирование антенны для сверхпроводникового наноразмерного однофотонного NbN-детектора на 1,55 мкм

С. В. Селиверстов[1,2,4,6*], К. А. Кожуховский[1], Д. Г. Фудин[1], Г. Н. Гольцман[3,5]

[1]Московский педагогический государственный университет, Москва, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1, 119435
[2]Лаборатория фотонных газовых сенсоров, УНТ МИСИС, Москва, 2-й Донской проезд, д. 9, 119071
[3]НИУ «Высшая школа экономики», Москва, Покровский бульвар, д. 11, 109028
[4]МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, 119991
[5]Российский Квантовый Центр, Москва, Территория Инновационного Центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1, 121205
[6]Научно-исследовательский институт телекоммуникаций, НИУ «Высшая школа экономики», Москва, ул. Таллинская, 34, 123458
*sv.seliverstov@mpgu.su

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SSPD) стали «рабочей лошадкой» для многих научных областей от квантовой обработки информации и квантовых коммуникаций до фундаментальной физики. В настоящее время SSPD являются золотым стандартом для подсчёта фотонов в ближнем ИК-диапазоне с точки зрения системной квантовой эффективности, джиттера, скорости темнового счёта и величины мёртвого времени. Физика работы SSPD всесторонне исследована в оптическом диапазоне [1]. Актуальной задачей является продвижение этих детекторов в область более длинных волн. Это будет способствовать прогрессу в таких областях, как квантовое зондирование, LIDAR-системы, квантовые коммуникации, физическая химия и астрофизика.

Предлагаемый в настоящее время подход в этом направлении, основанный на увеличении длины меандра с целью заполнения им большей площади [2], существенно ограничивает быстродействие детектора, поскольку приводит к росту кинетической индуктивности. Альтернативный подход, предлагаемый в нашем исследовании, основан на интеграции сравнительно короткого сверхпроводникового мостика с планарной антенной.

Мы представляем результаты моделирования планарной интегрированной со сверхпроводниковым NbN-мостиком дипольной антенны на длину волны 1,55 мкм (193,5 ТГц). Толщина слоя NbN составляет порядка 4 нм, ширина полосков составляет 50 нм и 100 нм для антенн двух конфигураций. Моделирование осуществлялось по методу конечных элементов. Сопротивление порта антенны в модели задавалось равным 50 Ом, что соответствует режиму работы SSPD, который, находясь в сверхпроводящем состоянии, поглощает падающий фотон и в результате переходит в нормальное состояние. Результаты представлены на рис. 1. Видно, что значение S_{11} параметра на частоте 193,5 ТГц составляет −21 дБ для дипольной антенны с шириной полоска в 50 нм и −18 дБ для дипольной антенны с шириной полоска в 100 нм. Геометрия дипольной антенны с шириной полосков в 50 нм, а также картина распределения поля в её рукавах представлены на рис. 1, *б*.

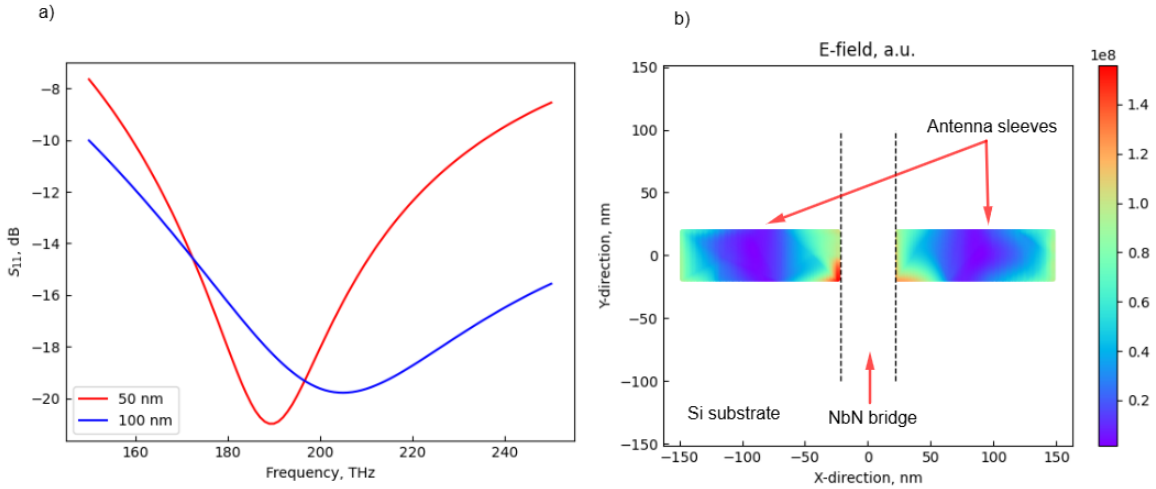


Рис. 1. Результаты моделирования: *а* – спектр S_{11} параметра дипольной антенны для двух значений ширины полосковых линий (50 нм и 100 нм) при одной и тоже длине (125 нм); *б* – распределение поля в антенне с шириной полосковых линий в 50 нм на длине волны излучения 1,55 мкм

Полученные результаты демонстрируют возможность использования планарной дипольной антенны для согласования SSPD с излучением С-диапазона. При этом данный подход обладает преимуществом в плане согласования с излучением, распространяющимся в открытом пространстве, по сравнению с традиционными подходами, ориентированными на согласование детекторов с оптическим волокном. Это открывает возможности для перехода в область более длинных волн, что является целью наших дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00055-П и гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FSME-2025-0002).

1. A. Korneev, P. Kouminov, V. Matvienko et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84(26). P. 5338–5340.
2. G. Taylor, A. Walter, B. Korzhet et al. // Optica. 2023. V. 10(12). P. 1672–1678.

Структура, остаточные механические напряжения и свойства тонких сверхпроводящих Al-пленок

В. О. Семин[1]*, Е. А. Седов[1], М. С. Сидельников[1,2,3], З. С. Енбаев[4,5], В. С. Столяров[1]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2]Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
[3]Российский квантовый центр, Большой бул., 30, с. 1, Москва, 121205
[4]Московский государственный университет, ул. Ленинские горы, д.1, Москва, 119991
[5]Институт нанотехнологий и микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская, 16а, корп. 11, Москва, 115487
*viktor.semin.tsk@gmail.com

Сверхпроводники обладают мощным потенциалом применения в высокопроизводительных системах, в которых критически важными характеристиками является бездиссипативная передача электрических сигналов и нивелирование эффекта Джоуля. В рамках концепции наноструктурных материалов внимание уделяется поиску новых технологических подходов, обеспечивающих стабильную реализацию эффекта сверхпроводимости [1]. Значительные достижения в этой области связаны с повышением масштабируемости и надежности тонкопленочных сверхпроводников. Известно, что сверхпроводящие тонкие пленки на основе Al, сформированные методами молекулярно-лучевой эпитаксии [2], физического осаждения из газовой фазы [3] и магнетронного осаждения [4], демонстрируют различные структурные особенности и, как следствие, различные температурные диапазоны сверхпроводящего перехода (T_c). Возможные причины, ответственные за смещение температур T_c, могут быть связаны со структурными особенностями пленки и электрон-фононным взаимодействием. Для решения данной физической проблемы была изготовлена серия тонких Al-пленок методом магнетронного осаждения на Si-подложке. Целью данной работы является определение величины и знака остаточных механических макронапряжений, распределенных в тонких Al-пленках, и их влияния на критическую температуру сверхпроводимости.

Осаждение тонких (толщиной <100 нм) пленок проводилось с помощью установки магнетронного осаждения (разработана В. С. Столяровым) на монокристаллическую [100]-Si подложку. Перед осаждением подложка предварительно очищалась ионами Ar^+ с низкой (<3 кэВ) энергией. Параметры магнетронного распыления были следующими: мощность разряда 50–200 Вт, напряжение на магнетроне 173–571 В, давление аргона варьировалось от $2\cdot10^{-2}$ Па до $6\cdot10^{-3}$ Па. При этих условиях расчетная скорость распыления изменялась в пределах от 0,02 нм/с до 0,4 нм/с. Рентгенодифракционные исследования проводили на дифрактометре Panalytical Aeris в режиме «Ω-2θ» в излучении Cu-Kα. Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии выполняли на микроскопе JEM 2100 при ускоряющем напряжении 200 кВ. Критические температуры сверхпроводимости измерялись четырехзондовым методом с использованием рефрижератора растворения Coolab LD500.

Установлено, что типичная структура синтезированных пленок Al является нанокристаллической (~63 ± ± 20 нм) и характеризуется множеством внутренних дефектов (дислокаций и двойников). Комплексное рентгеновское исследование выявило выраженную текстуру <111>Al и присутствие остаточных сжимающих напряжений (до –150 МПа), ориентированных вдоль поверхности образца. В свою очередь, измеренные критические температуры T_c находятся в сложной (немонотонной) зависимости от структурно-фазового состояния пленок Al.

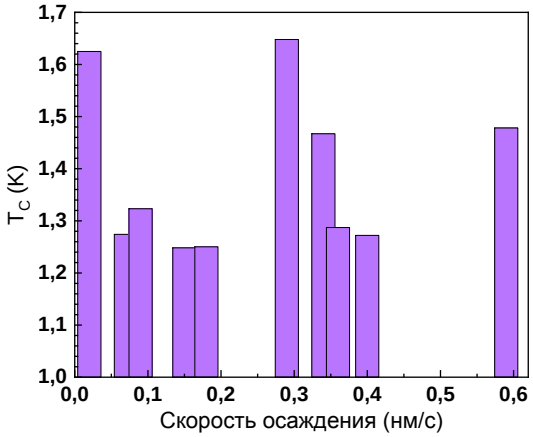


Рис. 1. Зависимость температуры T_C от скорости осаждения Al-пленок

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта № 075-15-2025-010.

1. M. V. Ramallo // Nanomaterials. 2023. V. 13. P. 592.
2. T.-H. Do, C.-C.Wu, Y.-H. Wu, S.-D. Lin // Vacuum. 2024. V. 226. P. 113339.
3. Z. W. Zhong, J. H. Wang // Surface Engineering. 2005. V. 21. P. 119–124.
4. M. A. Tarasov et al. // Physics of the Solid State. 2022. V. 64. P. 1352–1355.

Функциональные наноструктуры для сверхпроводниковой спинтроники

А. С. Сидоренко

МФТИ, Центр перспективных методов мезафизики и нанотехнологий, Долгопрудный, Университетский пер., 9, 141700

Необходимость достижения энергоэффективности и радикального снижения уровня энергопотребления становится решающим параметром, ограничивающим разработку новых суперкомпьютеров. Перспективным решением является разработка не-фон-неймановских компьютеров с мозгоподобной архитектурой – искусственных нейронных сетей (ИНС) со сверхпроводящими базовыми элементами. ИНС нуждается в разработке двух основных базовых элементов: нелинейного переключателя, подобного нейрону, и линейных соединительных элементов, подобных синапсу [1]. Представлены результаты проектирования и исследования джозефсоновских контактов для формирования искусственных нейронов на основе сверхпроводящих спиновых клапанов и сверхпроводящих синапсов на основе слоистых гибридных наноструктур сверхпроводник – ферромагнетик.

Результаты теоретического и экспериментального исследования эффекта близости в слоистых наноструктурах сверхпроводниках/ферромагнетиках (S/F) с Co-ферромагнитными слоями различной толщины и коэрцитивными полями, а также Nb-сверхпроводящими слоями постоянной толщины, равной длине когерентности ниобия, представлены и обсуждены.

В сверхрешетках Nb/Co наблюдается изменение сверхпроводящего параметра порядка в тонких пленках ниобия из-за переключения с параллельного на антипараллельное расположение намагниченности соседних ферромагнитных слоев. Такие сверхрешетки могут быть использованы в качестве подходящих базовых элементов сверхпроводниковой спинтроники для инженерии ИНС [2]. Создание ИНС с использованием этих двух базовых элементов – искусственных нейронов и искусственных синапсов – позволяет построить компьютер с несколько порядков меньшим энергопотреблением [3] по сравнению с традиционным компьютером, построенным на полупроводниковых базовых элементах.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-30004.

1. Anatolie S. Sidorenko, Horst Hahn and Vladimir Krasnov. Frontiers of nanoelectronics: intrinsic Josephson effect and prospects of superconducting spintronics // Beilstein J. Nanotechnol. 2023. 14. 79–82. doi:10.3762/bjnano.14.9.

2. Functional Nanostructures and Metamaterials for Superconducting Spintronics / A. Sidorenko (Editor). Springer, 2018, 279 pages. https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-319-90481-8.

3. A. Sidorenko, H. Hahn, V. Krasnov. Frontiers of nanoelectronics: intrinsic Josephson effect and prospects of superconducting spintronics // Beilstein Journal of Nanotechnology. 2023. 14. 79–82. https://doi.org/10.3762/bjnano.14.9.

Термодинамические свойства сверхпроводника с дальним беспорядком

А. В. Снегирев[1,2]*, В. М. Ковалев[1,3]

[1]ИФП СО РАН, Новосибирск, пр. Акад. Лаврентьева, 13, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, 630090
[3]Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20, 630072
*komrad.snegirev2017@gmail.com

Большое количество сверхпроводников хорошо описываются теорией Бардина – Купера – Шриффера (БКШ), согласно которой вследствие взаимодействия с фононами эффективный потенциал взаимодействия электронов вблизи поверхности ферми может быть притягивающим, в результате чего образуются связанные состояния с целым спином – куперовские пары. Эти квазичастицы подчиняются статистике Бозе, и при достаточно низкой температуре образуют конденсат – макроскопическое количество частиц в основном состояниями, который может двигаться, не испытывая электрического сопротивления.

В реальных сверхпроводниках всегда присутствуют примеси, поэтому для полноты картины необходим анализ теории БКШ в этом случае. Рассмотрим случай немагнитных примесей. При достаточно малой концентрации они хорошо описываются независимыми точечными потенциалами:

$$< V(\boldsymbol{r})V(\boldsymbol{r}') > = U_0^2\delta(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'),$$

где $V(\boldsymbol{r})$ – потенциал примеси, а треугольные скобки означают усреднение по примесям. Хорошо известно, что в этом случае примеси не влияют на параметры сверхпроводника в модели БКШ. Однако интерес также представляют сверхпроводники с сильным беспорядком. Одна из моделей примесей, позволяющих качественно понять поведение систем при сильном беспорядке, – модель Келдыша:

$$< V(\boldsymbol{r})V(\boldsymbol{r}') >= W^2.$$

Прежде всего она интересна тем, что в нормальном металле возможно нахождение точной функции Грина с учётом рассеяния электронов на данном потенциале примесей. Оказывается, то же самое можно сделать и для сверхпроводника.

В данной работе с помощью матричного формализма Намбу – Горькова была найдена точная функция Грина сверхпроводника в модели БКШ. С помощью полученной функции Грина были найдены зависимости основных термодинамических параметров: ширины сверхпроводящей щели $\Delta(T)$, температуры сверхпроводящего перехода T_c и критического магнитного поля H_c, при котором сверхпроводник переходит в нормальное состояние, от силы беспорядка W. В отличие от точечных примесей, келдышевский беспорядок заметно влияет на сверхпроводимость и подавляет её при больших W.

Результаты данной работы будут полезны для понимания свойств сверхпроводников с большой степенью беспорядка.

Работа поддержана фондом развития теоретической физики и математики «Базис».

Способ достижения быстродействия SSPD

А. В. Семёнов[1,2], Ю. Р. Соколова[1]*, Г. Н. Гольцман[1,3]

[1]Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1, Москва, 119435
[2]Московский физико-технический институт, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9, 141700
[3]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
*julia27sar@yandex.ru

Максимальная скорость счёта сверхпроводникового однофотонного детектора (SSPD) на практике определяется временем восстановления тока в сверхпроводящей полоске, которое задаётся кинетической индуктивностью полоски L и входным импедансом схемы съёма сигнала напряжения Z, $\tau = L/Z$. Для наиболее часто используемых полосок NbN толщиной 4 нм, шириной 100 нм и длиной 250–1000 мкм это время оказывается порядка 10 нс, что значительно превышает характерные времена жизни теплового домена (сотни пс) и поэтому является практическим ограничением на быстродействие детектора. Обнаружение возможности детектирования в полосках шириной порядка нескольких мкм позволило, сохранив площадь детектора, уменьшить кинетическую индуктивность полоски на два порядка или более, что, казалось бы, позволяет достичь быстродействия, ограниченного тепловыми временами. Однако увеличение ширины полоски сопровождается уменьшением максимального сопротивления теплового домена с величины порядка 1 кОм до 100 Ом и менее, что приводит к недостаточному падению тока и стабилизации домена при стандартном импедансе нагрузки Z = 50 Ом. Это вынуждает добавлять шунтирующее сопротивление порядка 5–10 Ом, что решает проблему стабилизации домена, однако снова увеличивает время восстановления тока и снижает быстродействие детектора.

Мы исследуем возможность достичь быстродействия, ограниченного тепловыми временами, посредством добавления к шунтирующему сопротивлению последовательно подключенной ёмкости (или замены его на ёмкость). Качественно, ёмкость выступает в роли закоротки на коротких временах, позволяя избежать стабилизации теплового домена, и в роли разрыва на больших временах, ограничивая время восстановления тока величиной L/Z. Аналитический расчёт в рамках «переключательной» модели (сопротивление домена равно константе при токе больше тока отсечки и обращается в ноль при падении тока ниже тока отсечки, оставаясь затем равным нулю вплоть до критического тока) подтверждает справедливость этих качественных соображений, а также даёт оценку необходимой величины ёмкости $C \sim L/Z^2$. Численный расчёт, учитывающий динамику теплового домена, позволяет подобрать оптимальные значения ёмкости и шунтирующего сопротивления для заданной ширины полоски. Для практики существенно, что необходимая ёмкость имеет порядок нескольких пФ и поэтому может быть реализована в виде встречно-штыревого конденсатора на том же чипе, что и детектор. Таким образом, результаты нашего анализа подтверждают реализуемость предлагаемого нами способа достижения предельного быстродействия SSPD.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-00046.

Исследование кинетической индуктивности сверхпроводящих полосок нитрида ниобия NbN

М. Д. Солдатенкова[1,2]*, Э. М. Баева[1,2], Н. И. Титова[2], А. И. Колбатова[2], Г. Н. Гольцман[1,2]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
[2]Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1, Москва, 119435
*msoldatenkova@hse.ru

Сверхпроводящие плёнки нитрида ниобия NbN используются для изготовления сверхпроводниковых однофотонных детекторов на основе кинетической индуктивности (KIDs – Kinetic Inductance Detectors) [1], интерферометров (SQUID – Superconducting Quantum Interference Device) [2] и других компонентов сверхпроводящих цепей. Способность сверхпроводников иметь большую кинетическую индуктивность $L_{кин}$ является ключевой особенностью для реализации перечисленных устройств. Однако кинетическая индуктивность может стать ограничивающим фактором для быстродействия сверхпроводящих элементов, например, кубитов [3]. Кинетическая индуктивность возникает из-за сохраненной энергии движения носителей заряда, $L_{кин}$ прямо пропорциональна длине сверхпроводящей полоски и обратно пропорциональна площади поперечного сечения. Исследование кинетической индуктивности может быть интересным в контексте не только прикладных, но и фундаментальных исследований, в частности исследования перехода Березинского – Костерлица – Таулеса в сверхтонких сильно разупорядоченных плёнках NbN [4]. Переход БКТ проявляется как скачок фазовой жёсткости J_c при температуре $T_{ВКТ}$ [5].

В данной работе мы экспериментально исследуем зависимость резонансной частоты паралелльного RLC-контура от температуры. В качестве индуктивности L мы используем сверхпроводящий меандр, изготовленный на основе тонкой разупорядоченной плёнки нитрида ниобия NbN шириной w = 500 нм, толщиной d = 5 нм и длиной l = мкм, значения ёмкости C и резистора R составляют 22 пФ и 50 Ом соответственно. При помощи экспериментального метода, описанного в работе [6] в криорефрижераторе Гиффорда – Макмагона были получены АЧХ (амплитудно-частотные характеристики) (рис. 1, *a*). Согласно формуле Томпсона из полученных при помощи векторного анализатора цепей (VNA – Vector Network Analyzer) резонансных кривых мы определяем индуктивную составляющую образца по формуле $L_{кин} = T^2/4\pi^2C$ [4–5], которая составляет 158 нГ при температуре ванны и увеличивается с ростом температуры. По формуле $Js = \hbar^2/(4e^2k_BL_{кв})$, где $L_{кв}$ – кинетическая индуктивность на квадрат, мы оценили сверхтекучую жёсткость и получили экспериментальную зависимость от температуры (рис. 1, *b*). На рис. 1, *b* синяя кривая – зависимость $Js(T)$ согласно теории БКШ [4], чёрная пунктирная кривая – зависимость $2T/\pi$. Пересечение этих кривых соответствует температуре $T_{ВКТ}$ = 6,77 К, что ниже критической температуры перехода в нормальное состояние 7,1 К для нашего образца.

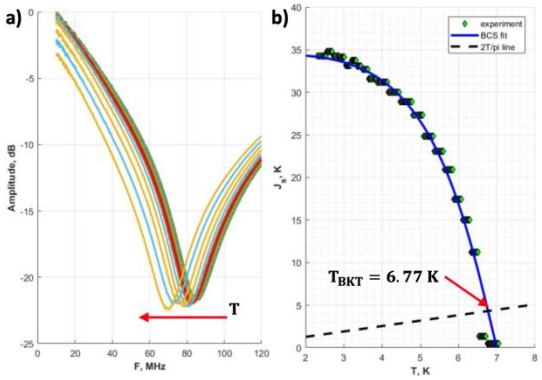


Рис. 1. Амплитудно-частотные характеристики (*a*), полученные при разных температурах; *b* – экспериментальная зависимость сверхтекучей жёсткости *Js* от температуры *T*. Синяя кривая – зависимость *Js*(*T*) согласно теории БКШ, чёрная пунктирная кривая – зависимость 2*T*/π. Красной стрелкой отмечено пересечение кривых, соответствующее температуре $T_{ВКТ}$ = = 6,77 К

В будущем наши экспериментальные наблюдения будут способствовать оптимизации устройств, работающих при низких температурах и изготовленных на основе сверхтонких разупорядоченных сверхпроводящих плёнок, и станут заделом для дальнейшего исследования динамики перехода БКТ.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10105.

1. S. Hailey-Dunsheath et al. // Journ. of Astr. Tel. 2021. V. 7. P. 011015–011015.
2. R. L. Fagaly // Rev. of Scient. Instr. 2006. V. 77.
3. P. Krantz et al. // Appl. Phys. Rev. 2019. V. 6.
4. A. Weitzel et al. // Phys. Rev. Let. 2023. V. 131. P. 186002.
5. A. Verma et al. // arXiv preprint arXiv:2410.22704. 2024.
6. A. J. Annunziata et al. // Nanotechnology 2010. V. 21. P. 445202.

Исследование критического тока в сверхпроводниковых однофотонных детекторах на основе микронных полосок из NbN

М. Д. Солдатенкова[1,2]*, Э. М. Баева[1,2], С. С. Святодух[1,2], А. В. Семёнов[2], А. И. Колбатова[2], Г. Н. Гольцман[1,2]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
[2]Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1, Москва, 119435
*msoldatenkova@hse.ru

Сверхпроводящие проволоки, изготовленные на основе тонкой плёнки нитрида ниобия NbN, используются для создания чувствительных сверхпроводниковых однофотонных детекторов, являющихся одним из ключевых элементов передовых квантовых технологий [1] (SSPD – Superconducting Single Photon Detector). Возможность однофотонного детектирования устройствами, изготовленными на основе широкой полоски сверхпроводника, при соблюдении условия $I_{кр}/I_{расп} > 0{,}7$, где $I_{кр}$ – критический ток, а $I_{расп}$ – ток распаривания куперовских пар, была предсказана в работе [2], а затем экспериментально продемонстрирована в работе [3]. Однако критический ток $I_{кр}$ редко достигает максимально возможного тока $I_{расп}$ в эксперименте из-за различных дефектов, которые случайным образом распределены по краям сверхпроводящих структур и в объёме плёнки [4]. Кроме того, факторами, ограничивающими величину критического тока, могут являться изменения ширины (переход узкой части полоски в широкую) [5] и повороты меандра [6]. Различные дефекты могут быть источниками генерации темновых отсчетов для сверхпроводниковых однофотонных детекторов [7–8], а также затруднять процесс понимания неравновесных процессов (флуктуации квазичастиц, фазовые переходы), что является важнейшими факторами для оптимизации устройств, работающих при низких температурах, и улучшения их характеристик. В данной работе мы исследуем возможные причины ограничения плотности критического тока в сверхпроводящих однофотонных детекторах. Исследуемые образцы изготовлены из тонкой разупорядоченной плёнки NbN с сопротивлением на квадрат R_s = 980 Ом и структурированы на одном чипе (рис. 1, *a* вставка) в виде меандров шириной w = 500 нм, толщиной d = 5 нм и длиной l = 335 мкм. Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние T_c составляет 7,4 K и соответствует $R_n/2$ (R_n = 745 кОм – нормальное сопротивление сверхпроводника), отмечено на рис. 1, *a* чёрной стрелкой. Вольт-амперные характеристики измерены при разных температурах T (рис. 1, *b*) и разном внешнем магнитном поле B, что позволяет получить зависимости для плотности критического тока $J_{cr}(T)$ и $J_{cr}(B)$, представлены на рис. 1, *c* и 1, *d* соответственно.

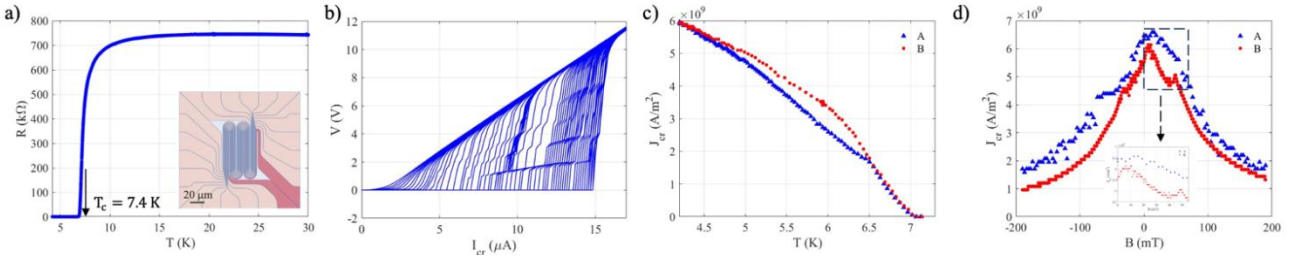


Рис. 1. Зависимость сопротивления R от температуры T (*a*). На вставке схематическое изображение сверхпроводящих детекторов в форме меандров; *b* – вольт-амперные характеристики для образца A, полученные при разных температурах. Зависимости плотности критического тока J_c от температуры T (*c*) и магнитного поля B (*d*) для образцов A (треугольники) и B (круги)

Расхождение зависимостей $J_{cr}(T)$ для образцов A и B (рис. 1, *c*) может свидетельствовать о присутствии более крупного дефекта в образце A. Также о наличии дефектов на краях полоски свидетельствует асимметрия зависимостей $J_{cr}(B)$ относительно нулевого магнитного поля (рис. 1, *d*) [4, 9]. Неоднородности края приводят к большему значению плотности критического тока на одном краю полоски и меньшему на другом. Эти экспериментальные наблюдения могут способствовать не только пониманию причин, ограничивающих величину критического тока, но и оптимизации устройств, работающих при низких температурах.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10105.

1. G. Goltsman et al. // Appl. Phys. Let. 2001. V. 79. P. 705–707.
2. D. Vodolazov et al. // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 7. P. 034014.
3. Y. Korneeva et al. // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 9. P. 064037.
4. B. Plourde et al. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64. P. 014503.
5. D. Henrich et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 144504.
6. J. Xiong et al. // Super. Scien. and Techn. 2022. V. 35. P. 055015.
7. Z. Liu et al. // Nano Let. 2025. V. 25. P. 14175–14184.
8. V. Andreev et al. // IEEE Trans. on Appl. Supercond. 2024. V. 34. P. 1–5.
9. K. Ilin et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. P. 184511.

Базовые элементы интегральной криогенной системы управления кубитами

И. И. Соловьев[1], М. М. Хренов[2], Г. С. Хисматуллин[3], Г. И. Губочкин[3], Р. Д. Юсупов[3], С. В. Бакурский[1], В. А. Вожаков[2], М. В. Бастракова[4], М. А. Сергеев[4], М. М. Хапаев[1], С. В. Егоров[5], А. С. Ионин[5], И. А. Нажесткин[6], М. Ю. Фоминский[7], Л. В. Филиппенко[7], Н. А. Малеева[8], Д. С. Яковлев[9], В. В. Рязанов[5], Н. В. Кленов[1], М. Ю. Куприянов[1]

[1]МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Россия
[2]ООО «СП «Квант», 121205, Москва, Россия
[3]Российский Квантовый Центр, 121205, Москва, Россия
[4]ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, Россия
[5]ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Россия
[6]МФТИ, 141701, Долгопрудный, Московская область, Россия
[7]ИРЭ РАН, 125009, Москва, Россия
[8]НИТУ МИСИС, 119049, Москва, Россия
[9]PSL Research University, CNRS, Sorbonne University, 75005, Paris, France

В докладе обсуждается интегральная криогенная система для управления сверхпроводящими кубитами. Приводится сравнительные анализ перспективы ее создания на различных технологических платформах. Представлен актуальный статус работ по созданию ее сверхпроводящих компонентов: высокочастотных миксеров для цифровых демультиплексоров, устройств цифровой сверхпроводниковой логики, опорных криогенных генераторов. Обсуждаются основные результаты разработки этих элементов в России на основе ниобиевой технологии и перспективы их дальнейшего развития.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-19-00187.

К разработке RFTES-детектора для радиоастрономии в окне прозрачности атмосферы 200–270 ГГц

П. С. Соловьев[1]*, Н. Ю. Руденко[1], В. И. Чичков[1], С. В. Шитов[1,2,3]

[1]Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Ленинский проспект, д. 4, стр. 1, 119049
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7, 125009
[3]Российский квантовый центр (РКЦ), Москва, Инновационный центр «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1, 121205
*psolovyv2004@mail.ru

Исследование посвящено развитию новой отечественной технологии суб-ТГц-детектирования, RFTES (*radio frequency transition edge sensor*). В основе работы сенсора лежит изменение электронной температуры микромостика внутри его сверхпроводящего перехода при совместном воздействии сигнальных фотонов и тока СВЧ-резонатора. Показано, что данный тип сенсора имеет большой потенциал благодаря уникальному сочетанию высокой чувствительности (атто-Вт), малого времени отклика (~1 мкс) и простотой конструкции [1]. Использованные подходы сочетают в себе черты классической технологии TES (датчик на краю перехода), а также системы считывания, применяемой в технологии MKID (детектор на микроволновой кинетической индуктивности). Было показано, что RFTES технология может быть использована как при сверхнизких температурах (100–400 мК) [2–3], так и при температурах жидкого гелия (1,4–5 К) с суб-пВт-чувствительностью на частотах ~650 ГГц и быстродействием ~1 нс, что делает такие датчики привлекательными для широкого круга применений, включая изображающие матрицы. В данной работе представлены основные этапы разработки и конструирования перспективного RFTES-детектора, предназначенного для применения в радиоастрономических исследованиях, а также в медицине и для подповерхностной радиолокации в системах общественной безопасности. Прототип RFTES-детектора с центральной частотой 230 ГГц (диапазон 20 %) изготавливается по тонкопленочной технологии полностью из ниобия (Nb) с использованием мостика толщиной ~20 нм и $T_c \approx 5$ К. Целью разработки является реализация пороговой чувствительности (NEP) порядка 10^{-15} Вт$/\sqrt{\text{Гц}}$ при температурах жидкого гелия. Данное значение чувствительности можно считать оптимальным для радиоастрономических наблюдений с поверхности Земли, учитывая шумы атмосферы с эффективной температурой 30–50 К. Разработка включала в себя этап детального электромагнитного моделирования с применением пакета AWRDE. В детекторе используются копланарные волноводы, являющиеся наиболее простым и надёжным конструкторским решением, в том числе для реализации перспективных матриц. Разработанная геометрия планарной двущелевой антенны интегрирована в слабо связанный резонатор 5,5 ГГц и изолирована по сигналу с помощью новой конструкции высокоэффективных заграждающих фильтров суб-ТГц-диапазона. Экспериментальные образцы изготавливались на подложках из монокристаллического кремния в апробированном ранее стандарте 4 × 4 × 0,5 мм. Для серии-прототипа использовалась оптическая фотолитография с минимальным размером мостика ~1 мкм. Испытания детекторов проводятся в криостате замкнутого цикла с оптическим окном по методу чернотельного излучателя 80/300 К [4], расположенного вне криостата. В докладе будут представлены результаты комплексного измерения основных параметров детектора, включая быстродействие, коэффициент преобразования и пороговую чувствительность (NEP). План дальнейших исследований включает в себя переход к мостикам нанометрового размера с использованием электронно-лучевой литографии и разработку изображающих матриц из 7 пикселей, в том числе матриц на основе многолучевой линзовой антенны для температур в диапазоне 2–5 К аналогично [1].

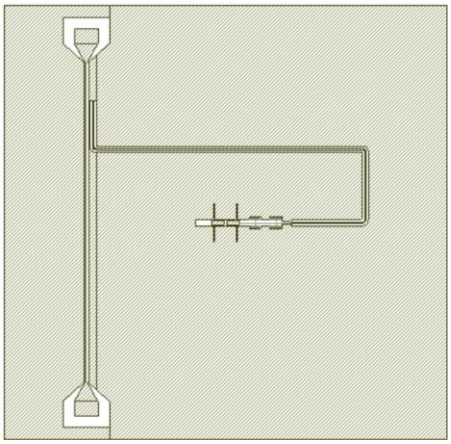


Рис. 1. Общий вид ЭМ-модели RFTES-детектора на центральную частоту 230 ГГц

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-29-20298.

1. Sergey V. Shitov, Artem A. Kuzmin, Michael Merker, Vladimir I. Chichkov, Alexey V. Merenkov, Andrey B. Ermakov, Alexey V. Ustinov and Michael Siegel Progress in development of the superconducting bolometer with microwave bias and readout. ASC2016-4EOr3C-06.

2. А. В. Меренков, С. В. Шитов, В. И. Чичков, А. Б. Ермаков, Т. М. Ким, А. В. Устинов. Сверхпроводящий резонатор с микромостиком из гафния при температурах 50−350 mK // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, вып. 13.

3. А. В. Меренков, Т. М. Ким, В. И. Чичков, С. В. Калинкин, С. В. Шитов. Сверхпроводящий болометрический детектор с высокочастотным считыванием при температуре 400 mK // Физика твердого тела. 2022. Т. 64, вып. 10.

4. Т. М. Ким, А. В. Меренков, А. Б. Ермаков, Л. С. Соломатов, В. И. Чичков, С. В. Шитов. Устройства и методы измерения параметров RFTES-болометра // Журнал технической физики. 2023. Т. 93, вып. 7.

Сравнительный анализ MKID- и RFTES-детекторов

Л. С. Соломатов[1]*, С. В. Шитов[1,2]

[1]Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский проспект, 4, Москва, 119049
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009
*solomatov.ls@misis.ru

Сверхпроводящие детекторы играют ключевую роль в современных астрофизических и космологических исследованиях, позволяя регистрировать предельно слабые сигналы в терагерцовом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Среди нескольких технологий можно выделить два типа детекторов, использующих СВЧ-считывание похожим образом: MKID и RFTES [1]. Обе технологии используют сверхпроводящие планарные резонаторы для частотного мультиплексирования, однако их физические принципы, рабочие характеристики и источники собственного шума существенно различаются, что анализируется в данной работе.

Принцип действия MKID основан на изменении кинетической индуктивности сверхпроводящей пленки при поглощении фотонов и распаривании сверхпроводящих носителей, что регистрируется сдвигом резонансной частоты и/или фазы тока в СВЧ-резонаторе. В отличие от MKID, в котором нет нагрева, RFTES задумывался как тепловой детектор (болометр) с горячими электронами, в котором происходит нагрев электронной подсистемы [2]. Новаторским шагом стал метод регистрации активного сопротивления пленки-поглотителя вблизи температуры сверхпроводящего перехода T_c с помощью СВЧ-резонатора. Важное различие между детекторами состоит в доминирующих источниках шума. Для MKID доминирует генерационно-рекомбинационный шум, который имеет экспоненциальную зависимость от температуры, что делает данную технологию эффективной при сверхнизких температурах при $T << T_c$, так как при повышении температуры число тепловых квазичастиц растет на порядки. Доминирующим шумом в RFTES является фононный (тепловой) шум, обладающий степенной зависимостью от температуры [2]. Это является конкурентным преимуществом технологии горячих электронов вообще и RFTES-технологии в частности, что целесообразно в условиях умеренного охлаждения.

Для наземных условий NEP < 10^{-16} Вт/√Гц является избыточной из-за теплового фона ~100 К, в то время как для наблюдений с борта космических аппаратов, предназначенных для регистрации реликтового излучения в диапазоне 100–500 ГГц и Δν/ν ~ 3 [3] при тепловом фоне T_{bb} = 2,7 К NEP_{ph} ~ 10^{-17}–10^{-18} Вт/√Гц близка к оптимуму. На практике излучение относительно тёплого зеркала космического телескопа (~40 К) заметно увеличивает фоновый шум, и требования к NEP детектора могут быть снижены. Требования к чувствительности детектора в режиме BLIP возрастают, что особенно важно для задач спектроскопии с умеренным разрешением Δν/ν ~ 1000 при регистрации типичной спектральной линии с доплеровским уширением во внегалактических молекулярных облаках (рис. 1, *a*), и RFTES-детекторы имеют хороший потенциал для таких применений, особенно в условия умеренного охлаждения (300–400 мК).

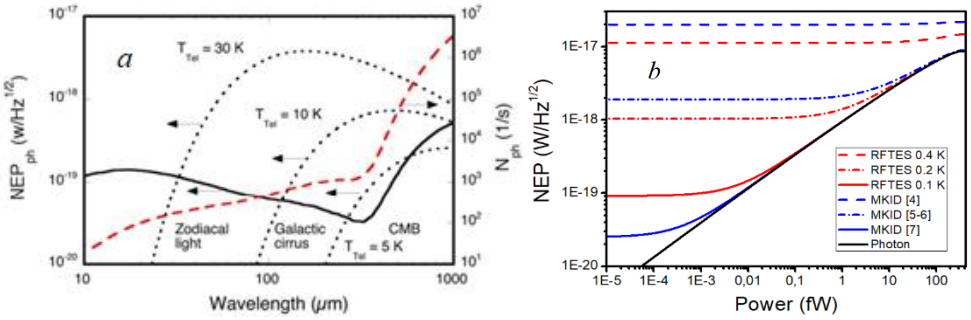


Рис. 1. Фундаментальные пределы чувствительности идеального детектора в дальнем ИК-диапазоне (*a*) в режиме BLIP (Δν/ν ~ 1000) [2]. Сплошная линия – предел, налагаемый фоновым излучением Вселенной. Точки – пределы, определяемые телескопом с излучательной способностью 5 % при разных температурах. Пунктир – скорость счета фоновых фотонов N_{ph}. Фотонный и теоретический NEP_{RFTES} (*b*) для материалов поглотителя с разным значением T_c. Для сравнения приведенные зависимости NEP_{MKID} из работ [4–7]

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-29-20298.

1. Шитов С. В., Ким Т. М., Соломатов Л. С., Руденко Н. Ю., Меренков А. В., Ермаков Ан. Б., Чичков В. И. // ЖТФ. 2024. Т. 94. Вып. 7. С. 1060–1070.
2. Karasik B. S. et al. Nanobolometers for THz Photon Detection // IEEE Trans. THz Sci. Technol. 2011. V. 1. P. 97.
3. Yun M., Beeman J. W., Bhatia R. et al. // Proc. SPIE. 2003. V. 4855. P. 136–147.
4. Hubmayr J., Beall J., Becker D. et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 073505.
5. Janssen R. M. J., Baselmans J. J. A., Endo A. et al. // Proc. SPIE. 2014. V. 9153. P. 91531A.
6. Yates S. J. C., Baselmans J. J. A., Endo A. et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 073505.
7. Baselmans J. J. A., Facchin F., Laguna A. P. et al. // 2022. DOI: 10.48550/arXiv.2207.08647.

Квантовая мозаика ядер вихрей в гранулированном ниобии

В. Столяров[1,2,3]*, В. Неверов[1], А. В. Красавин[1,4,5], Д. И. Касатонов[1], Д. Панов[1], Д. Баранов[1], О. Скрябина[1], А. Мельников[1,6,7], А. Голубов[1], М. Куприянов[1,8], А. Шаненко[1,5], Т. Крен[9], А. Аладышкин[1,], А. Вагов[1,5], Д. Родичев[3]

[1]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141700, Россия
[2]ВНИИА им. Н. Л. Духова, Москва, 127055, Россия
[3]LPEM, UMR-8213, ESPCI Paris, PSL, CNRS, Университет Сорбонны, 75005 Париж, Франция
[4]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, 115409, Россия
[5]НИУ «Высшая школа экономики», Москва, 101000, Россия
[6]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603022, Россия
[7]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, Россия
[8]Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына; МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия
[9]Институт нанонаук Парижа, UMR-7588, Университет Сорбонны, CNRS, F-75252 Париж, Франция
*stolyarov.vs@phystech.edu

Исследование вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода является ключевым для понимания механизмов пиннинга и динамики вихревой решётки, что определяет критические токи и поля. В однородных сверхпроводниках вихревое ядро характеризуется плавным затуханием параметра порядка $\Delta(r)$ на масштабе длины когерентности ξ, с образованием связанных состояний Кароли – де Жена – Матрикона (CdGM) с низкоэнергетическим спектром. В сильно неупорядоченных материалах эти состояния размываются. В данной работе методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии (СТМ/СТС) и численного моделирования в рамках уравнений Боголюбова – де Жена показано, что в гранулированных плёнках Nb (размер зёрен 3–10 нм, меньше $\xi \approx 12$ нм) структура вихревых ядер кардинально отличается.

Установлено, что в гранулированных плёнках пространственное распределение щели $\Delta(x, y)$ в вихревых ядрах изменяется скачкообразно на границах зёрен, формируя мозаичную структуру, отражающую локальный гранулярный ландшафт. В отличие от однородных сверхпроводников, щель в спектре квазичастиц не обращается в ноль в центре вихря для ряда ядер, сохраняя остаточную щель 0,2–0,8 мэВ. Положение 2π-сингулярности фазы не всегда совпадает с границей зерна, что подтверждается численными расчётами. Гранулярная структура приводит также к сильному смещению связанных состояний в вихревых ядрах в область высоких энергий (до $0{,}8\Delta_0$). Энергетический спектр состояний коррелирует с размерами зёрен, в которых они локализованы. Это указывает на формирование связанных состояний как вследствие общего вихревого потенциала, так и благодаря дополнительному квантованию в отдельных зёрнах, играющих роль потенциальных ям. Наблюдается ультрамедленная динамика вихревой решётки после фиксации внешнего магнитного поля, продолжающаяся многие часы, что напоминает вязкое течение стекла. Пиннинг вихрей умеренный, их позиции чувствительны к локальному расположению границ зёрен и дефектов, в том числе и магнитных.

Результаты работы демонстрируют, что ядра вихрей в гранулированных сверхпроводниках представляют собой когерентные квантовые объекты, чья структура и спектр определяются взаимодействием между топологической сингулярностью и дискретной гранулярной средой.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки России № 075-15-2025-010 от 28.02.2025.

Обнаружение квантовых флуктуаций в железосодержащих сверхпроводниках с помощью транспортных и микроволновых измерений

Ю. И. Таланов[1]*, И. И. Гимазов[1], Д. А. Чареев[2], А. Н. Васильев[3]

[1]Казанский физико-технический институт ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029
[2]Институт экспериментальной минералогии РАН, ул. Акад. Осипьяна, 4, Черноголовка, Московская обл., 142432
[3]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, ул. Колмогорова, 1, Москва, 119991
*talanov@kfti.knc.ru

Идея о том, что квантовые флуктуации играют важную роль в формировании сверхпроводимости в железосодержащих сверхпроводниках, неоднократно высказывалась в научной литературе. Обзор работ по этой теме можно найти в статье [1]. На диаграмме состояний любого соединения из этого семейства квантовая критическая точка всегда располагается (скрывается) под куполом границы сверхпроводящей области $T_c(g)$, где g – это параметр настройки: давление, индукция магнитного поля, концентрация примеси или плотность носителей тока (см., например, [2, 3]). Обнаружить ее наличие и определить природу квантового фазового перехода можно только по наличию квантовых флуктуаций соответствующего параметра порядка над областью сверхпроводящего состояния.

В настоящей работе были исследованы кристаллы селенида железа с частичным замещением селена на серу: $FeSe_{1-x}S_x$ с x от 0 до 16 %. Выполнены измерения сопротивления образцов R на постоянном токе и микроволнового поглощения (МВП) на частоте 9,3 ГГц. Амплитуда МВП (A_{mwa}) пропорциональна произведению двух функций, в одну из которых входит корень квадратный удельного сопротивления ρ, а вторая определяется компонентами динамической магнитной восприимчивости χ' и χ'', что приводит к зависимости поглощения от времени спиновых корреляций. Следовательно, флуктуации магнитной природы должны проявлять себя в микроволновом поглощении, если времена их жизни сравнимы или превышают период электромагнитного поля. Измерения проводились в широкой области температур (от 0 до 300 К) при фиксированной величине постоянного магнитного поля H_0, которая изменялась в пределах от 0 до 8 кЭ.

Сравнительный анализ зависимостей $\rho(T)$ и $A_{mwa}(T)$ позволяет выделить вклад спиновых и нематических флуктуаций. Этот вклад оказался максимальным в кристалле $FeSe_{1-x}S_x$ с замещением 16 % селена на серу. Его зависимость от температуры и напряженности внешнего магнитного поля свидетельствует о том, что флуктуации имеют нематический характер. На основании полученных данных и их анализа можно предположить, что в точке фазовой плоскости ($x = 0{,}16$, $T = 0$) происходит квантовый фазовый переход с возникновением конечного по величине нематического параметра порядка при $x < 0{,}16$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 21-72-20153-П.

1. Abrahams E., Si Q. // J. Phys.: Condens. Matter. 2011. V. 23. P. 223201.
2. Licciardello S., Buhot J., Lu J. et al. // Nature. 2019. V. 567. P. 213–217.
3. Jost D., Peis L., He G. et al. // Commun. Phys. 2022. V. 5. P. 201.

Сверхпроводящие копланарные резонаторы с джозефсоновскими цепями подстройки частоты на основе многослойной ниобиевой технологии

И. Е. Тарасова[1,2,3]*, С. В. Егоров[1,2], А. С. Ионин[1,2,3], Н. Г. Исмаилов[1,4], Н. В. Клёнов[1,4], Д. С. Яковлев[1], И. А. Нажесткин[1,2,3]

[1]Российский Квантовый Центр, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 143026
[2]Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Акад. Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
[3]Московский физико-технический институт (национально-исследовательский университет), Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[4]МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991
*tarasova.ie@phystech.edu

В последнее время активно исследуются сверхпроводящие копланарные волноводы с перестраиваемой резонансной частотой [1]. Такие перестраиваемые резонаторы могут быть использованы для контроля силы взаимодействия связанных с ними квантовых систем. Актуально применение перестраиваемых резонаторов для подстройки частоты излучения джозефсоновских генераторов. Изменение резонансной частоты волновода осуществляется благодаря встроенному элементу с контролируемой нелинейной индуктивностью. В частности, если в резонатор интегрирован джозефсоновский интерферометр, резонансная частота контролируется при помощи внешнего магнитного поля [1]. В данной работе приведены результаты экспериментального исследования и численного моделирования перестраиваемых сверхпроводящих волноводов, перспективных для последующего применения в различных устройствах цифровой сверхпроводящей электроники.

Исследуемые структуры представляли собой четвертьволновые копланарные резонаторы, в пучность тока которых были интегрированы двухконтактные СКВИДы (от англ. SQUID – Superconducting Quantum Interference Device). Образцы изготавливались по многослойной тонкоплёночной ниобиевой технологии на основе трёхслойной заготовки Nb/Al-AlO_x/Nb, из которой формировались туннельные контакты Джозефсона типа «сэндвич». В ходе экспериментальных исследований была продемонстрирована перестройка резонансной частоты изучаемых резонаторов (собственные частоты в диапазоне от 4 до 8 ГГц для различных структур) в широком температурном интервале (от 2,8 К до 6 К). Сохранение достаточно высоких добротностей волноводов на уровне приблизительно 10^4 во всём диапазоне перестройки позволило с высокой точностью разрешать сдвиги резонансной частоты порядка 5–8 МГц (рис. 1). Полученные экспериментальные зависимости максимального изменения частоты от собственной резонансной частоты резонатора, индуктивности встроенного интерферометра и температуры демонстрируют количественное согласие с результатами численного моделирования, выполненного с применением метода сосредоточенных элементов, что подтверждает адекватность выбранной модели.

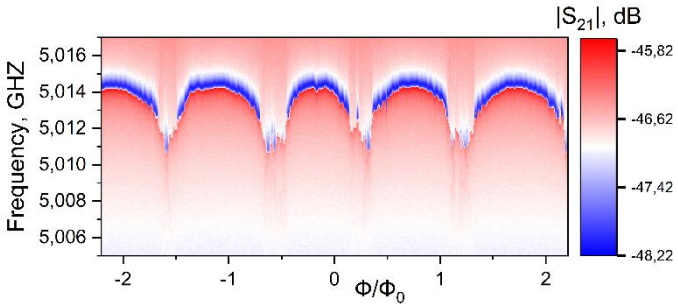


Рис. 1. Зависимость пропускания линии передачи сигнала, ёмкостно связанной с перестраиваемым резонатором, от магнитного потока, пронизывающего петлю встроенного интерферометра

Для точного определения параметров использованных СКВИДов были проведены низкотемпературные измерения тестовых интерферометров, полностью идентичных по топологии интегрированным в резонаторы. Эти измерения позволили экспериментально определить индуктивность используемых геометрий интерферометров. Собственные индуктивности СКВИДов совпали с рассчитанными в программном пакете 3D-MLSI [2] в пределах погрешности, не превышающей 3 %, что свидетельствует о высокой точности как применяемых методов моделирования, так и технологического процесса изготовления.

Проведённое исследование подтвердило работоспособность перестраиваемых сверхпроводящих резонаторов, изготовленных по многослойной ниобиевой технологии, а также применимость методов численного моделирования для проектирования таких структур.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-20055.

1. Potter J. A. et al. Millikelvin Nb nanoSQUID-embedded tunable resonator fabricated with a neon focused-ion-beam // Applied Physics Letters. 2025. V. 126, no. 1.
2. Khapaev M. M. et al. 3D-MLSI: Software package for inductance calculation in multilayer superconducting integrated circuits // IEEE transactions on applied superconductivity. 2001. V. 11, no. 1. P. 1090–1093.

Отрицательное магнитосопротивление латеральных структур сверхпроводник – графен – сверхпроводник

Е. В. Таркаева[1], М. В. Пугачев[2], А. Р. Прищепа[2], В. А. Прудкогляд[2], А. Г. Семенов[2], А. Ю. Кунцевич[1]*

[1]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991
*alexkun@lebedev.ru

Явления на границах сверхпроводников с квантовыми материалами привлекают большое внимание исследователей благодаря новой физике и возможностям применений. Интерфейс сверхпроводника с графеном – один из наиболее изученных, при этом в подавляющем большинстве работ сверхпроводящий металл напыляется поверх графена. В настоящей работе мы демонстрируем новые транспортные явления в структурах типа сверхпроводник-графен-сверхпроводник, где в качестве сверхпроводника выступает аморфный рений (Tc до 7K, см. [1]), поверх которого выкладывается графен. Именно такая геометрия позволит в будущем реализовывать много сверхпроводящих транзисторов на одной схеме, используя локальный верхний гейтинг CVD-графена.

В диапазоне относительно высоких температур (от 2 К до 7 К), где берега еще сверхпроводящие, а джозефсоновский ток даже если есть, то очень мал, то есть система находится в андреевском режиме, на многих образцах обнаружено два эффекта (рис. 1):

- отрицательное магнитосопротивление, не связанное со слабой локализацией графена и значительно усиливающееся в сверхпроводящей области;
- усиление диэлектрического хода сопротивления.

Оба эффекта наблюдается в омическом режиме транспорта. Повышение измерительных токов приводит к перегреву графенового слоя.

Объяснением наблюдаемых эффектов могло бы быть туннелирование на уровень Ферми графена через внутрищелевые состояния рения. Действительно, рений – разупорядоченный сверхпроводник, и, как ранее показали оптические измерения [1], у него имеется ненулевая плотность состояний внутри сверхпроводящей щели. На качественном уровне понятно, что чем ниже температура, тем больше щель, тем меньше плотность этих состояний, и, соответственно, кондактанс контакта. Магнитное поле, наоборот, подавляет сверхпроводящую щель, повышая кондактанс.

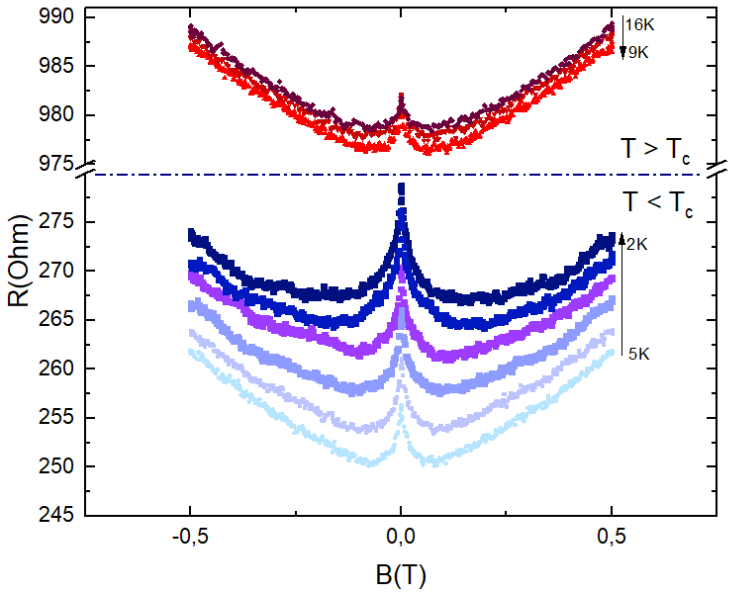


Рис. 1. Зависимость сопротивления графена на рениевых контактах от магнитного поля при разных температурах

1. E. V. Tarkaeva, V. A. Ievleva, A. R. Prishchepa, E. S. Zhukova, A. Terentiev and A. Yu. Kuntsevich // Journal of Applied Physics. 138. 123904. 2025.

Майорановские состояния в неэрмитовой модели Боголюбова – де Жена с малым числом узлов

Т. С. Тинюкова[1]*, Ю. П. Чубурин[2]

[1]УдГУ, ул. Университетская, д. 1, Ижевск, Удмуртская Республика, 426034
[2]УдмФИЦ УрО РАН, ул. Т. Барамзиной, д. 34, Ижевск, Удмуртская Республика, 427027
*ttinyukova@mail.ru

Майорановские локализованные состояния (МЛС) возникают в топологичеких сверхпроводниках и представляют собой квазичастицы с нулевой энергией [1]. Большой интерес к ним объясняется возможным их применением в квантовых вычислениях. Сравнительно недавно были успешно проведены эксперименты с малым числом квантовых точек, моделирующих МЛС [2]. В коротких цепочках отсутствует или ослабевает топологическая защита МЛС от внешних воздействий, поэтому важной задачей становится описание областей устойчивости МЛС в пространстве параметров.

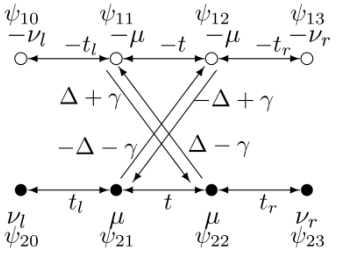


Рис. 1. Модель БдЖ с малым числом узлов и невзаимными сверхпроводящими переходами. Здесь μ – химический потенциал, t_l,t_r,t – амплитуды перехода на соседний узел, Δ – сверхпроводящий параметр, ν_l, ν_r – энергии присоединенных квантовых точек, γ – параметр неэрмитовости

Рассматривается конечная неэрмитова модель Боголюбова – де Жена с двумя узлами в подрешетках и несбалансированными сверхпроводящими переходами (рис. 1). МЛС описываются решениями матричного уравнения $A\Psi = 0$, где

$\Psi = (\psi_{10}, \psi_{11}, \psi_{12}, \psi_{13}, \psi_{20}, \psi_{21}, \psi_{22}, \psi_{33})^T$,
$A = (a_{ij})_{i,j=1}^{8}$. МЛС описываются собственными функциями матрицы A, ненулевые элементы которой имеют вид:

$a_{43} = a_{34} = -a_{78} = -a_{87} = -t_r, a_{72} = -a_{36} = \Delta + \gamma,$
$a_{11} = a_{55} = -\nu_l, a_{44} = a_{88} = -\nu_r, a_{66} = a_{77} = -a_{22} = -a_{33} = a_{27} = -a_{63} = \Delta - \gamma, \mu,$
$a_{67} = a_{76} = -a_{23} = -a_{32} = t, a_{12} = a_{21} = -a_{65} = -a_{56} = -t_l.$
Величины ψ_{1j} отвечают электронам, а ψ_{2j} – дыркам.

Обозначим $L = \mu - \frac{t_l}{\nu_l^2}$, $R = \mu - \frac{t_r}{\nu_r^2}$.

Выпишем собственные функции матрицы A:

I. $(t+\gamma)^2 - \Delta^2 \neq LR$.

I.1 L=0, R $\neq 0, \Delta = t - \gamma \Rightarrow \psi = \left(-\frac{t_l}{\nu_l}, 1,0,0, \frac{t_l}{\nu_l}, -1,0,0\right)^T$.

L=0, R$\neq 0, \Delta = \gamma - t \Rightarrow$
$\psi = \left(-\frac{t_l}{\nu_l}\frac{R}{2\Delta}, \frac{R}{2\Delta}, 1, -\frac{t_r}{\nu_r}, \frac{t_l}{\nu_l}\frac{R}{2\Delta}, -\frac{R}{2\Delta}, -1, \frac{t_r}{\nu_r}\right)^T$.

I.2 R=0, L$\neq 0, \Delta = t - \gamma \Rightarrow$
$\psi = \left(-\frac{t_l}{\nu_l}, 1, -\frac{L}{2\Delta}, \frac{t_r}{\nu_r}\frac{L}{2\Delta}, \frac{t_l}{\nu_l}, -1, \frac{L}{2\Delta}, -\frac{t_r}{\nu_r}\frac{L}{2\Delta}\right)^T$.

R=0, L$\neq 0, \Delta = \gamma - t \Rightarrow \psi = \left(0,0,1, -\frac{t_r}{\nu_r}, 0,0, -1, \frac{t_r}{\nu_r}\right)^T$.

I.3 R $\neq 0$, L $\neq 0 \Rightarrow$
$\psi = \left(-\frac{t_l}{\nu_l}, 1, \frac{-L}{\Delta+\gamma+t}, \frac{t_r}{\nu_r}\frac{L}{\Delta+t-\gamma}, \frac{t_l}{\nu_l}, -1, \frac{L}{\Delta+t-\gamma}, -\frac{t_r}{\nu_r}\frac{L}{\Delta+t-\gamma}\right)^T$.

I.4 R=L=0, $\Delta = t - \gamma \Rightarrow \psi = \left(-\frac{t_l}{\nu_l}, 1,0,0, \frac{t_l}{\nu_l}, -1,0,0\right)^T$.

R=L=0, $\Delta = \gamma - t \Rightarrow \psi = \left(0,0,1, -\frac{t_r}{\nu_r}, 0,0, -1, \frac{t_r}{\nu_r}\right)^T$.

II. $(t+\gamma)^2 - \Delta^2 = LR$.

II.1 L=0,R$\neq 0, \Delta = t + \gamma \Rightarrow \psi =$
$= \left(\frac{t_l}{\nu_l}\frac{R}{2\Delta}, -\frac{R}{2\Delta}, 1, -\frac{t_r}{\nu_r}, \frac{t_l}{\nu_l}\frac{R}{2\Delta}, -\frac{R}{2\Delta}, -1, -\frac{t_r}{\nu_r}\right)^T$.

L=0,R$\neq 0, \Delta = -\gamma - t \Rightarrow$
$\Rightarrow \psi = \left(-\frac{t_l}{\nu_l}, 1,0,0, -\frac{t_l}{\nu_l}, 1,0,0\right)^T$.

II.2 R=0,L$\neq 0, \Delta = t + \gamma \Rightarrow$
$\Rightarrow \psi = \left(0,0,1, -\frac{t_r}{\nu_r}, 0,0,1, -\frac{t_r}{\nu_r}\right)^T$.

R=0,L$\neq 0, \Delta = -\gamma - t \Rightarrow$
$\psi = \left(-\frac{t_l}{\nu_l}, 1, \frac{L}{2\Delta}, -\frac{t_r}{\nu_r}\frac{L}{2\Delta}, -\frac{t_l}{\nu_l}, 1, \frac{L}{2\Delta}, -\frac{t_r}{\nu_r}\frac{L}{2\Delta}\right)^T$.

II.3 R$\neq$0,L$\neq 0 \Rightarrow$
$\Rightarrow \psi = \left(\frac{t_l}{\nu_l}\frac{R}{\Delta+\gamma+t}, \frac{-R}{\Delta+\gamma+t}, 1, -\frac{t_r}{\nu_r}, \frac{t_l}{\nu_l}\frac{R}{\Delta+\gamma+t}, -\frac{R}{\Delta+t-\gamma}, 1, -\frac{t_r}{\nu_r}\right)^T$.

II.4 R=L=0, $\Delta = t + \gamma \Rightarrow \psi = \left(0,0,1, -\frac{t_r}{\nu_r}, 0,0, -1, \frac{t_r}{\nu_r}\right)^T$.

R=L=0, $\Delta = -\gamma - t \Rightarrow \psi = \left(-\frac{t_l}{\nu_l}, 1,0,0, -\frac{t_l}{\nu_l}, 1,0,0\right)^T$.

Приведенные выражения позволяют оценить устойчивость МЛС. Во всех случаях при фиксированных параметрах существует единственное МЛС, на локализацию которого можно влиять выбором параметров.

Работа Т. С. Тинюковой выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания, проект FEWS-2024-0009. Работа Ю. П. Чубурина поддержана УрО РАН, программа финансирования АААА-А16-116021010082-8.

1. В. В. Вальков и др. Топологическая сверхпроводимость и майорановские состояния // Успехи физ. наук. 2022. Т. 122. С. 3–44.
2. T. Dvir et al. // Nature. 2023. V. 614. P. 445–450.

Трансформация вихревой цепочки в вихревой веер в сверхпроводящей полоске с разрезом

С. С. Уставщиков[1]*, М. Ю. Левичев[1], А. А. Мазилкин[2], В. М. Докучаев[3], И. Ю. Пашенькин[1], Н. С. Гусев[1], Д. Ю. Водолазов[1,3]

[1]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950
[2]Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432
[3]Университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603022
*sergey@ipmras.ru

В работе продемонстрирована трансформация вихревой цепочки в вихревой веер в гибридных полосках MoN/Al с эффектом близости с длинным тонким краевым дефектом.

При достижении критической плотности тока вихри преодолевают краевой барьер и под действием силы Лоренца начинают двигаться к противоположному краю полоски. Сгущение линий тока напротив дефекта обеспечивает локализацию точки входа вихрей вблизи его вершины.

С увеличением тока растет число вихрей, движущихся один за другим и образующих вихревую цепочку. Между вихрями с одинаковым знаком магнитного потока действует сила отталкивания, которая и формирует вихревой веер – две (или более) «дорожки», по которым вихри движутся поочередно. С ростом тока увеличивается число вихрей в цепочке, уменьшается расстояние между ними, сила отталкивания возрастает, что приводит к увеличению угла раскрытия вихревого веера.

Увеличение на единицу числа вихрей в цепочке приводит к появлению особенности на вольт-амперной характеристике, что наблюдается в эксперименте. Однако трансформация вихревой цепочки в вихревой веер не приводит к появлению дополнительных качественных особенностей на ВАХ. Для наблюдения этого перехода были изготовлены трехтерминальные полоски с разрезом напротив одного из терминалов (ток пропускается через два других терминала). Вихревая цепочка, входя через разрез, пересекала терминал напротив него только с одной стороны, в результате чего разность потенциалов возникала лишь на одной из пар «потенциальных» терминалов (между «токовыми» терминалами разность потенциалов наблюдалась всегда). С ростом тока вихревая цепочка преобразуется в веер и начинает пересекать терминал напротив разреза с двух сторон, вследствие чего разность потенциалов появляется на всех терминалах.

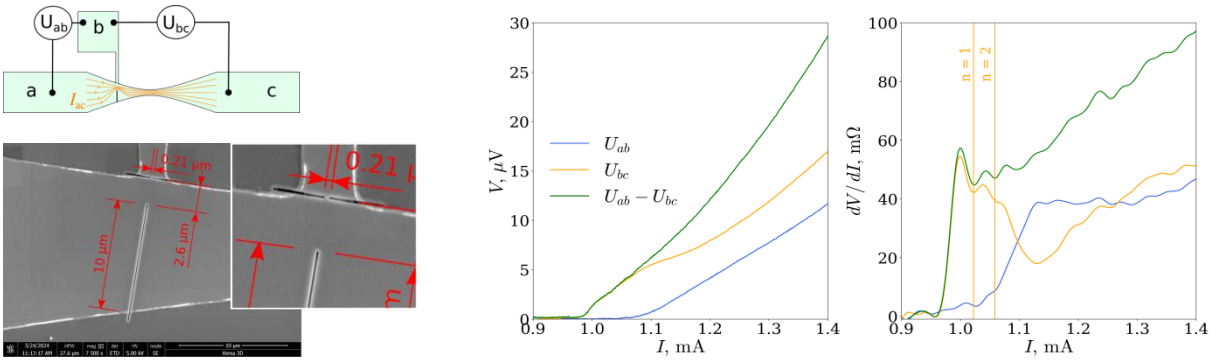


Рис. 1. Схематичное изображение и электронная микроскопия полоски с искусственным краевым дефектом (слева) и измеренные вольт-амперные характеристики (справа)

Такая демонстрация подтверждает результаты теоретических и численных моделей, представленных в литературе.

Исследование кинетической индуктивности гибридной наноструктуры S/F и её приложение в наноэлектронике

Б. В. Фрадкин[2]*, Р. Тюменев[1], С. В. Бакурский[3], А. С. Сидоренко[1], В. С. Столяров[1,2]

[1]МФТИ, Физтех, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9, 141701
[2]ФГУП ВНИИА им. Н. Л. Духова, Москва, Сущёвская ул., д. 22, 127030
[3]МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, 119991
*fradkin.bv@phystech.edu

Многие годы для компьютеров используют процессоры, спроектированные Джоном фон Нейманом. Их модель заключается в сочетании на одном процессоре процедур обработки данных и их хранения. Будучи реализованными на базе полупроводниковых технологий, эти компьютеры уже давно достигли пределов масштабируемости и энергоэффективности [1].

В последнее время в области электроники возрастает интерес к новой концепции вычислений, основанной на структуре мозга. Данная архитектура может привести к более энергоэффективным и высокопроизводительным вычислениям по сравнению с фон-неймановской архитектурой и позволит получить более компактные цифровые устройства. Сегодня реализованы нейроморфные компьютеры на базе полупроводниковых транзисторов, которые не отличаются энергоэффективностью от классических. В связи с этим проводятся исследования в сверхпроводниковой технологии по реализации сверхпроводниковых нейрона и синапса.

Базовые элементы сверхпроводниковой нейронной сети обладают бездиссипативной и высокоскоростной обработкой сигналов. По сравнению с нейроном на транзисторах CMOS, требующим для функционирования десятков транзисторов, нейрон на контактах Джозефсона требует 1–2 контакта для реализации разных функций активации. Сверхпроводниковый синапс не спроектирован в той же степени, что и нейрон, но теоретические расчёты предсказывают возможность настройки мощности сигнала, передаваемого этим синапсом [2].

Наиболее подходящей для сверхпроводникового синапса структурой может быть гибридная наноструктура со слоями толстого сверхпроводника, спинового вентиля, тонкой сверхпроводящей прослойки и нормального металла, представленная на рис. 1. Данная структура продемонстрировала возможность контролируемого изменения импеданса. Благодаря большой кинетической индуктивности сверхпроводящая структура ниже T_c имеет различное пространственное распределение амплитуды куперовского спаривания. Исследование кинетической индуктивности гетероструктур S/F поможет осуществить сверхпроводниковый синапс.

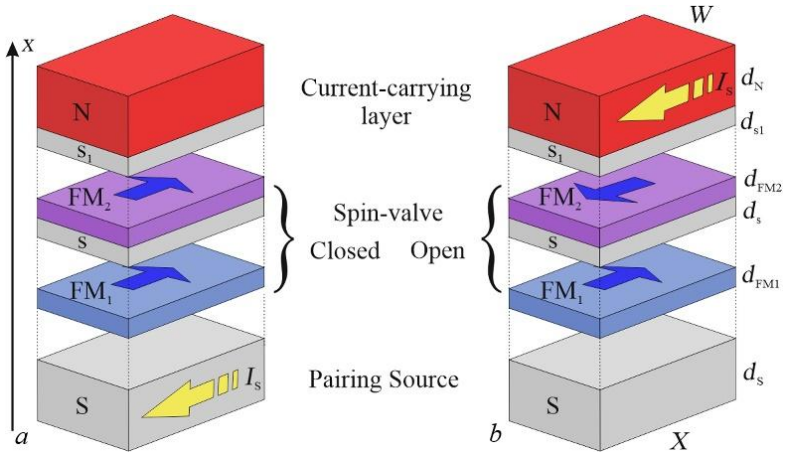


Рис. 1. Эскиз гетероструктуры с управляемой кинетической индуктивностью [2]

Работа выполнена при поддержке Мегагранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2025-010 от 28.02.2025.

1. T. Simonite, «Intel Puts the Brakes on Moore's Law». 2016. https://www.technologyreview.com/2016/03/23/8768/intel-puts-the-brakes-on-moores-law/.

2. A. E. Schegolev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, I. I. Soloviev, M. Yu. Kupriyanov, M. V. Tereshonok and A. S. Sidorenko, «Tunable superconducting neurons for networks based on radial basis functions» // Beilstein J. Nanotechnol. 2022. 13. 444–454.

Исследование сверхпроводящих пленок ниобия с малыми поверхностными потерями в терагерцовом диапазоне, напыленных на горячие подложки

Ф. В. Хан[1, 2]*, А. А. Ломов[3], Е. С. Жукова[2], Б. П. Горшунов[2], А. Терентьев[2], А. М. Чекушкин[1], В. П. Кошелец[1]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, к. 7, Москва, 125009
[2]Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[3]Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН, Нахимовский просп., д. 36, к. 1, Москва, 117218
*khanfv@hitech.cplire.ru

Устройства сверхпроводниковой электроники на основе туннельных переходов сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник, встроенных в сверхпроводниковые интегральные структуры, находят широкое применение в различных прикладных областях и фундаментальных исследованиях. В качестве материала нижнего электрода в большинстве устройств используется ниобий, для которого технологический процесс изготовления СИС-переходов был многократно апробирован, однако рабочие частоты таких устройств оказываются ограничены щелевой частотой ниобия (около 700 ГГц). Для расширения рабочего частотного диапазона в область более высоких частот (например, для приёмников диапазона ALMA-Band10 (787–950 ГГц) или высокочастотного канала телескопа Hershel (900–1050 ГГц)) можно использовать соединения ниобия с более высокой щелевой частотой, например NbN или NbTiN. Использование этих материалов при производстве джозефсоновских туннельных переходов на их основе сталкивается с рядом технологических задач, к настоящему времени ещё не решённых. Альтернативой соединениям ниобия могут являться эпитаксиальные плёнки Nb [1], обладающие малыми поверхностными потерями из-за их роста на R-cut-подложках сапфира. Отметим, что в литературе технологический процесс производства таких плёнок подробно не приводится, что затрудняет их изготовление, наряду с отсутствием на отечественном рынке необходимого оборудования [2, 3].

Работа посвящена исследованию плёнок ниобия, осажденных на различные подложки (табл. 1) при температуре 800 К. Плёнки осаждались в одном технологическом цикле методом DC-магнетронного распыления при мощности магнетрона 500 Вт. Остаточное давление в камере составляло $8{,}1\cdot10^{-7}$мбар, а процесс распыления мишени проходил при рабочем давлении $5{,}7\cdot10^{-3}$ мбар. Рост плёнок проходил со скоростью 1,25 нм/с.

Таблица 1. Материал и толщина используемых в работе подложек

№	Материал	Толщина, мкм
1	Si(100), (р-тип, 20 Ом·см)+Al_2O_3	460 + 0,1*
2	кварц аморфный	200
3	сапфир, R-cut (1102)	350
4	сапфир, A-cut (1120)	350

*Толщина кремниевой подложки 460 мкм с плёнкой Al_2O_3 толщиной 0.1 мкм, напылённой при помощи магнетрона.

Анализ кристаллической структуры изготовленных плёнок проведён при помощи метода рентгеновской дифрактометрии (XRD). Высокочастотные свойства измерены при помощи терагерцового спектрометра с временным разрешением (TDS). Проводится сравнение результатов с плёнками ниобия, изготовленными при напылении на подложку при комнатной температуре. Показано, что осаждение плёнок на подложки при температуре 800 К приводит к увеличению отношения RRR-сопротивления R (300 К) при комнатной температуре к сопротивлению R (10 К) чуть выше температуры сверхпроводящего перехода, что свидетельствует об уменьшении поверхностного сопротивления ρ_{Sq} плёнок.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-00019.

1. Karpov A. et al. // IEEE transactions on applied superconductivity. 2011. V. 21. P. 616–619.
2. Satchell N., Shepley P., Burnell G. Sputtered niobium: Epitaxial thin film growth on a-plane sapphire // Report. University of Leeds. 2023.
3. Dobrovolskiy O. V., Huth M. // Thin Solid Films. 2012. V. 520. P. 5985–5990.

К разработке оконечного RFTES-детектора СВЧ

Э. Р. Хан[1]*, Н. Ю. Руденко[1], В. И. Чичков[1], С. В. Шитов[1,2]

[1]Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Ленинский пр-кт, д. 4, стр. 1, Москва, 119049
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Моховая ул., д. 11, к. 7, Москва, 125009
*er.khan@misis.ru

Исторически RFTES-технология разрабатывалась для ТГц-сенсоров [1], для которых требуется короткий терморезистивный мостик с малой индуктивностью и нормальным сопротивлением около 30 Ом на квадрат пленки, включенный в цепь планарной ТГц-антенны. Следствием этого требования является невысокое рабочее сопротивление такого мостика на сравнительно низких (1–10 ГГц) частотах считывающего резонатора. Это сопротивление определяется импедансом в области температур начала перехода сверхпроводящей пленки в нормальное состояние и составляет единицы Ом, что аналогично классическому TES-болометру.

Низкое сопротивление RFTES-сенсора благоприятно для применения в качестве детектора с малым отбором мощности из проходящей линии на частотах 1–10 ГГц, и нами опубликована работа [2], описывающая принцип действия и первые данные по экспериментальному исследованию RFTES-детектора проходящей мощности СВЧ в окрестности частоты сигнала 7 ГГц, что близко к диапазону частот сверхпроводящих кубитов. По замыслу, такой прибор может применяться в качестве неинвазивного измерителя уровня сигнала, передаваемого между функциональными блоками сверхпроводящей электроники, например, в составе квантового вычислителя. Применение балансной схемы смещения, подавляющей паразитное воздействие накачки детектора на измеряемую цепь, позволяет говорить о создании нового типа детектора [2]. Предметом нового исследования является дальнейшее развитие концепции балансного RFTES-детектора с пренебрежимо малым обратным воздействием на цепь источника сигнала.

В основе концепции балансного детектора лежит способ согласования двух RFTES-мостиков, являющихся нагрузкой симметричной копланарной линии с модой щелевой линии, по которой вводится входной сигнал. Это позволяет развязать входной ток с током резонатора, используемого для смещения температуры детектора, включенного в симметричную копланарную линию. Однако спроектированная в работе [2] конструкция балансного детектора проходящей мощности L-типа не может быть использована, так как обладает неприемлемо низким входным импедансом. В новой интегральной схеме (рис. 1) применены два функциональных блока: 1) балансный RFTES-детектор, в котором связь с резонатором L-типа заменена на связь C-типа на частоте 1,5 ГГц и 2) согласующая цепь 50/5 Ом на основе копланарно-щелевого перехода (конвертера моды планарного волновода) [3], позволяющая ввести сигнал ~7 ГГц на чип традиционным образом – по копланарной линии 50 Ом (справа на рис. 1), а затем конвертировать тип линии так, чтобы на балансный детектор с входным импедансом около 5 Ом передать этот сигнал с потерями менее 1 дБ уже по щелевой линии. Отклик оконечного RFTES-детектора считывается как изменение параметра S21 в линии смещения (слева на рис. 1). Проведено детальное численное моделирование и разработан ряд экспериментальных образцов, которые призваны оценить реализуемость новой концепции в широком диапазоне температур ~100 мК − 5 К. Экспериментальная структура-демонстратор разработана для рабочей температуры 4–5 К полностью из Nb для тестирования при температуре ~4 К и несущей 5,5 ГГц. Для резонатора и волноведущих цепей использована пленка толщиной 200 нм (T_c ~ 9 К), для мостиков – около 20 нм (T_c ~ 5 К). Разработанные структуры балансных детекторов с мостиками из пленок Hf толщиной ~20 нм при температурах ~30−100 мК смогут в перспективе выполнять роль детекторов состояния сверхпроводящих кубитов с дисперсионным откликом и других квантовых цепей, как это описано в работе [4].

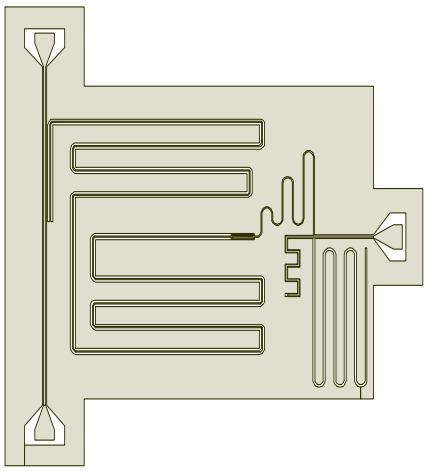


Рис. 1. Драфт топологии оконечного RFTES-детектора (ЭМ-симулятор AWR)

1. С. В. Шитов, Т. М. Ким, Л. С. Соломатов, Н. Ю. Руденко, А. В. Меренков, Ан. Б. Ермаков, В. И. Чичков // ЖТФ. 202494(7). 1060–1070. DOI:10.61011/JTF.2024.07.58341.168-24.
2. Э. Р. Хан, Н. Ю. Руденко, В. И. Чичков, С. В. Шитов // ЖТФ. 2025. 95(9). 1698. DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61230. 101-25.
3. V. Trifunovic, B. Jokanovic // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. Aug 1994, 42 (8), 1454–1462.
4. С. В. Шитов, Н. Ю. Руденко, В. И. Чичков // ЖТФ. 2025. 95(9). 1708. DOI: 10.61011/JTF.2025.09.61231.103-25.

Подщелевые состояния и джозефсоновский ток в искривленном STIS-контакте

В. А. Харавинин[1]*, Ю. Г. Махлин[1,2]

[1]Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка, 142432
[2]НИУ «Высшая школа экономики», Международная лаборатория физики конденсированного состояния, Москва, 101000
*kharavinin.va@phystech.edu

В магнитном поле разность фаз между сверхпроводниками в STIS-контакте пространственно неоднородна. В тех точках, где она принимает значение π, расположены джозефсоновские вихри, в центрах которых возникают подщелевые состояния, схожие с состояниями Кароли де Жена – Матрикона, в том числе и майорановские нулевые моды. Их изучению посвящено множество работ в последнее время. Так, в недавних экспериментах [1, 2] проявление майорановских состояний исследовалось по зависимости максимального джозефсоновского тока от магнитного потока. Наблюдались отклонения от идеальной фраунгоферовской картины, которые могут быть связаны как с майорановской физикой, так и с неоднородностями в системе. Эти отклонения проявляются в отличии от нуля тока при целом числе квантов потока, а их амплитуда увеличивается с понижением температуры, в результате чего эти отклонения могут быть ассоциированы с вкладом подщелевых состояний.

В настоящей работе рассмотрен контакт с постоянной шириной, но неоднородной кривизной. В рамках теории возмущений по малой кривизне получена поправка к спектру подщелевых состояний в центрах джозефсоновских вихрей, а также связанный с ней вклад в джозефсоновский ток. Этот вклад может объяснить наблюдаемые отклонения, также обсуждается диодный эффект, вызванный этим вкладом.

1. Guang Yue et al. Signatures of Majorana bound states in the diffraction patterns of extended superconductor-topological insulator-superconductor Josephson junctions // Phys. Rev. B 109. 094511. (2024).
2. Yunxiao Zhang et al., Ac Josephson effect in Corbino-geometry Josephson junctions constructed on Bi_2Te_3 surface // Chinese Physics B. 31. 107402. (2022).

Изготовление и исследование СИС-структур с осаждаемым слоем AlN в качестве туннельного барьера

А. М. Чекушкин*, М. Е. Парамонов, В. П. Кошелец

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, к. 7, Москва, 125009
*chekushkin@hitech.cplire.ru

В настоящее время активно развиваются устройства сверхпроводниковой электроники. В основе таких устройств обычно используется туннельный переход сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (СИС). Традиционные СИС-переходы изготавливаются на основе алюминия [1] или ниобия [2], туннельные барьеры обычно формируют из оксида алюминия (AlO_x) или нитрида алюминия (AlN). Барьер из нитрида алюминия имеет более низкую высоту потенциального барьера, что позволяет получать СИС-переходы с высокой прозрачностью туннельного барьера (до 50 кА/см^2 и выше). Барьер из нитрида алюминия обычно получают с помощью нитридизации поверхности алюминия в плазменном разряде азота [3]. Однако с помощью такого подхода не удавалось стабильно получать высококоомные туннельные барьеры AlN. В работе использован метод магнетронного осаждения AlN: мишень из Al (99,999%), магнетрон на постоянном токе (250 Вт), смесь газов аргона и азота (5,5:1). С помощью такого подхода были изготовлены образцы с различной толщиной слоя AlN, их вольт-амперные характеристики представлены на рис. 1.

Таблица 1. Параметры вольт-амперных характеристик СИС-структур с различной толщиной туннельного барьера

Толщина слоя AlN А	Оценка толщины барьера, А	V_g, мВ	dV_g, мВ	R_j/R_n	S, мкм^2	R_nS, Ом•мкм^2
17,4	15	3,24	0,44	16	4,6	336
19	15,6	3,27	0,6	14	4,6	652

В таблице 1 приведены значения основных параметров СИС-переходов: значение щелевого напряжения V_g, размытие щелевой особенности dV_g, отношение подщелевого сопротивления перехода к нормальному, площадь S, прозрачность, определяемая произведением нормального сопротивления на площадь R_nS.

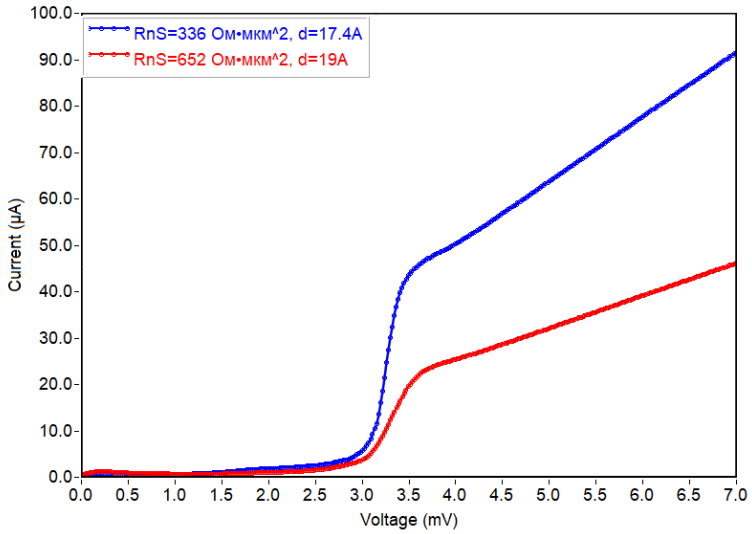


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики СИС-переходов Nb-AlN-NbN с различными толщинами туннельного барьера: 17,4 А и 19 А

Измерение изготовленных структур продемонстрировало возможность изготавливать туннельные СИС-структуры с формированием туннельного барьера методом прямого осаждения нитрида алюминия. Однако на данном этапе исследования основные парамеры таких структур уступают параметрам структур, изготовленных методом нитридизации поверхности алюминия.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-00019.

1. Tarasov M. A. et al. // Physics of the Solid State. 2023. V. 65, no. 7. P. 1091–1097.
2. Dmitriev P. N. et al. // IEEE transactions on applied superconductivity. 2003. V. 13, no. 2. P. 107–110.
3. Bumble B. et al. // IEEE transactions on applied superconductivity. 2002. V. 11, no. 1. P. 76–79.

Влияние фононной фокусировки на анизотропию теплопроводности в сверхпроводящем монокристалле YBaCuO

Д. А. Чернодубов*, А. В. Инюшкин

НИЦ «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182
*Chernodubov_DA@nrcki.ru

Высокая температура сверхпроводящего перехода $YBa_2\ Cu_3\ O_{7-\delta}$ (YBCO) дает широкие возможности для его практического применения. Успешное использование структур и устройств на его основе требует точного моделирования, а значит, и глубоких знаний об их электронных и тепловых свойствах. В частности, для YBCO характерны сложная температурная зависимость коэффициента теплопроводности κ и его ярко выраженная анизотропия в кристаллографической плоскости *ab*. В основе этого явления может лежать как фононный, так и электронный вклад в теплопроводность [1]. В данной работе показано, что особенности решеточного теплопереноса, а именно эффект фононной фокусировки, удовлетворительно объясняют наблюдаемую анизотропию.

В рамках модели МакКарди [2] в приближении граничного рассеяния фононов была рассчитана решеточная теплопроводность монокристалла YBCO. Фазовые и групповые скорости фононов определялись из решения уравнения Кристоффеля. Теплопроводность рассчитывалась по модифицированной формуле Казимира с учетом геометрии образца, что позволяет количественно учесть вклад фононной фокусировки [3]. На рис. 1 показаны рассчитанные зависимости величины теплопроводности монокристалла YBCO в форме цилиндра диаметром 3 мм от кристаллографической ориентации кристалла, нормированные на изотропную величину теплопроводности, рассчитанную в рамках модели Казимира.

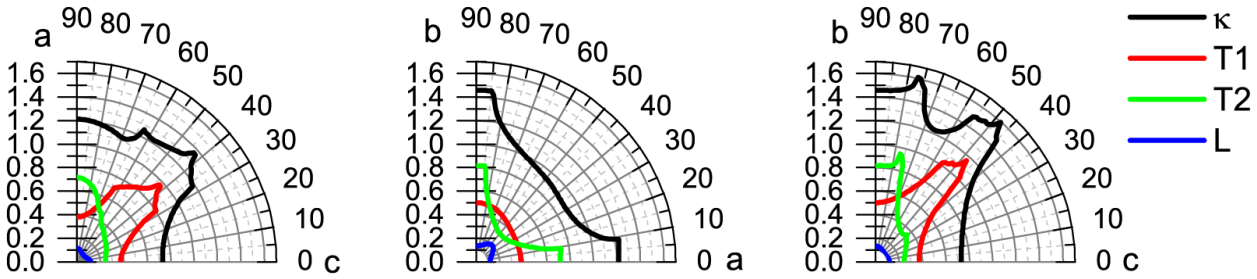


Рис. 1. Нормированная теплопроводность образца YBCO в форме цилиндра для различных кристаллографических ориентаций

Для образца круглого поперечного сечения расчет предсказывает значительную анизотропию теплопроводности с отношением $\kappa_b/\kappa_a = 1{,}21$. Были проведены расчеты для реальных геометрий образцов, использовавшихся в экспериментальных работах [4, 5]. Несмотря на расхождение в абсолютных значениях, обусловленное учетом только граничного рассеяния, расчетные отношения теплопроводностей удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. В частности, для образца из работы [4] расчет дает $\kappa_b/\kappa_a = 1{,}43$, а для работы [5] $\kappa_b/\kappa_a = 1{,}56$, что совпадает с экспериментальными значениями в пределах 6 %.

Таким образом, показано, что эффект фононной фокусировки может быть основной причиной анизотропии теплопроводности YBCO в *ab*-плоскости. Полученные результаты представляют собой убедительный аргумент в пользу фононной, а не электронной, природы данного явления в этом материале. Работа имеет важное значение для понимания механизмов теплопереноса в сложных оксидных сверхпроводниках и для проектирования устройств на их основе.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

1. C. Uher, Y. Liu and J. F. Whitaker // J. Supercond. 1994. V. 7. P. 323.
2. A. K. McCurdy, H. J. Maris and C. Elbaum // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. P. 4077.
3. D. A. Chernodoubov, A. V. Inyushkin // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. P. 126120.
4. R. C. Yu, M. B. Salamon, J. P. Lu and W. C. Lee // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 1431.
5. R. Gagnon, S. Pu, B. Ellman and L. Taillefer // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 1976.

Частотная корреляция фотонов, возникающая при спонтанном распаде трехуровневого искусственного атома

О. А. Чуйкин*, Я. С. Гринберг, О. В. Кибис

Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073
*ChuikinOA@yandex.ru

Исследование фотон-фотонных корреляций в системах волноводной квантовой электродинамики (waveguide QED) имеет большое теоретическое и практическое значение в современных квантовых технологиях, таких как квантовая коммуникация и квантовые вычисления. В настоящее время одной из ведущих платформ реализации подобных корреляций являются сверхпроводниковые искусственные атомы, связанные с одномерными волноводами. Исследованию возникновения коррелированных пар фотонов в ходе спонтанного распада трехуровневого искусственного атома (трансмона) и посвящена данная работа [1].

Нами было найдено аналитическое решение для полной волновой функции системы, состоящей из трехуровневого трансмона, связанного с одномерным фотонным полем волновода. Решение проводилось для начального условия, в котором трансмон полностью возбужден до уровня |f>, а в волноводе нет фотонов. Конечное состояние такой системы – это два фотона, излучаемых в ходе спонтанного распада. Используя полученное решение, мы рассчитали их спектральную плотность [1]:

$$S_{sp}(\omega_1,\omega_2)=\frac{1}{8\pi^2}\frac{\Gamma_1\Gamma_2}{\left(\omega_1+\omega_2-\left(2+\alpha_r\right)\Omega_1\right)^2+\frac{\Gamma_2^2}{4}}\times\frac{\left(\omega_1+\omega_2-2\Omega_1\right)^2+\Gamma_1^2}{\left[\left(\omega_1-\Omega_1\right)^2+\frac{\Gamma_1^2}{4}\right]\left[\left(\omega_2-\Omega_1\right)^2+\frac{\Gamma_1^2}{4}\right]},$$

где $\Omega_1 = \Omega_{eg}$ – это резонансная частота двух нижних уровней трансмона, $\omega_{1,2}$ – это частоты излучаемых фотонов, $\Gamma_{1,2}$ – это скорость спонтанного распада первого (|e>) и второго (|f>) возбужденных уровней, $\alpha_r = (\Omega_{fe} - \Omega_{eg})/\Omega_{eg}$ это ангармоничность трехуровневого атома.

Для случая слабой связи, когда радиационный распад намного меньше резонансной частоты, $\Gamma_1/\Omega_1 \approx 0{,}001$, полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными [2]. В случае же сильной связи $\Gamma_1/\Omega_1 \approx 0{,}02$, характерной для сверхпроводящих цепей, прослеживается наличие частотной корреляции между испускаемыми фотонами. Это выражается в появлении третьего пика для спектральной плотности, см. рис. 1, *a*, из которого следует, что излучаемые фотоны будут иметь одинаковую частоту, даже несмотря на несимметричность уровней в искусственном атоме. Как видно из рис. 1, *b*, чем меньше ангармоничность, т. е. чем ближе уровни к эквидистантным, тем выше эта корреляция.

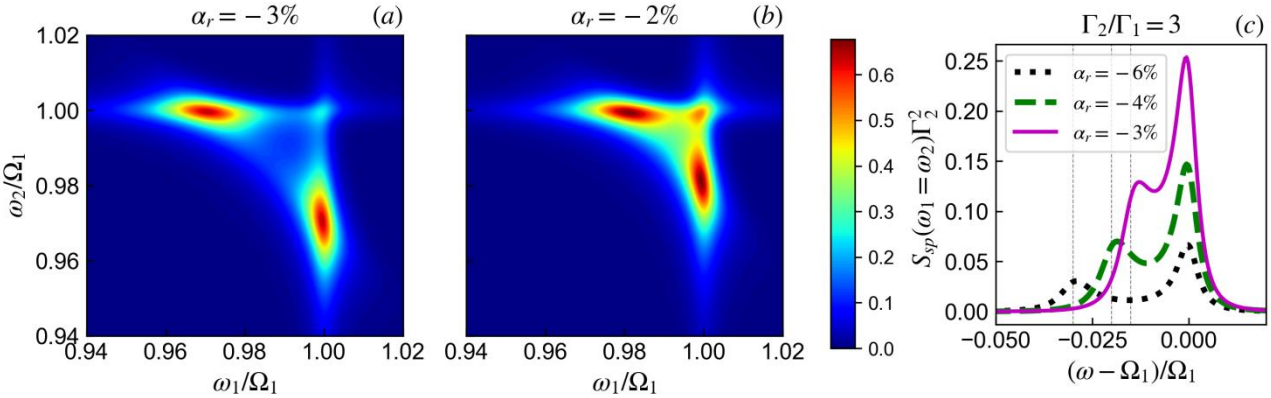


Рис. 1. Спектральная плотность спонтанно излучаемых фотонов при распаде трехуровневого трансмона: *a* и *b* для разных фотонов и *c* – для одинаковых по частоте фотонов. Графики построены для следующих параметров: $\Gamma_2/\Omega_1 = 0{,}02$, $\Gamma_2/\Gamma_1 = 3$, ангармоничность (в процентах) указана над графиками

На рис. 1, *c* показана спектральная плотность для двух одинаковых фотонов $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, построенная от частотной отстройки. Как видно, такая функция имеет два максимума – один на резонансной частоте и один, смещенный на половину значения ангармоничности. Таким образом, подбирая и настраивая параметры сверхпроводниковой структуры, в случае сильной связи трехуровневого искусственного атома с одномерным волноводом можно добиться управляемой генерации коррелированных по частоте фотонов.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ по проекту FSUN-2026-0004, а также при поддержке фонда развития теоретической физики и математики «Базис».

1. O. A. Chuikin, Ya. S. Greenberg // e-print arXiv:2511.06291v1 (2025).
2. S. Gasparinetti, M. Pechal, J.-C. Besse, M. Mondal, C. Eichler and A. Wallraff // Phys. Rev. Lett. 119. 140504 (2017).

Сверхпроводящие свойства тонких пленок нитрида тантала, полученных методом атомно-слоевого осаждения, усиленного плазмой

М. В. Шибалов*, Г. А. Матвеев, М. А. Тархов

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, ул. Нагатинская, д. 16а, стр. 11, 119334
*maxshibalov@gmail.com

Расширение технологической базы для синтеза различных материалов методом атомно-слоевого осаждения, усиленного плазмой (PEALD), является критически важным для развития сверхпроводящей электроники, что наглядно демонстрирует пример тонких плёнок нитрида тантала (TaN). Данный метод позволяет добиться беспрецедентного контроля параметров тонких плёнок на атомарном уровне, что открывает путь к созданию следующего поколения различных сверхпроводящих сенсоров и других устройств с улучшенными и воспроизводимыми параметрами. Тонкие плёнки TaN перспективны для применения в ключевых областях квантовой и сверхпроводящей электроники, таких как однофотонные детекторы (SNSPD), туннельных переходах металл-изолятор-сверхпроводник и спинтронике. Поэтому мотивацией данной работы стало получение плёнок TaN, в частности с низким коэффициентом металличности (RRR) методом PEALD.

Низкий RRR в плёнках является целевым параметром для SNSPD. Высокая концентрация дефектов рассеяния, ответственная за низкий RRR, обеспечивает эффективную локализацию резистивной области (*hotspot*), что приводит к увеличению амплитуды сигнала и повышению эффективности детектирования одиночных фотонов.

В работе получены тонкие сверхпроводящие плёнки нитрида тантала методом PEALD. В качестве металлоорганического прекурсора использовался *tris* (*diethylamido*) (*tert-butylimido*) *tantalum* (V) (TBTDET), плазма аммиака/аргона и водорода/аргона. Удельное сопротивление полученных пленок лежало в диапазоне от 200 до 700 мкОм·см при толщине 10–12 нм. При охлаждении в криостате замкнутого цикла Гиффорда – МакМагона, полученные плёнки имеют температуру перехода в сверхпроводящее состояние от 4 К до 7 К. Коэффициент металличности для таких пленок изменялся от 0,5 до 0,9. Плотность тока на изготовленных микромостиках достигает величины 2 МА/см^2.

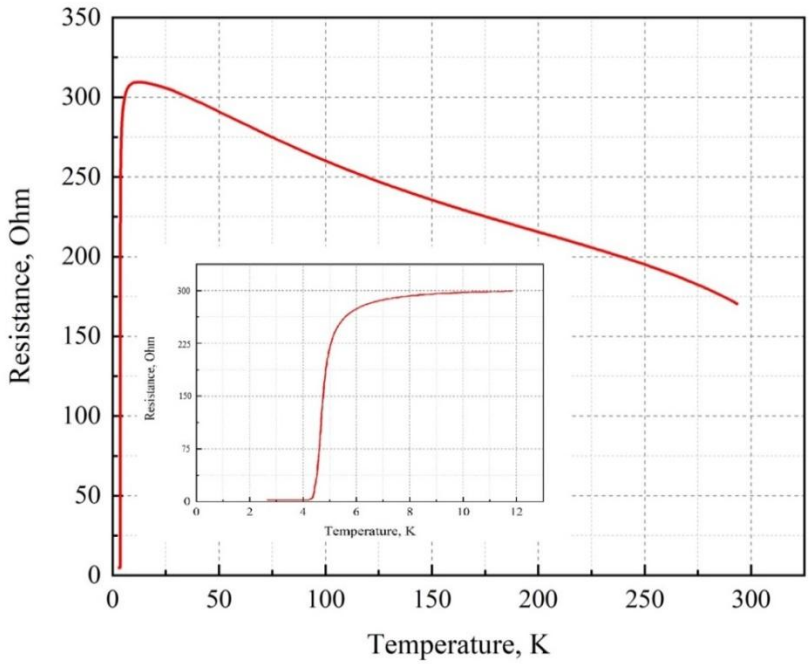


Рис. 1. Зависимость сопротивления плёнки TaN от температуры

Работа выполнена при поддержке проекта № 122040800157-8 Министерства образования и науки РФ. При выполнении работы использовалось оборудование, входящее в УНУ «КУТГИ» Института нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук.

Сверхпроводящие RFTES-детекторы для терагерцовой сенсорики и анализа квантовых цепей

С. В. Шитов[1,2,3*], Н. Ю. Руденко[1], Л. С. Соломатов[1], Э. Р. Хан[1], Ан. Б. Ермаков[1,2], П. С. Соловьев[1], В. И. Чичков[1]

[1]Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Ленинский просп., д. 4, стр. 1, 119049
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7, 125009
[3]Российский квантовый центр, Москва, Инновационный центр «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1, 121205
*Sergey3e@gmail.com

В докладе содержится обзор достижений и перспективы развития RFTES-технологии.

Уникальная технология RFTES разрабатывается с 2011 года [1] и позволяет уже сегодня создавать болометрические детекторы и матрицы с чувствительностью ~10^{-17} Вт/√Гц при температурах 300–400 мК, что по совокупности параметров опережает ближайших конкурентов. Детекторный элемент представляет собой комбинацию микро- (нано-) мостика из сверхпроводящей пленки *вблизи* ее критической температуры и сверхпроводящего высокодобротного резонатора диапазона 1–10 ГГц. Технология RFTES прошла испытания на частотах сигнала 1,4–750 ГГц в температурном диапазоне 30 мК – 5 К [2, 3]. Такие детекторы пригодны для решения задач фундаментальной и прикладной радиоастрономии в суб-ТГц- и ТГц-диапазонах, для перспективных задач космической связи, а также для решение задач пассивной подпокровной радиолокации и медицины кожных покровов. Такие болометры могут работать в режиме квантового сенсора и отличаются от пороговых детекторов, например SSPD, тем, что выходные импульсы пропорциональны энергии фотона (полученному теплу). В разрабатываемых квантовых компьютерах, построенных на сверхпроводящей платформе, сигналы состояния квантовых битов лежат в ГГц-диапазоне и также доступны для измерения RFTES-детекторами. Такие квантовые вычислители оперируют с фотонами, энергия которых в 100 000 раз меньше, чем у оптических вычислителей, и во всем мире идет работа над созданием и внедрением новой компонентной базы для регистрации квантовых состояний, ядром которой может явиться тепловой детектор RFTES с собственными шумами <10^{-19} Вт/√Гц при температурах ~100 мК, что вписывается в круг задач как по разработке перспективных квантовых сенсоров, так и по развитию квантовых вычислителей. Уже разработаны простые по конструкции, но эффективные в своей работе массивы сенсоров с частотным разделением каналов (пикселей), что аналогично принципу разделения каналов традиционных радиостанций в общем эфире. Конкуренты представлены TES- и MKID-детекторами, которые разрабатываются заграничными партнерами примерно с 1995 и 2001 года соответственно.

RFTES-детекторы обладают следующими преимуществами:

- работают как на ТГц-, так и на коммуникационных частотах, что включает диапазон рабочих частот кубитов;
- простая однослойная технология (без межслойной изоляции), совместима с процессом изготовления кубитов;
- низкая чувствительность к нестабильности опорного генератора (генератора несущей);
- чувствительность масштабируется (до однофотонного уровня) размером микро-(нано-) мостика;
- возможность детектирования с усилением, что снижает требования к буферному усилителю;
- может работать в невесомости с рефрижераторами 300 мК, малая чувствительность к космическим лучам;
- естественная помехозащищенность – отсутствие гальванических подключений к микро- (нано-) мостику.

Факторами, сдерживающими активное внедрение в практику сверхпроводящих детекторов вообще и RFTES в частности, являются: доступность рефрижераторным системам уровня 10–100 мК, а также доступность программируемых генераторов гребенчатого спектра в диапазоне 1–10 ГГц на основе FPGA.

В рамках исследований и работ по созданию RFTES-детекторов нового поколения были разработаны:

- одиночный детектор и гексагональная матрица 550–750 ГГц из 7 детекторов для рабочей температуры 5 К с несущей 5,6 и 8 ГГц; возможно неограниченное масштабирование, включая многолучевые пиксели;
- одиночный детектор и гексагональная матрица 550–750 ГГц из 7 детекторов при 400 мК с несущей 1,5 ГГц;
- детектор проходящей мощности [4] и резонансный детектор [5] диапазона 6–8 ГГц для малоинвазивного измерения амплитуды тока в резонаторе сверхпроводящего кубита.

Ряд новых разработок будет представлен на постерной сессии.

Работа выполнена, в том числе, при поддержке гранта РНФ № 24-29-20298.

1. С. В. Шитов // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37, В. 19. С. 88–94.
2. S. V. Shitov, N. N. Abramov, A. A. Kuzmin, et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity 12/2014; 25(3).
3. А. В. Меренков, Т. М. Ким, В. И. Чичков, С. В. Калинкин, С. В. Шитов // ФТТ. 2022. V. 64. P. 1404.
4. Э. Р. Хан, Н. Ю. Руденко, В. И. Чичков, С. В. Шитов // ЖТФ. 2025. V. 95. P. 1698.
5. С. В. Шитов // Заявка на изобретение. Дата регистрации ФИПС: 28.04.2025.

Резонансы и синхронизация в аномальных джозефсоновских структурах

Ю. М. Шукринов [1]*, М. Нашаат[1,2]

[1]Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия
[2]Department of Physics, Faculty of Science, Cairo University, 12613 Giza, Egypt
*shukrinv@theor.jinr.ru

Объединение сверхпроводимости и магнетизма в φ_0-переходе сверхпроводник– ферромагнетик – сверхпроводник основано на сдвиге разности фаз в соотношении ток-фаза, который зависит от величин спин-орбитальной связи и намагниченности в ферромагнитной прослойке [1–3]. Это приводит к буздиновскому ферромагнитному резонансу (ФМР), который связан с возбуждением прецессии намагниченности сверхпроводящим током и отличается от киттелевского ФМР, возникающего под действием внешнего электромагнитного излучения.

В φ_0-переходе возникают два типа синхронизации джозефсоновских осцилляций: электрическая составляющая излучения приводит к ступеньке Шапиро (СШ) на ВАХ и её проявлению также в виде ступеньки на зависимости намагниченности от тока смещения; магнитная составляющая излучения приводит к ступеньке Буздина (СБ) на ВАХ и пузырчатой структуре на токовой зависимости намагниченности [4, 5]. Учёт обеих компонент демонстрирует химерную ступеньку на ВАХ, которая не является тривиальной суммой СШ и СБ .

Уникальность связи сверхпроводимости и магнетизма позволяет наблюдать оба резонанса в одной системе. Вариация ω_R приводит к переключению между этими двумя резонансами и переходу от резонанса к синхронизации и наоборот, переключению от синхронизации к резонансу. Кроме того, в области пересечения резонансов Буздина и Киттеля могут возникать комбинированные резонансы [6].

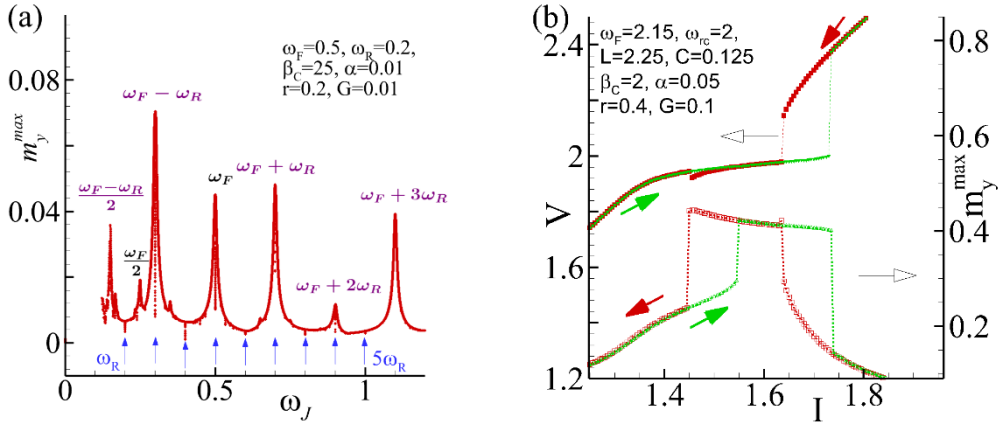


Рис. 1. Переключение резонанса и синхронизации (*a*) на зависимости m_y^{max} (ω_J) при ω_R = 0,2 (синие заполненные стрелки показывают проявление синхронизации [7]); *b* – стабилизация прецессии намагниченности в области ферромагнитного резонанса [8]

В шунтированном LC-контуром φ_0-переходе [7] наблюдается уникальная возможность стабилизация прецессии намагниченности в области ферромагнитного резонанса [8]. Стабилизация проявляется в довольно широком интервале базового тока через джозефсоновский SFS φ_0-переход. Возможность стабилизации магнитной прецессии связана с близостью ФМР к резонансу джозефсоновских осцилляций с осцилляциями резонансного контура, приводящего к возникновению на ВАХ практически плоской ветви с медленно изменяющемся напряжением, что отражается на изменении намагниченности вдоль резонансной ветви [8].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-21-00340.

1. A. Buzdin // Phys. Rev. Lett. 101, 107005 (2008).
2. F. Konschelle, A. Buzdin // Phys. Rev. Lett. 102, 017001 (2009).
3. Yu. M. Shukrinov, Anomalous Josephson effect // Physics-Uspekhi 65 (4) 317–354 (2022).
4. Yu. M. Shukrinov, E. Kovalenko, J. Tekic, K. Kulikov and M. Nashaat // Phys. Rev. B. 109, 024511 (2024).
5. M. Nashaat, E. Kovalenko and Yu. M. Shukrinov // Phys. Rev. B. 110, 024510 (2024).
6. M. Nashaat, Yu. M. Shukrinov. Cond-Mat arXiv:2508.13994 (2025).
7. I. R. Rahmonov, Yu. M. Shukrinov, O. A. Kibardina and S. A. Abdelmoneim // Appl. Phys. Lett. 126, 232603 (2025).
8. Ю. М. Шукринов, М. Nashaat, Esraa Taha, В. В. Рязанов // Письма в ЖЭТФ. 2025, принята к публикации.

Эволюция майорановских состояний в марковской диссипативной динамике с несохраняющейся фермионной четностью

М. С. Шустин[1,2]*, С. В. Аксенов[1,2], И. В. Бурмистров[1,3]

[1]Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова, д. 1а, Черноголовка, 142432
[2]Институт физики им. Л. В. Киренского РАН, Академгородок, д. 50, стр. 38, Красноярск, 660036
[3]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
*mshustin@itp.ac.ru

Майорановские состояния, обладая пространственной нелокальностью и подчиняясь неабелевой обменной статистике, последние десятилетия активно изучаются для потенциального применения в топологических квантовых вычислениях [1–3]. Учитывая это, а также имеющиеся проблемы с детектированием майорановских состояний [4, 5], естественным является вопрос о реализации фазы топологической сверхпроводимости в условиях диссипативной динамики. В частности, актуальным будет вопрос, в какой мере взаимодействие топологических сверхпроводников с внешним диссипативным окружением может способствовать реализации пригодных для квантовых вычислений майорановских мод, а также когда и как эти взаимодействия работают в противоположном направлении [6–8]. При этом, как в бездиссипативном случае, одной из базовых моделей исследования таких вопросов является модель цепочки Китаева [1] и её обобщения.

В представляемой работе [9] нами исследованы спектральные свойства систем свободных фермионов с майорановскими модами, подверженных влиянию линейных диссипативных полей (нарушающих фермионную четность в топологическом сверхпроводнике). Показано, что майорановские моды (ММ) в диссипативном случае трансформируются в т. н. нулевые кинетические моды (НКМ). Показано, что число НКМ (N_0) связано с числом ММ (N_M) соотношением $N_0 = 2N_M - rk\mathcal{B}$, где гибридизационная матрица $\mathcal{B} \in \mathbb{R}^{2N_M \times 2N_B}$ определяется связью ММ с полями N_B марковских резервуаров. Предложены практические рецепты управления числом НКМ. Полученные общие результаты были применены к обобщенной цепочке Китаева класса BDI; продемонстрировано, что диссипативные эффекты могут позволять контролировать не только количество, но также и структуру, и пространственное положение НКМ (рис. 1).

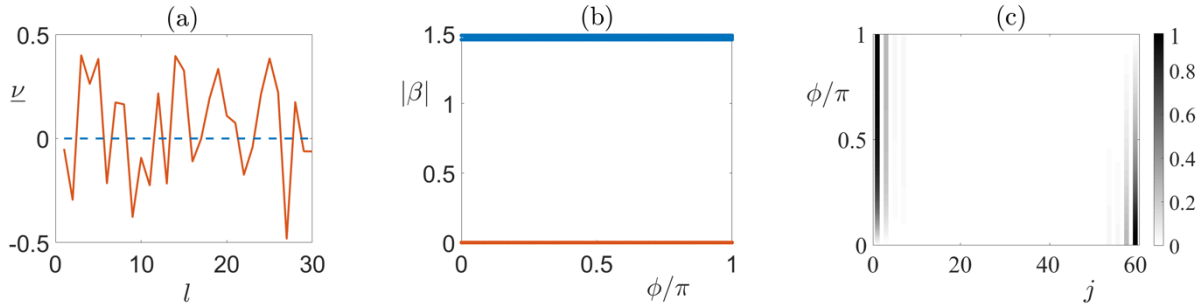


Рис. 1. Распределение (*a*) вещественной (красный) и мнимой (синий) компонент диссипативного поля $\underline{\nu}$ по узлам цепочки Китаева l. Зависимость энергий (*b*) нескольких кинетических мод $|\beta|$ от фазового параметра ϕ, связывающего вектора амплитуд изъятия ($\underline{\mu}$) и инжекции ($\underline{\nu}$) фермионов в систему $\underline{\mu} = \underline{\nu} \cdot e^{i\phi}$. Эволюция (*c*) пространственных распределений весов «волновой функции» нулевой кинетической моды (НКМ – случай $|\beta| = 0$) от фазового параметра ϕ. Виден эффект пространственного переноса НКМ вследствие гибридизации с диссипативным окружением

Работа выполнена в рамках госзаданий ИТФ им. Л. Д. Ландау РАН и при поддержке фонда БАЗИС.

1. A. Yu Kitaev // Phys.-Uspekhi. 2001. V. 44. P. 131–136.
2. D. A. Ivanov // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 268.
3. A. Yu. Kitaev // Ann. Phys. B. 2003. V. 303. P. 2.
4. S. Das Sarma // Nat. Phys. 2023. V. 19. P. 165.
5. S. M. Frolov, P. Zhang, B. Zhang et.al. // arXiv:2309.09368 (2023).
6. S. Diehl, E. Rico, M. A. Baranov, and P. Zoller // Nat. Phys. 2011. V. 7. P. 971–977.
7. A. D'Abbruzzo and D. Rossini // Phys. Rev. B. 2021. V. 104. P. 115139.
8. K. Wu, S. S. Kadijani, T. L. Schmidt // New J. Phys. 2024. V. 26. P. 123007.
9. M. S. Shustin, S. V. Aksenov, I. S. Burmistrov // arXiv:2508.11242 (2025).

Стохастическое сверхскольжение проводящей молекулы в системах молекулярной электроники: машинное обучение и молекулярная динамика

Н. М. Щелкачев[1,2]*, Ю. А. Успенский[3]

[1]Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6, 141980
[2]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Институтский переулок, 9, 141701
[3]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991
*shchelkachev.nm@phystech.edu

Проводящая молекула, соединяющая два металлических электрода, является ключевым элементом устройств молекулярной электроники. Несомненными преимуществами таких систем являются: предельно малые размеры, химическая идентичность молекул, их стабильность и 100 % воспроизводимость, а также огромное разнообразие молекулярных и супермолекулярных проводников, позволяющее конструировать электронные устройства самой разнообразной функциональности [1]. К числу наиболее сложных вопросов молекулярной электроники относятся механическая прочность и стабильность контактов молекула-электрод. Для их усиления используют специальные якорные группы (тиол, карбодитиол и др.), однако должного решения вопроса пока нет [2]. Более того, сведения о структуре контактов и протекающих в них процессах остаются очень ограниченными, что тормозит разработку молекулярных устройств.

В докладе выполнены первопринципные (DFT) расчеты проводящей молекулы $C_{14}H_{14}$, соединенной с помощью молекул тиола SH с двумя плоскими медными электродами (рис. 1, *а*). Ввиду сложности рассматриваемой системы её детальное изучение не может быть выполнено непосредственно с помощью DFT-вычислений. Вместо этого DFT-расчёты были использованы для машинного обучения нейросети, что позволило достичь той же точности вычислений, одновременно увеличив их скорость на 3–4 порядка. Этот подход лёг в основу нашего молекулярно-динамического моделирования поведения системы.

Моделирование показало, что при температуре T = 300 К молекула не остается на одном месте, а стохастически движется по поверхности электродов (рис. 1). Коэффициент диффузии, характеризующий это движение, весьма значителен D-3,3*10^{-6} см^2/с (при расстоянии между электродами, отвечающем равновесию), что соответствует перемещению молекулы примерно на 1 нм за 3 нс. Найдено, что зависимость $D(T)$ следует линейному закону, тогда как зависимость от расстояния между электродами является существенно нелинейной и ведёт к росту D в 3,3 раза при увеличении зазора между электродами на 1,7 Å. Увеличенный зазор отвечает межатомному расстоянию, при котором разрываются ковалентные связи между атомами Cu и S, так что молекула удерживается между электродами только силами Ван-дер-Ваальса. В докладе рассматривается, как происходит переход от ковалентного взаимодействия молекулы с электродами к их ван-дер-ваальсовскому взаимодействию и как при этом изменяется структура контактов. Отметим, что благодаря стохастическим перемещениям молекула достаточно быстро достигает ближайшего дефекта на поверхности электрода и закрепляется на нём, что существенно меняет проводимость контакта. Обнаруженное явление может заметно влиять на прочность и функциональность устройств молекулярной электроники.

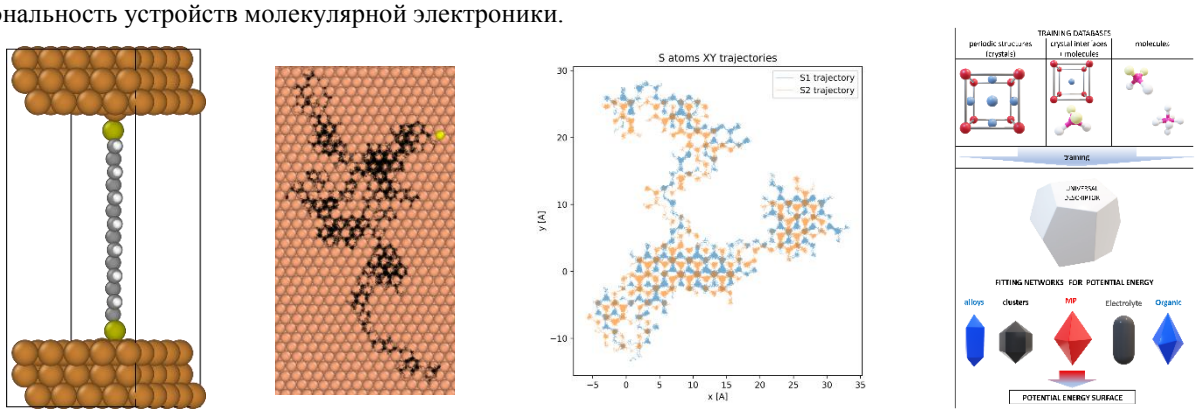


Рис. 1. Слева направо. Проводящая система на основе молекулы $C_{14}H_{14}$ в положении равновесия при T = 0 К. Последовательные стохастические перемещения атома серы молекулы при T = 300 К. Синхронное перемещение двух атомов серы по электродам. Схема трансферного машинного обучения межатомного потенциала на основе графовой нейросети Deepmd-kit dpa3

1. D. Xiang, X. Wang, C. Jia et al. // Chem. Rev. 2016. V. 116. P. 4318−4440.
2. N. Xin, J. Guan, C. Zhou et al. // Nat. Rev. Phys. 2019. V. 1. P. 211–230.

Субтерагерцовый СИНИС-детектор с подвешенным над подложкой поглотителем

Р. А. Юсупов[1]*, А. А. Гунбина[1], М. Ю. Фоминский[1], А. М. Чекушкин[1], В. С. Эдельман[2], М. А. Тарасов[1]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, стр. 7, Москва, 1250092
[2]Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, д. 2, Москва, 119334
*yusupovrenat@hitech.cplire.ru

Сверхпроводниковые туннельные структуры сверхпроводник – изолятор – нормальный металл – изолятор – сверхпроводник (СИНИС) являются перспективными для создания на их основе высокочувствительных некогерентных детекторов субтерагерцового и ТГц-диапазона частот. СИНИС-структура представляет собой два туннельных перехода сверхпроводник – изолятор – нормальный металл (СИН), соединенных общим электродом из нормального металла, выполняющим роль поглотителя (абсорбера). В зависимости от конструкции и выбора рабочих условий СИНИС-детектор может работать как в болометрическом режиме, так и в пропорциональном режиме (счетчик фотонов) [1]. Одним из способов увеличения чувствительности данного типа детекторов является создание детекторов, в которых поглотитель из нормального металла не имеет физического контакта с подложкой и подвешен между двумя СИН-переходами.

Предложена и реализована технология изготовления СИНИС-структур с подвешенным поглотителем методом селективного травления алюминия [2]. Исследованы приемные свойства таких структур и продемонстрирована перспективность такого подхода: достигнута квантовая эффективность 15 электронов на квант излучения на частоте 350 ГГц при рабочей температуре 100 мК. В качестве нормального металла исследован ряд материалов: Hf, Cu, Pd (с подслоями Al и Cu). Позже данная технология была адаптирована для изготовления структур с использованием магнетронного распыления [3]. Продемонстрировано, что для ниобиевых структур для гелиевых рабочих температур возможно изготовление СИНИС-структур селективным плазмохимическим травлением ниобия.

СИНИС-детекторы с подвешенным поглотителем были исследованы при рабочих температурах до 100 мК, был измерен оптический отклик на излучение черного тела с температурой до 10 К. Отношение дифференциального сопротивления в нуле напряжений к нормальному при напряжении больше щелевого (R_d/R_n) изготовленных алюминиевых структур при температуре 100 мК составляет более 1000. Вольт-ваттная чувствительность одиночных детекторов в планарных антеннах превышает 10^8 В/Вт при рабочей температуре 100 мК, а техническая мощность, эквивалентная шуму (TNEP), определяется системой считывания и составляет менее 10^{-16} Вт/√Гц.

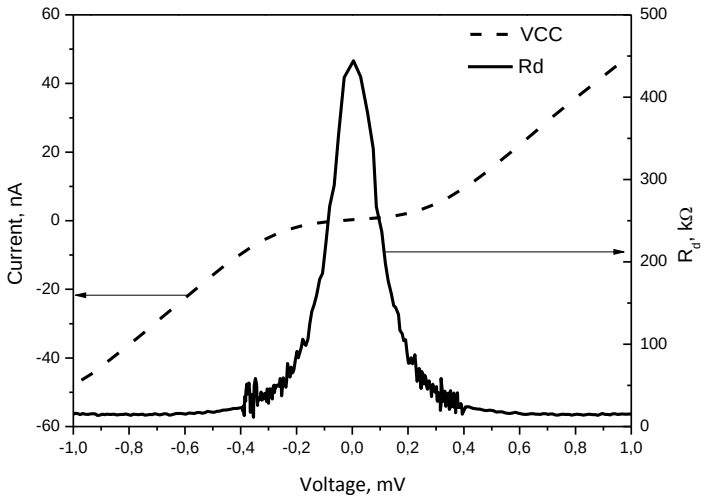


Рис. 1. ВАХ и кривая дифференциального сопротивления СИНИС-структуры с переходами $Al/AlO_x/Cu$-Pd при температуре 100 мК

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-10262.

1. Devyatov I. A., Krutitskiĭ P. A., Kupriyanov M. Y. // JETP letters. 2006. V. 84, № 2. P. 57–61.
2. Tarasov M. et al. // Applied Physics Letters. 2017. V. 110, № 24. P. 242601.
3. Юсупов Р. А. и др. // Журнал технической физики. 2025. Т. 95, № 9. С. 1793–1799.

СЕКЦИЯ 2

Магнитные наноструктуры и спинтроника

Управление неелевскими магнитными скирмионами посредством локализованных электрических полей

Н. И. Симчук[1], И. С. Бурмистров[1,2], С. С. Апостолов[2]*

[1] Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, ул. Старая Басманная, 21/4, Москва, 101000
[2] Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Академика Семенова, 1А, Черноголовка, 142432
*ssapostoloff@yandex.com

Магнитные скирмионы – вихревые структуры спинов в киральных ферромагнетиках – были предсказаны теоретически в 1980-х годах и экспериментально обнаружены недавно. Благодаря топологической природе они чрезвычайно метастабильны и ведут себя подобно частицам, что открывает перспективы для спинтроники и хранения информации. Это стимулирует поиск эффективных методов управления скирмионами: их созданием, движением, изменением размера и уничтожением. Наиболее распространённый подход, использование электрических токов, имеет определённые недостатки: влияние скирмионного эффекта Холла, джоулево тепло и нелокальность действия токов. В качестве альтернативы могут быть использованы внешние локализованные магнитные и электрические поля, которые позволяют управлять отдельными скирмионами.

Магнитное поле наиболее естественно в данном контексте, поскольку приводит к стремлению спинов выстроиться вдоль него. Однако экспериментально сложно создать магнитное поле, локализованное на масштабе скирмиона. Перспективным источником такого неоднородного поля может служить вихрь в сверхпроводящей подложке, способный образовывать с скирмионом устойчивую пару [1]. Такие пары особенно интересны, поскольку теоретически предсказано, что они могут содержать майорановское состояние – основу для топологических квантовых вычислений [2].

С другой стороны, локализованные электрические поля реализовать проще, например, с помощью тонкого заряженного зонда. Благодаря магнитоэлектрическому эффекту [3] неоднородная намагниченность индуцирует в магнетике электрическую поляризацию, и приложенное электрическое поле может двигать доменные стенки и скирмионы [4]. Таким образом, это представляет собой перспективный инструмент для управления скирмионами.

В работе мы теоретически исследуем стабильные состояния и динамику неелевских магнитных скирмионов во внешнем электрическом поле заряженного зонда, которое моделируется полем точечного заряда. На основании аналитического подхода (уравнения Эйлера – Лагранжа и уравнение Тиле) мы показываем, что такое поле может перемещать скирмионы, а также изменять их размер. При этом обнаружено, что поведение скирмиона качественно отличается для различных параметров системы и расстояний между зондом и скирмионом. Например, в некоторых диапазонах параметров возможно несколько метастабильных состояний, которые реализуются в зависимости от предыстории движения и/или состояния скирмиона. Также предсказано, что электрическое поле может стабилизировать как скирмионы положительной и отрицательной киральностей, так и скирмиониумы (skyrmioniums), которые имеют нулевой топологический заряд.

Для проверки полученных аналитических результатов мы провели численное микромагнитное моделирование, которое показало хорошее соответствие с предсказаниями. Кроме того, с помощью микромагнитного моделирования было показано, что быстрыми переключениями знака электрического поля можно создавать и уничтожать скирмионы и скирмиониумы. В совокупности с возможностью перемещения скирмионов, это позволило предложить проект модуля, в котором напряжение подаётся попеременно на несколько стационарных зондов, что позволяет управлять скирмионами: создавать, перемещать в нужную точку и, при необходимости, уничтожать. Такой модуль может быть использован в качестве отдельного функционального блока в составе большого устройства-вычислителя, который оперирует скирмионами или парами скирмион-вихрь – носителями майорановского состояния.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00357.

1. С. С. Апостолов, Е. С. Андрияхина, И. С. Бурмистров // УФН. 2025. Т. 195, № 11. С. 1157–1178.
2. S. T. Konakanchi, J. I. Väyrynen, Y. P. Chen et al. // Phys. Rev. Research. 2023. V. 5. P. 033109.
3. M. Mostovoy // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 067601.
4. А. П. Пятаков, А. С. Сергеев, Е. П. Николаева и др. // УФН. 2015. Т. 185, № 10. С. 1077–1088.

Исследование магнитомёртвого слоя Co в спинтронном эмиттере на основе структуры Pt/Co/Si

П. Ю. Авдеев[1]*, А. Л. Алферьев[1], К. Г. Кузнецов[1], Е. А. Караштин[1,2,3], М. В. Сапожников[1,2,3], А. М. Буряков[1]

[1]МИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603950
[3]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*avdeev_p@mirea.ru

Спинтронные гетероструктуры на основе ферромагнетик/тяжелый металл утвердились в качестве эффективных источников терагерцевого (ТГц) излучения [1–3]. Согласно сложившемуся в литературе представлению, при уменьшении толщины ферромагнитного (ФМ) слоя ниже некоторого критического предела (~2 нм для Fe [4]) амплитуда генерируемого ТГц-сигнала резко падает, что объясняется формированием так называемого магнитомёртвого слоя – области, при которой намагниченности в ферромагнитном слое нет или она пренебрежимо мала. Очевидно, что при толщинах ФМ-слоя, меньших или равных толщине магнитомёртвого слоя, ТГц-генерация невозможна.

В настоящей работе мы экспериментально исследуем ТГц-излучение в структуре Co/Pt при толщине слоя кобальта <1 нм. Для данной структуры толщина кобальта в диапазоне 0,85–1,65 нм является критической. При толщине ниже критической происходит спин-реориентационный переход, и как следствие, наблюдается образование «магнитомёртвого слоя». Тем не менее, нами экспериментально зарегистрирована ТГц-генерация в структурах с толщиной кобальта вплоть до 0,6 нм.

Для объяснения этого явления в данной работе проводится систематическое исследование ТГц-эмиссии в серии образцов Pt(2 нм)/Co(x нм)/Si(5 нм) с толщиной x от 0,6 до 1,0 нм. Целью работы является не только констатация факта генерации, но и детальное изучение поведения ключевых параметров излучения – амплитуды, спектрального диапазона и поляризации в этой ранее малоизученной области толщин. На основе модели, модифицированной для трёхслойной структуры Pt/Co/Si и связывающей напряженность ТГц-поля E_{THz} с толщинами магнитного (ФМ) d_{FM} и немагнитного (НМ) слоев d_{NM} [4], для нашей структуры была оценена толщина магнитомертвого слоя кобальта d_0 путем аппроксимации экспериментальных данных формулой:

$$E_{THz} \propto \frac{1}{d_{FM}+d_{NM}} \tanh\left(\frac{d_{FM}-d_0}{2\lambda_{FM}}\right) \frac{1}{Z_0\left(\sigma_{FM}d_{FM}+\sigma_{pt}d_{pt}\right)} e^{-(d_{FM}+d_{NM})/s_{THz}},$$

где Z_0 – импеданс вакуума, λ_{FM} – глубина насыщения спиновой поляризации, $\sigma_{FM(NM)}$ – электропроводность ФМ (НМ) слоя, s_{THz} – глубина проникновения ТГц излучения в структуре ФМ/НМ.

Для анализа магнитного состояния плёнок использовалась терагерцевая магнитометрия, которая имеет лучшую чувствительность по сравнению с классическими методиками вибрационной магнитометрии и измерения магнитооптического эффекта Керра [8].

Результаты подтверждают, что хотя амплитуда E_{THz} закономерно снижается с уменьшением d_{FM}, детектируемая генерация наблюдается даже при толщинах Co, меньших определённой нами толщины магнитомёртвого слоя. Это демонстрирует, что существующие модели требуют уточнения, а порог полного прекращения ТГц-генерации в ультратонких пленках, по-видимому, существенно ниже, чем считалось ранее.

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Государственное задание № FSFZ-2025-0002).

1. E. T. Papaioannou, R. Beigang. THz spintronic emitters: a review on achievements and future challenges // Nanophotonics. 2021. V. 10, no. 4. P. 1243–1257.
2. F.-F. Stiewe et al. Spintronic emitters for super-resolution in THz-spectral imaging // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120, no. 3.
3. C. Bull et al. Spintronic terahertz emitters: Status and prospects from a materials perspective // APL Mater. 2021. V. 9, no. 9.
4. G. Torosyan et al. Optimized Spintronic Terahertz Emitters Based on Epitaxial Grown Fe/Pt Layer Structures // Sci. Rep. 2018. V. 8, no. 1. P. 1311.
5. R. Allenspach, A. Bischof Magnetization direction switching in Fe/Cu(100) epitaxial films: Temperature and thickness dependence // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69, no. 23. P. 3385–3388.
6. J.-W. Lee et al. Spin-reorientation transitions in ultrathin Co films on Pt(111) and Pd(111) single-crystal substrates // Phys. Rev. B. 2002. V. 66, no. 17. P. 172409.
7. P. M. Shepley et al. Modification of perpendicular magnetic anisotropy and domain wall velocity in Pt/Co/Pt by voltage-induced strain // Sci. Rep. 2015. V. 5, no. 1. P. 7921.
8. P. Agarwal et al. Terahertz spintronic magnetometer (TSM) // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120, no. 16.

Выжигание «дыр» в спектрах высокочастотного ЭПР в Si:As и Si:P – спиновая диффузия и/или спектральная диффузия

Н. С. Аверкиев*, В. А. Грабарь

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*averkiev@les.ioffe.ru

Применение излучения терагерцового диапазона и низких температур в ЭПР позволило получить в стационарных условиях значительную степень динамической поляризации ядер примесей и основной решётки при относительно небольших уровнях накачки [1–4]. В ряде экспериментальных работ это позволило наблюдать «выжигание» дыры с спектрах сигнала [2, 3]. Этот эффект обусловлен тем, что при конечной величине естественной ширины линии поглощения вклад в неё будут давать спиновые пакеты, имеющие резонансную частоту, отличающуюся от исходной на величину неоднородного уширения (это явление имеет сходство с отрицательной люминесценцией, имеющей место в полупроводниках и диэлектриках в оптическом диапазоне).

Динамическая поляризация ядра примеси или ядер основной решётки возможна при наличии сверхтонкого взаимодействия между спином электрона, локализованным на доноре, и спином ядра, а также отличной от нуля вероятности переходов с изменением проекции как спина электрона, так и проекции спина ядра. Релаксация заселённостей уровней, вызванная такими переходами, носит название кросс-релаксации и обусловлена изотропной и анизотропной частью сверхтонкого взаимодействия спинов электрона и ядра. Время изменения заселённостей за счёт этих переходов длиннее времени спиновой релаксации электронов на несколько порядков.

В цитированных работах экспериментально исследованы спектры ЭПР в кремнии, легированном мелкими донорами P и As при температурах около 1 K и индукции магнитного поля ~5 T, что соответствовало частотам резонансных переходов порядка 1 ТГц. В решётке «естественного» кремния около 5 % изотопа ^{29}Si со спином, равным ½, и те ядра, которые находятся вблизи примесного атома, могут быть динамически ориентированы. В работах [1–4] достигалась значительная поляризация спинов ядер примесей и решётки, которая регистрировалась по перекачке интенсивностей сигналов от различных переходов с сохранением проекции спина ядра, а в [3] было обнаружено уменьшение сигнала ЭПР (провал в спектре) в центре резонансной линии, отвечающей переходу с сохранением проекции спина ядра примеси и конкретного атома ^{29}Si. Особенно интересно последнее наблюдение, микроскопическая причина которого не была раскрыта в этих работах.

Считается, что провалы, а в некоторых случаях и увеличение сигнала ЭПР, могут быть вызваны двумя причинами: диффузией ядерного спина или так называемой спектральной диффузией. Реализация первого механизма возможна благодаря тому, что поляризация спина ядра сопровождается увеличением заселённости верхнего спинового подуровня электрона и, следовательно, уменьшает сигнал ЭПР на этом переходе, т. е. приводит к «провалу» в спектре. Диффузия спина ядра уменьшает величину поляризации и это означает, что провал в спектре будет уменьшаться с течением времени. Такое поведение сигнала наблюдается в [3]. Спектральная диффузия также обусловлена стохастическими процессами – случайными во времени переворотами спина ядер ^{29}Si. Взаимодействие спинов ядер ^{29}Si со спином локализованного электрона является причиной неоднородного уширения линий ЭПР, так что переворот спина ядра такого кремния нарушит условия резонанса и уменьшит сигнал.

В докладе детально обсуждаются обе возможности, приводятся результаты расчётов, демонстрирующие эффективность различных причин, вызывающих эти особенности спектров. Также приведено сопоставление с результатами экспериментов, в рамках развитой теории объяснены перекачка интенсивностей сигналов и существенное отличие рассчитанного времени кросс-релаксационных переходов от экспериментально наблюдаемого, оценён коэффициент диффузии ядерного спина в кремнии в области вблизи донора (ранее весьма грубо считалось, что в этой области коэффициент диффузии равен нулю).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00093.

1. J. Jarvinen, J. Ahokas, S. Sheludyakov, O. Vainio, L. Lehtonen, S. Vasiliev, D. Zvezdov, Y. Fujii, S. Mitsudo, T. Mizusaki, M. Gwak, SangGap Lee, Soonchil Lee, L. Vlasenko // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 121202-1–121202-4.

2. J. Jarvinen, J. Ahokas, S. Sheludiakov, O. Vainio, D. Zvezdov, L. Lehtonen, L. Vlasenko, S. Vasiliev // Appl. Magnetic Res. 2017. V. 48. P. 473–483.

3. J. Jarvinen, D. Zvezdov, J. Ahokas, S. Sheludiakov, L. Lehtonen, S. Vasiliev, L. Vlasenko, Y. Ishikawa, Y. Fujii // Phys. Chem. Chem. Phys. 2020. V. 22. P. 10227–10237.

4. W. Knap, N. Averkiev, M. Lifshits, D. But // RJUSE-TeraTech2021. 2021.

Взаимодействия Дзялошинского – Мория в ТГц спинтронном эмиттере Co/Pt

А. Л. Алферьев[1]*, Н. С. Гусев[2], П. Ю. Авдеев[1], А. М. Буряков[1], М. В. Сапожников[2]

[1]МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, просп. Вернадского, 78, 119454
[2]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, ГСП-105, 603950
*seekingfornano@gmail.com

В поисках новых способов магнитной записи информации особое внимание получило взаимодействие Дзялошинского – Мория (ВДМ), которое действует как ключевой компонент неколлинеарного магнетизма и хирального магнетизма, приводя к хиральным доменным стенкам и магнитным скирмионам. ВДМ – это антисимметричное взаимодействие, которое приводит к хиральному вращению (скручиванию) спинов. Оно индуцирует вращение спинов по часовой стрелке или против часовой стрелки. Условием существования ВДМ является нарушение инверсионной симметрии и существования значительного спин-орбитального взаимодействия [1].

Гетероструктура Co/Pt представляет собой классический пример спинтронного ТГц-излучателя [2], в котором также присутствует взаимодействие Дзялошинского – Мория на интерфейсе слоёв [3] и, хотя связь между ТГц-генерацией и ВДМ до сих пор до конца не прояснена, существуют работы, в которых указывается на изменение ТГц-сигнала при разных значениях ДМИ [4]. Ранее было продемонстрировано, что возможно управлять величиной ВДМ в гетероструктуре Co/Pt через приложения механического напряжения [2].

Основная цель работы – выявление связи между изменением величины ВДМ и свойствами ТГц-спинтронного эмиттера Co/Pt. Для этого в рамках работы были исследованы гетероструктуры Co(2 нм)/Pt(2 нм), выращенные на SiO_2 путём магнетронного распыления. Эксперимент проводился методом терагерцевой эмиссионной спектроскопии в геометрии пропускания при помощи фемтосекундной лазерной системы с регенеративным усилителем (Avesta Project Ltd.).

Изменение величины ВДМ было реализовано посредством приложения упругой деформации в режиме изгиба. Для реализации механического деформирования в режиме изгиба один край образца был жёстко зафиксирован, а противоположный край подвергался контролируемому изгибу, создавая одноосную упругую деформацию с максимальным напряжением на поверхности и растяжением/сжатием вдоль наружной/внутренней поверхностей подложки.

Ферромагнитный слой Co был выращен так, чтобы ось магнитокристаллической анизотропии располагалась в плоскости плёнки. Она определяет направления лёгкой и трудной осей намагничивания образца. В соответствии с этим механическое напряжение последовательно прикладывалось вдоль каждой из указанных кристаллографических осей. Проведена расчётная оценка величины возникающих упругих деформаций при изгибе образца: максимальное значение компоненты тензора деформации ε_{xx} варьировалось в диапазоне от 0 до 0,25–0,26 %.

В ходе экспериментального исследования осуществлялась раздельное детектирование X- и Y-компонент ТГц-излучения. Поскольку поляризационные характеристики ТГц-излучения находятся в прямой зависимости от ориентации вектора намагниченности структуры, анализ изменений амплитудных значений компонент позволяет судить о переориентации вектора намагниченности под влиянием приложенных упругих деформаций. При изгибе образца вдоль оси тяжелого намагничивания зафиксированы значительные изменения амплитуды ТГц-сигнала в Y-компоненте, при отсутствии изменения в X-компоненте, что может свидетельствовать о выходе вектора намагниченности из плоскости образца или переориентацию намагниченности в самой плоскости (между лёгкой и трудной осью).

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования (Государственное задание № FSFZ-2025-0002).

1. A. Fert, M. Chshiev et al. // Journal of the Physical Society of Japan. 2023. V. 92, no. 8. P. 081001.
2. N. S. Gusev, A.V. Sadovnikov et al. // Physical review letters. 2020. V. 124, no. 15. P. 157202.
3. T. S. Seifert, L. Cheng et al. // Applied Physics Letters. 2022. V. 120, no. 18.
4. L. A. Shelukhin, A. V. Kuzikova et al. // Science and Technology of Advanced Materials. 2025. V. 26, no. 1. P. 2448417.

Метастабильные состояния и магнитные свойства в плёнках Co-Ir

Е. М. Артемьев*, А. В. Закарлюка, А. И. Лямкин, Т. А. Ким

Сибирский федеральный университет, ул. Киренского, 28, корп. 12, Красноярск, 660074
*aem49@yandex.ru

Данные различных источников по диаграмме состояния системы Co-Ir имеет неоднозначный характер. В соединениях кобальта и иридия в эквиатомной области, по одним данным, наблюдается широкая область твердых растворов на основе ГПУ-кристаллической модификации кобальта, а по другим, область твердых растворов на основе ГЦК-решетки иридия [1–3]. Данных по определению магнитных характеристик твердых растворов CoIr мало. Представленная работа посвящена исследованию структуры и магнитных свойств плёнок CoIr. Пленки системы CoIr в области составов от $Co_{30}Ir_{70}$ до $Co_{75}Ir_{25}$ были получены химическим методом на покровных стеклах. Состав и толщина пленок определялись методом рентгеновского флуоресцентного анализа. Были проведены рентгеноструктурные исследования, которые показали, что в пленках наблюдаемые дифракционные картины можно было бы интерпретировать как смесь твердых растворов на основе двух кристаллических модификации – ГПУ и ГЦК, но обработка дифрактограмм полнопрофильным методом, в рамках данной модели, не дает нужного результата. Обработка электронно-микроскопических снимков, полученных на микроскопе высокого разрешения JEM-2100, показывает наличие соседствующих участков размерами до 4–4,5 нм, обладающих ГПУ- и ГЦК-структурой. Кроме того, на снимках видно существование большого количества участков неупорядоченной структуры и дефектов упаковки. Очевидно, это связано с тем, что ГПУ- и ГЦК-структуры являются плотноупакованными слоистыми структурами и отличаются только способом упаковки слоёв. ГЦК-структура может быть получена последовательным наложением слоёв ABC, ABC, ABC, ..., то есть последовательным смещением слоя AB (если его взять как элемент упаковки) на вектор (1/3, 2/3), а ГПУ-структура – последовательным наложением слоев AB, AB, AB, ..., то есть смещением на вектор (0, 0). Вероятно, энергия образования дефектов упаковки очень мала в данных плотноупакованных структурах, и поэтому возникают неупорядоченные области, чередующиеся с областями с ГЦК- и ГПУ-структурой. На плёнках данных составов были измерены магнитные характеристики. Намагниченность насыщения в исследуемой области составов изменяется от 260 до 440 Гс. Коэрцитивная сила – от 220 до 370 Э. Петли прямоугольные со скважностью S близкой к 1. Определена температурная зависимость намагниченности насыщения H_s.

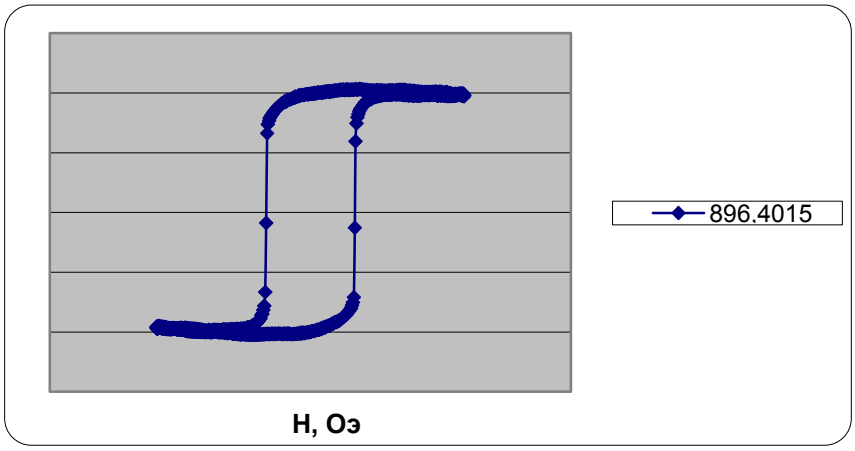


Рис. 1. Петля гистерезиса от пленки $Co_{65}Ir_{35}$

1. Диаграммы состояния двойных металлических систем / под общей редакцией Лякишева; Т. 2. М. : Машиностроение, 1997. 1024 с.
2. V. V. Krishnamurthy, D. J. Sing // Physical review B. 2006. 74. 064411.
3. C. Etz, A. Vernes, P. Weinberger // Physical review B. 2011. 84. 014419.

Влияние магнитного поля на темнопольные спектры рассеяния кобальтовых наночастиц

С. А. Бедин*, Х. Л. Бхатта, Е. П. Кожина, С. С. Косолобов, В. П. Драчев

Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
*s.bedin@skoltech.ru

Темнопольная оптическая микроскопия позволяет регистрировать спектры рассеяния одиночных плазмонных наночастиц. В отличие от классической спектрофотометрии, обеспечивающей интегральные характеристики ансамбля частиц, этот метод даёт возможность детально исследовать спектральные свойства каждой индивидуальной частицы, включая её морфологию, размеры, пространственную ориентацию и влияние окружающей среды. Эти уникальные особенности делают возможным применение плазмонных наночастиц в роли высокочувствительных зондов для реализации методов оптической микроскопии ультравысокого разрешения, таких как картирование внутриклеточных компонентов. Другое перспективное направление использования плазмонных наночастиц связано с методами гигантского комбинационного рассеяния света и усиленной поверхностной фотолюминесценцией, где увеличение локальных электромагнитных полей позволяет обнаруживать молекулы в низких концентрациях.

Применение темнопольной микроскопии особенно актуально при изучении плазмонных резонансных явлений в ультрафиолетовом (УФ) спектральном диапазоне, поскольку именно в данном интервале активно проявляются эффекты, характерные для наночастиц таких элементов, как кобальт, алюминий и ряда иных металлов [1, 2]. Однако исследование плазмонных эффектов в УФ-диапазоне сталкивается с существенными техническими ограничениями, обусловленными низкой интенсивностью сигнала рассеянного излучения и техническими ограничениями стандартной оптики микроскопов. Дальнейшее развитие метода в указанном направлении позволит существенно повысить эффективность исследований гигантских комбинационных спектров биомолекулярных соединений и разработать принципиально новые типы чувствительных сенсоров.

Настоящая работа посвящена исследованию рассеяния наночастиц кобальта, полученных методом темнопольной микроскопии в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне длин волн ($\lambda \geq 250$ нм). Эксперимент проводился на специально разработанной установке, включавшей оптическую систему, состоящую из кварцевой оптики и алюминиевых зеркал. В качестве источника света УФ-диапазона использовалась дейтериевая лампа, излучение которой фокусировалось под нужным углом на исследуемый образец через оптоволокно и кварцевые линзы. Для регистрации изображений применялась камера, чувствительная в УФ-области, а регистрация спектров рассеяния производилась с помощью детектора рамановского спектрометра Horiba LabRam Evolution.

Экспериментально были получены изображения поверхности кремниевой подложки с нанесёнными наночастицами кобальта размером порядка 7–10 нм, как в режиме обычного светлого поля, так и в режиме тёмного поля с УФ-освещением. Были зарегистрированы спектры рассеяния с характерным максимумом в диапазоне длин волн 260–290 нм. Особое внимание было уделено влиянию внешнего магнитного поля на полученные спектры рассеяния: показано, что интенсивность пика рассеяния изменяется в зависимости от величины и направления приложенного магнитного поля относительно образца. Результаты имеют важное значение для дальнейшего развития методов диагностики и обработки наноструктурных объектов, обладающих уникальными магнитными свойствами.

1. H. Bhatta, A. Aliev, V. Drachev // Sci Rep. 2019. V. 9 (22).
2. A. Giordano, R. Rao // Nanomaterials (Basel). 2023. V. 13. P. 2177.

Анализ влияния интерфейса на спиновые токи в спинтронных эмиттерах ТГц-излучения методом DFT

Н. А. Безвиконный[1]*, А. И. Карцев[1,2], П. А. Жиляев[1], А. М. Буряков[1]

[1]МИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
[2]Российский университет дружбы народов, ул. Миклухо-Маклая, 6, Москва, 117198
*bezvikonnyj@mirea.ru

Спинтронные ТГц-эмиттеры на основе структур магнитный металл/немагнитный металл (например, Co/Pt) рассматриваются как перспективные компактные источники ТГц-излучения. В таких структурах сверхбыстрый лазерный импульс генерирует спиновый ток в ферромагнетике, который далее преобразуется в зарядовый в немагнитном слое, обладающем сильным спин-орбитальным взаимодействием (обратный спиновый эффект Холла). Получаемый зарядовый импульс порождает электромагнитную волну в ТГц-диапазоне. Однако, несмотря на большое число экспериментальных и теоретических работ в данной области, полный набор факторов, определяющих амплитуду и поляризацию спинового тока в конкретном эмиттере, остаётся не до конца ясным [1]. В особенности это касается выявления роли локальной электронной структуры и интерфейсов: даже при одинаковом механизме генерации (зарядовый ток, температурный градиент, спин-накачка и т. п.) величина спинового тока может существенно меняться при замене подложки или немагнитного слоя, но микроскопическое происхождение этих изменений зачастую неочевидно. В настоящей работе исследуется влияние интерфейса на спиновый ток, генерируемый в ферромагнитных металлах при создании температурного градиента. В качестве теоретической основы используется термодинамический подход Фоньини и соавторов [2], в котором спиновый ток определяется градиентом спин-разделенных химических потенциалов, зависящих от температуры.

С помощью *ab initio*-расчётов в рамках программного пакета VASP получены спин-поляризованные плотности электронных состояний (DOS) для четырёх систем: чистого кобальта (Co), сплава $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$, а также двухслойных структур Co/Pt и $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$/Pt. На основе рассчитанных DOS для каждого спинового канала в рамках формализма, предложенного Фоньини [2], извлечена температурная зависимость химического потенциала и произведена оценка величины спинового тока, возникающего при заданном температурном градиенте в ферромагнитном слое.

В нашей работе особое внимание было уделено двухслойным структурам, где спиновый ток генерируется только в ферромагнитно упорядоченной части системы, тогда как слой Pt выступает преобразователем спинового тока в зарядовый. Показано, что парциальная плотность состояний атомов Co на интерфейсе с Pt заметно различается от состояний чистого Co в окрестности уровня Ферми, что приводит к значительному изменению величины спинового тока при прочих равных условиях. Аналогичный эффект наблюдается и в системах CoFeB и CoFeB/Pt.

Полученные результаты демонстрируют, что амплитуда спинового тока определяется не только конкретным механизмом его генерации, но и интерфейс-индуцированной модификацией электронной структуры ферромагнитного слоя. Следовательно, инженерия интерфейсов (выбор материала приёмника и контроль структуры границы раздела) представляет собой эффективный инструмент тонкой настройки спиновых токов в перспективных спинтронных гетероструктурах.

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования (Государственное задание № FSFZ-2025-0002).

1. R. Rouzegar et al. Laser-induced terahertz spin transport in magnetic nanostructures arises from the same force as ultrafast demagnetization // Physical Review B. 2022. V. 106, no. 14. P. 144427.

2. A. Fognini et al. Laser-induced ultrafast spin current pulses: A thermodynamic approach // Journal of Physics: Condensed Matter. 2017. V. 29, no. 21. P. 214002.

Поверхностная магнитофотоника

В. И. Белотелов[1,2]*

[1]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
[2]Российский квантовый центр, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
*belotelov@physics.msu.ru

Магнитооптическое взаимодействие в магнитоупорядоченных материалах позволяет управлять фотонами за счёт магнитного поля, а также возбуждать магнонные колебания с помощью света. При этом важную роль играет поверхность магнитного материала: величина и характер магнитооптических эффектов могут быть существенно модифицированы за счет граничных условий и возбуждения поляритонных мод. Наноструктурирование поверхности материала открывает новые возможности, что позволяет не только усилить оптомагнонное взаимодействие, но и получить новые эффекты.

Хорошо известно, что магнитооптические эффекты Керра определяются граничными условиями на поверхностми магнитика. При этом считается, что эффект Фарадея обусловлен объемным вкладом, возникающим от недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости. Недавно нами был обнаружен вклад в эффект Фарадя и от поверхности. Для плёнок толщиной в сотни нанометров или несколько микрометров, с которыми обычно работают в экспериментальной магнитооптике, поверхностный вклад не проявляет себя. Однако для пленок толщиной порядка единиц и десятков нанометров данный вклад оказывается существенным и значительно меняет спектр эффекта Фарадея [1]. В частности, на длинах волн, соответсвующих краю зоны поглощения, для плёнок феррита-гранат, на длинах волн менее 530 нм, знак эффекта Фарадея становится зависимым от толщины плёнки, что связано именно с вкладом поверхности. Такая особенность эффекта Фарадея может найти ряд интересных применений в области наномагнетизма и для шифрования данных.

Если же на поверхность магнитного материала нанести тонкий слой перфорированного магнитного диэлектрика – создать метаповерхность, то она может значительно повлиять на магнитооптическое взаимодействие и привести к дополнительным особенностям магнитооптических эффектов. Например, при наклонном падении света на плёнку, покрытую метаповерхностью, эффект Фарадея становится асимметричным: модуль эффекта Фарадея зависит от направления намагниченности: вверх или вниз, либо от направления распространения света: со стороны подложки или со стороны образца [2]. В таких структурах многое определяется симметрией всей системы и метаповерхности в частности. Так, для метаповерхностей с нарушенной пространственной инверсией в плоскости экваториальный эффект Керра становится ненулевым даже при нормальном падении света [3] и проявляется даже для света, поляризованного перпендикулярно плоскости падения (s-поляризация) [4].

В антиферромагнетиках нанофотонный подход также может дать ряд интересных результатов и обнаружить магнитооптический эффект в случае его отсутствия для однородной плёнки.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-42-02008.

1. A. Bel’kova et al. // arxive, to be published (2026).
2. D. O. Ignatyeva et al. // Phys. Rev. Appl. 2024. V. 22. P. 044064.
3. O. V. Borovkova et al. // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 081405.
4. D. O. Ignatyeva et al. // Nature Communications. 2020. V. 11. P. 5487.

Особенности магнитоимпедансного эффекта в аморфных лентах на основе кобальта, прошедших обработку ионами аргона

Л. А. Белых[1,2]*, А. С. Русалина[1], Ч. Б. Ооржак[1,2], В. А. Лукшина[2], Г. Ю. Мельников[1], А. А. Пасынкова[1,2], И. С. Бодин[1], А. В. Свалов[1], Г. В. Курляндская[1]

[1]Уральский федеральный университет, ул. Мира, 1, Екатеринбург, 620002
[2]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*levbel7777@gmail.com

Быстрозакалённые аморфные ленты на основе кобальта востребованны в различных приложениях. Их функциональные свойства могут быть целенаправлено модифицированы с помощью отжига под нагрузкой или термомеханической обработки (ТМехО) [1]. Ионное облучение в последнее время обратило на себя особое внимание как один из методов дополнительной модификации магнитных свойств аморфных магнетиков. Результат такого воздействия может зависеть от состава материала, параметров его получения, задающих определенный тип эффективной магнитной анизотропии, и параметров самой ионной обработки. В настоящей работе исследовалось влияние обработки с помощью потоков ионов аргона, создаваемых в вакуумной камере установки ионно-плазменного распыления, на структуру и магнитные свойства аморфных лент на основе кобальта, прошедших дополнительные термические обработки.

Аморфные ленты состава $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$ были получены методом закалки из расплава на вращающийся барабан и предварительно подвергнуты ТМехО длительностью 1 час при температуре T = 350 °C и удельной нагрузке σ = 130 МПа. Далее они подвергались обработке с использованием ионного облучения ионами аргона на установке ионно-плазменного распыления (от 2 до 5 минут при напряжении на мишени 0,5 кВ). Свойства образцов исследовались методами рентгенофазового анализа, контактной профилометрии, магнитометрии, магнитоимпедансной спектроскопии (МИ), особенности магнитной доменной структуры анализировались с помощью магнитооптического эффекта Керра.

В состоянии сразу после быстрой закалки по данным магнитных измерений и МИ образцы характеризовались продольной, а после ТМехО – поперечной эффективной магнитной анизотропией с полем анизотропии H_a = 2,5 Э. Измерения высокочастотного электросопротивления проводились с помощью анализатора импеданса Agilent HP E 4991 A при комнатной температуре во внешнем магнитном поле до ± 100 Э, создаваемом катушками Гельмгольца. Использовалась продольная конфигурация МИ, т. е. внешнее поле прикладывалось вдоль длинной стороны МИ элементов в направлении протекания переменного тока. На рисунке 1 приведены некоторые результаты исследования МИ лент после разного времени обработки ионами аргона. МИ отклик в состоянии после ТМехО – это кривая с двумя пиками вблизи поля анизоропии. Ионная обработка приводит к смене типа эффективной магнитной анизотропии: 2 минут для этого еще недостаточно, а после 5 минутной обработки в выбранном режиме реализуется продольная эффективная анизотропия и даже отсутствует небольшой провал в очень малых полях, который обычно ассоциируют с вкладом поверхностной магнитной анизотропии.

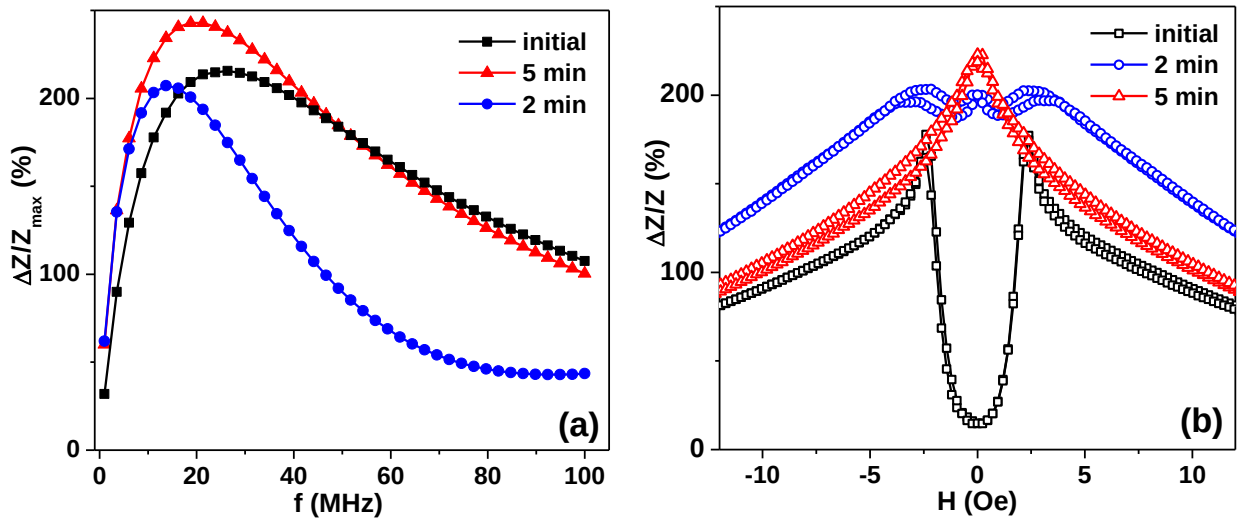


Рис. 1. Частотная зависимость максимального МИ отношения $\Delta Z/Z_{max}$ (a) и полевые зависимости МИ отношений для частоты f = 11 МГц (b) аморфных лент $Co_{67}Fe_3Cr_3Si_{15}B_{12}$ в состоянии после ТМехО (обозначено как «initial», т. е. без ионной обработки) и после обработки ионами аргона в течение 2 или 5 минут

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-00165.

1. G. V. Kurlyandskaya, M. Vázquez, J. L. Muñoz, D. García, J. McCord // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 196. P. 259–261.

Квантовые флуктуации и электродинамика спиновых волн в магнитных наноструктурах

П. С. Борисов[1,2]

[1]Московский физико-технический институт (МФТИ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[2]АО «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники» (АО «НИИМЭ»), пл. Шокина, 1, стр. 1, Зеленоград, Москва, 124460
*borisov.ps@phystech.edu

Актуальность исследований в области наномагнетизма определяется интенсивным развитием спинтроники и магноники, где объектами изучения выступают магнитные наноструктуры с характерными размерами менее 100 нм, вплоть до атомарного масштаба. Существующий теоретический аппарат для описания магнитных наноструктур, основанный на континуальном приближении (функции намагниченности) и решении феноменологического уравнения Ландау – Лифшица [1], становится недостаточным и, более того, некорректным при рассмотрении систем субнанометрового масштаба. Ограничение традиционного подхода заключается в пренебрежении дискретной природой магнитных моментов и значительным вкладом квантовых флуктуаций.

В связи с данной проблемой возникает необходимость построения адекватной микроскопической теории, способной корректно описывать динамику и электромагнитное излучение наномагнитных систем. Решение поставленной задачи представляет значительный интерес как для фундаментальной физики магнетизма, так и для перспективных приложений в современных информационных технологиях и устройствах хранения данных.

Целью данной работы является построение теоретической модели и описание процесса прохождения электромагнитных волн через систему спинов и распространения волны колебаний магнитных моментов (спиновых волн) в ансамбле связанных спинов с учётом квантовых флуктуаций.

Задача решается методами квантовой механики. Рассматривается ансамбль из N спинов, связанных обменным взаимодействием. Гамильтониан системы складывается из гамильтониана обменного взаимодействия Гейзенберга и гамильтониана взаимодействия магнитных моментов спинов с внешним магнитным полем $\vec{\mathcal{H}}(t)$:

$$\hat{H} = -J \sum_{<i,j>} \hat{\vec{S}}_i \cdot \hat{\vec{S}}_j - g\mu_B \sum_{i=1}^{N} \hat{\vec{S}}_i \cdot \vec{\mathcal{H}}.$$

Суммирование операторов спина в первом слагаемом происходит по всем парам ближайших соседей. Решение временного уравнения Шрёдингера ищется в виде суперпозиции состояний одномагнонных возбуждений $|n\rangle$ (все вычисления в работе проделаны в рамках дираковского формализма), то есть таких состояний, при которых только один спин из ансамбля под номером n оказывается перевёрнутым [2]:

$$\left|\Psi(t)\right\rangle = \sum_{n=1}^{N} c_n(t) \left| n\right\rangle.$$

Выводится система дифференциальных уравнений для определения коэфициентов $c_n(t)$. Конкретный вид этой системы зависит от конфигурации спинов и от начальных и граничных условий. В работе подробно рассмотрены конфигурации линейной цепочки и двумерной решётки.

Рассматривается вопрос корреляции между спинами путём расчёта корреляционной функции, в частности, явление задержки пространственных корреляций [3]. Вычисления показывают, что квантовые флуктуации оказываются не малы и являются дальними, то есть могут простираться на значительную часть магнитной наноструктуры.

Путём усреднения оператора магнитного момента по вектору состояний выведено уравнение Ландау – Лифшица для вектора магнитного момента $\vec{M}$:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma\left[\vec{M}, \vec{\mathcal{H}}^{eff}\right] + \vec{R}.$$

Определён точный вид постоянной γ, эффективного магнитного поля $\vec{\mathcal{H}}^{eff}$ и вид диссипативного члена $\vec{R}$. Причиной появления диссипативного члена является учёт дополнительных слагаемых в гамильтониане, отвечающих взаимодействию спиновой системы с окружением (решёткой). Также записано уравнение Лиувилля для статистического оператора и уравнение Гейзенберга для оператора вектора спина. Полученные уравнения имеют вид уравнения Ландау – Лифшица, но уже учитывающего квантовые корреляции спинов.

Разработанный квантовомеханический подход позволил дать строгий вывод уравнения Ландау – Лифшица, снимая его традиционный феноменологический статус. Предложенная микроскопическая теория позволяет корректно описывать поведение ансамбля спинов в магнитных наноструктурах. Полученные результаты имеют фундаментальное значение для физики магнетизма и открывают новые перспективы для её дальнейшего развития.

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел // ЖЭТФ. 1935. Т. 5, вып. 1. С. 51–65.

2. Ю. Н. Барабаненков, С. А. Никитов, М. Ю. Барабаненков. Квантовые флуктуации в магнитных наноструктурах // УФН. 2019. Т. 189, № 1. С. 85–94.

3. М. Ю. Барабаненков, Д. В. Калябин, С. А. Никитов. Задержка квантовых пространственных корреляций в магнитных наноструктурах // ЖЭТФ. 2020. Т. 157, вып. 4. С. 655–660.

Пороговые эффекты и оптимизация ТГц-генерации в спинтронных структурах Co/Pt и гибридных гетероструктурах на основе двумерных материалов

А. М. Буряков[1]*, А. В. Горбатова[1], П. Ю. Авдеев[1], Н. А. Гусев[2], М. В. Сапожников[2], Е. Д. Мишина[2]

[1]МИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
[2] Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*evgenyantyushin@ipmras.ru

Спинтронные генераторы ТГц-излучения представляют принципиально иной подход к преобразованию оптической энергии в электромагнитное излучение по сравнению с традиционными источниками. Ключевой механизм их функционирования основан на преобразовании спинового тока в зарядовый ток посредством обратного спинового эффекта Холла или обратного эффекта Рашбы – Эдельштейна [1]. Однако развитие этого направления столкнулось с двумя фундаментальными ограничениями. Во-первых, оптико-терагерцовая эффективность преобразования остаётся критически низкой (~0,01 %), что не позволяет конкурировать с кристаллическими источниками [2]. Во-вторых, текущие конструкции ограничены небольшим числом материалов с высоким спин-орбитальным взаимодействием (наиболее эффективным преобразователем спинового тока является платина).

Двумерные дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) в этом контексте рассматриваются как новый класс материалов, используемых вместо слоёв немагнитного металла. Например, интеграция MoS_2 или WSe_2 в спинтронный ТГц-генератор продемонстрировала возможность применения ДПМ в качестве рабочих слоёв, однако эффективность не превышала ~4 % даже по сравнению с классическими структурами типа Co/Pt [3, 4]. Дальнейшее увеличение эффективности возможно при одновременном использовании слоя графена, за счёт которого эффективное спин-орбитальное взаимодействие возрастает более чем в 100 раз [10.1038/s41467-024-53324-z].

В данной работе созданы серии спинтронных ТГц-генераторов путём напыления 3-нм слоя кобальта на двумерные слои WSe_2, WS_2, WSe_2/графен, WS_2/графен, выращенные методом CVD на подложках сапфира. Кроме того, для изучения пороговых эффектов генерации ТГц-излучения была изготовлена серия спинтронных структур Co/Pt с различной толщиной ферромагнитного слоя в диапазоне 0,5–1,5 нм. Методом терагерцовой спектроскопии исследованы параметры ТГц-излучения и оценён вклад ширины запрещённой зоны ДПМ в амплитуду ТГц-импульса. Полученные результаты подтверждают предположение о том, что запрещённая зона в ДПМ играет роль энергетического фильтра для возбужденных электронов в слое кобальта. Структуры WSe_2/графен и WS_2/графен позволили проанализировать вклад усиленного спин-орбитального взаимодействия в амплитуду ТГц-излучения. Также выявлены пороговые эффекты и показана роль толщины ферромагнитного слоя Co в диапазоне 0,5–3 нм в формировании амплитуды ТГц-излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-79-10302.

1. T. Seifert et al. Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation // Nature photonics. 2016. V. 10, no. 7. P. 483–488.

2. A. M. Buryakov et al. Efficient Co/Pt THz spintronic emitter with tunable polarization // Applied Physics Letters. 2023. V. 123, no. 8.

3. L. Cheng et al. Far out-of-equilibrium spin populations trigger giant spin injection into atomically thin MoS2 // Nature Physics. 2019. V. 15, no. 4. P. 347–351.

4. A. M. Buryakov et al. Hybrid Co/2D-WSe2-based THz spintronic emitter with tunable polarization // Applied Physics Letters. 2025. V. 127, no. 5.

5. M. Masseroni et al. Spin-orbit proximity in MoS2/bilayer graphene heterostructures // Nature Communications. 2024. V. 15, no. 1. P. 9251.

Атомистическое моделирование магнитных наноструктур с применением пакета Vampire

А. А. Быкова[1]*, М. Е. Москалев[1], В. О. Васьковский[1,2]

[1]Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620062
[2]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*nastyabykowa@gmail.com

Ансамбли наноразмерных частиц и формируемые на их основе плёнки привлекают большой интерес как в контексте фундаментальных исследований, так и в силу их потенциального применения в различных технологических областях [1]. В частности, магнитные наночастицы представляют особый интерес с точки зрения многоуровневого подхода к изучению магнитных свойств наноматериалов для спинтроники. Важным аспектом является понимание эволюции магнитных свойств при переходе от отдельной наночастицы к тонкой плёнке – по мере увеличения размеров системы можно проследить изменение свойств и размерные эффекты. Моделирование этих этапов с помощью компьютерной симуляции позволяет в сжатые сроки и с минимальными материальными затратами создать своего рода цифровой двойник, предназначенный для накопления и систематизации новых знаний, их обобщения и последующего перехода к эксперименту. В рамках предлагаемого подхода моделирование проводится поэтапно: сначала исследуются отдельные магнитные наночастицы, затем – плёнка, состоящая из таких частиц. На каждом этапе варьируются размеры и формы объектов и анализируются их магнитные свойства.

В настоящей работе представлены результаты атомистического моделирования с применением открытого пакета Vampire [2] магнитных наночастиц и тонких пленок как в виде однородного материала, так и в виде обменносвязанных структур. В ходе моделирования проведено систематическое варьирование диаметров наночастиц и толщин плёнок, а также размерного соотношения «ядро-оболочка». Выполнен сравнительный анализ магнитных параметров для всех моделируемых структур: поле спин-флопа и температуры Нееля для антиферромагнитного материала и коэрцитивной силы и температуры Кюри для ферромагнитного, а также поле обменного смещения для обменно-связанных структур. Полученные результаты подтверждают ключевую роль интерфейсных и поверхностных спинов в формировании магнитного поведения наноструктур. В качестве примера на рис. 1 приведена зависимость магнитного момента одной из подрешеток антиферромагнитной частицы $KNiF_3$ при разной абсолютной величине поля, позволяющей оценить спин-флоп переход. Варьируя диаметр частицы, можно пронаблюдать влияние размерных эффектов, выражающихся в размытии спин-флопа, и увеличение его значения при уменьшении диаметра. Доминирование поверхностной анизотропии при уменьшении размера системы, по-видимому, является ключевым фактором, объясняющим полученные результаты [3]. Данный эффект вызывает рост поля спин-флопа и формирование магнитной неоднородности, что в конечном итоге проявляется в виде более размытого перемагничивания.

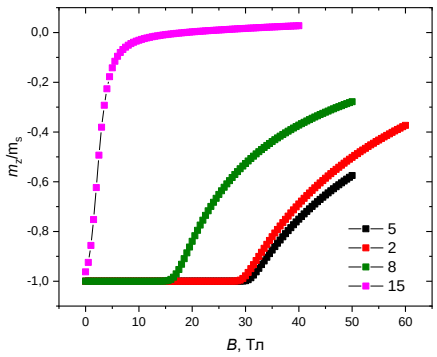


Рис. 1. Зависимость проекции z-компоненты магнитного момента одной из антиферромагнитных подрешёток от приложенного поля антиферромагнитных частиц $KNiF_3$ различного диаметра (вставка на графике обозначает диаметр частиц в нм)

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства высшего образования и науки Российской Федерации, проект FEUZ-2024-0060.

1. S. Bedanta, W. Kleemann // Journal of Physics D: Applied Physics. 2008. V. 42. P. 013001.
2. R. F. Evans, W. J. Fan, P. Chureemart, T. A. Ostler, M. O. Ellis, R. W. Chantrell // J. Phys.: Condens. Matter. 2014. V. 26. P. 103202.
3. M. Respaud, J. M. Broto, H. Rakoto, A. R. Fert, L. Thomas, B. Barbara, B. Chaudret // Physical Review B. 1998. V. 57. P. 2925.

Использование пространственной дисперсии для невзаимного линзирования и подавления рассеяния назад

Д. М. Вагин*, М. А. Горлач

Национальный исследовательский университет ИТМО, Кронверкский просп., 49, Санкт-Петербург, 197101
*dmitrij.vagin@metalab.ifmo.ru

Искусственные периодические среды позволяют реализовать уникальные оптические характеристики за счёт большой гибкости в формировании структуры материала. Возможные виды отклика включают пространственную дисперсию, нашедшую интересные применения в задачах аналоговых вычислений [1]. С помощью внешних нечётных по времени полей достигается невзаимность – эффект, применяемый для оптической изоляции [2]. При этом физические эффекты на стыке невзаимности и пространственной дисперсии на сегодняшний день мало исследованы, хотя и обещают богатый оптический функционал.

В данной работе предложена конфигурация искусственной композитной структуры, приводящая к возникновению невзаимной пространственной дисперсии, которая к тому же не описывается бианизотропными материальными параметрами. Из теоретического анализа следует возможность обнаружить невзаимность нового типа в спиновых спиралях, кристаллах со спиральным упорядочением спинов, обусловленным взаимодействием Дзялошинского – Мория (рис. 1, *а*). Этот эффект может быть значительно усилен в метаматериале, состоящем из намагниченных элементов.

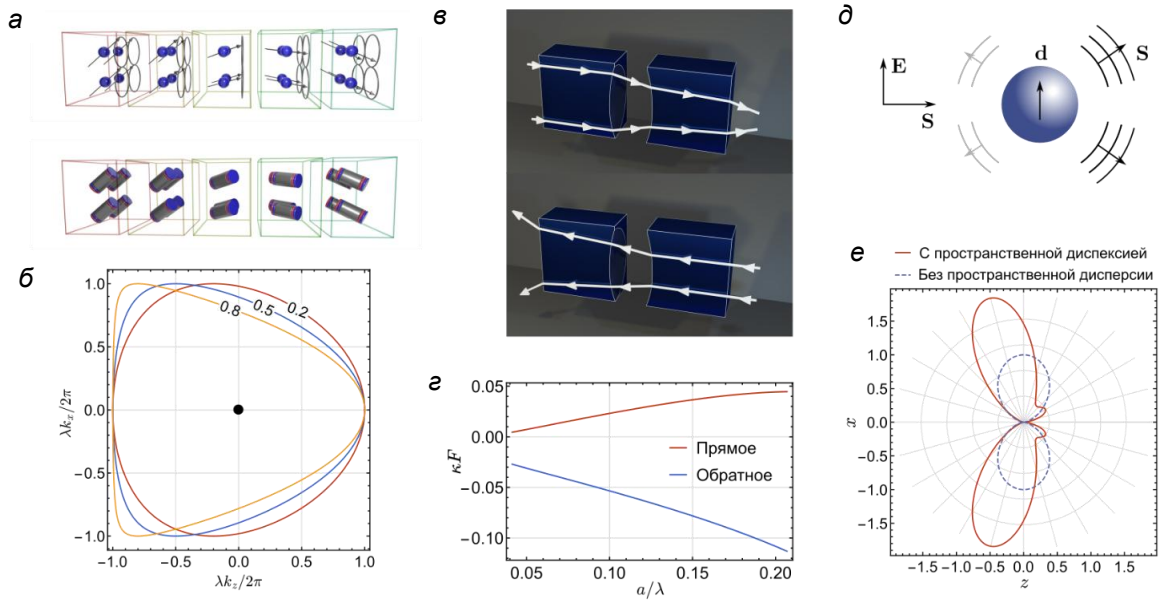


Рис. 1. Схема спиновой спирали и метаматериала (*а*) из намагниченных цилиндров иттриевого граната, обладающего невзаимным откликом; *б* – асимметричные изочастотные контуры материала с пространственной дисперсией; *в* – невзаимная линза на основе такого материала; *г* – зависимость нормированного на кривизну фокусного расстояния линзы кF от длины волны λ в материале с периодом a; *д* – схема ассиметричного излучения диполя, возбуждаемого плоской волной, в невзаимной среде; *е* – диаграмма направленности для диполя, ориентированного вдоль оси z, и излучающего в разработанной невзаимной структуре

Найденная невзаимная пространственная дисперсия приводит к ассимметричному распространению света (рис. 1, *б*). Возможны различные применения такого эффекта, включая создание невзаимной линзы, фокусирующей свет, распространяющийся в одном направлении и дефокусирующей излучение, падающее с другой стороны, как показано на рис. 1, *в*. Фокусные расстояния для линзы из метаматериала с реалистичными характеристиками приведены на рис. 1, *г*. Невзаимная пространственная дисперсия влияет не только на показатель преломления, но и на диаграмму направленности излучения диполя, усиливая излучение в одном направлении (рис. 1, *д*). Схожий эффект направленности наблюдается и для топологических состояний на границах топологических изоляторов [3], но здесь невзаимное излучение достигается во всем объёме материала.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-10026.

1. L. Feng et al. // Science. 2011. 333.6043. P. 729–733.
2. K. Shastri, F. Monticone // Nature Photonics. 2023. A. 17. P. 36–47.
3. Y. Yang, Z. Gao, H. Xue et al. // Nature. 2019. A. 565. P. 622–626.

Исследование магнитных параметров трехслойной плёнки $Fe_3Si/Ge/Fe_3Si$ методом ферромагнитного резонанса

И. Г. Важенина[1]*, И. А. Яковлев[1], С. Н. Варнаков[1,2], М. В. Рауцкий[1], Р. С. Исхаков[1]

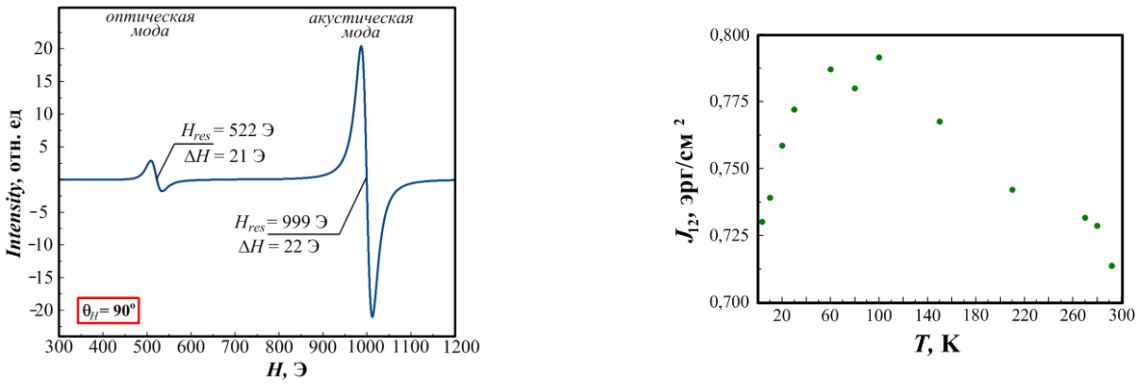
[1]Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036
[2]Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук», ул. Академгородок, 50, Красноярск, 660036
*irina-vazhenina@mail.ru

Уникальные явления, наблюдаемые в трёхслойных плёнках со структурой «ферромагнетик/слабо магнитный материал/ферромагнетик», вызывают интерес как в области фундаментальной науки [1], так и в сфере их практического приложения [2]. Параметром, по которому можно количество и качественно оценить характеристики трехслойных структур, является константа межслойного обменного взаимодействия J_{12}. Одним из основных преимуществ данных систем является возможность управлять магнитными свойствами планарного композита через варьирование материала промежуточного слоя [3]. Полупроводниковый материал в качестве прослойки представляет большой набор механизмов по манипулированию свойствами трёхслойной системы [4, 5].

Целью нашей работы является исследование динамическими методами (ферромагнитным и спин-волновым резонансами) магнитных параметров эпитаксиальных структур в виде слоёв силицида железа Fe_3Si, разделенных прослойкой Ge, в диапазоне температур от 20 до 290 К.

Трёхслойные пленки $Fe_3Si/Ge/Fe_3Si$ были синтезированы на подложках p-Si(111) 7×7 методом молекулярно-лучевой эпитаксии в условиях сверхвысокого вакуума из отдельных термических источников Fe, Si и Ge типа эффузионной ячейки Кнудсена с тиглями из нитрида бора. Толщина слоя силицида Fe_3Si составляла 25 нм, технологическая толщина слоя Ge была равна 1 нм.

СВЧ-спектры, измеренные при комнатной температуре и частоте накачки резонатора f = 9,48 ГГц в диапазоне углов от –40 до 90 градусов между нормалью к плоскости плёнки и приложенном постоянным магнитным полем (угол θ_H), позволили определить наличие ферромагнитного межслойного обменного взаимодействия между слоями силицида железа с величиной J_{12} = 0,713 erg/cm^2 (рис. 1, *а*). Величины эффективной намагниченности M_{eff} и поля перпендикулярной анизотропии $H_\perp$, определённые из подгонки угловых зависимостей резонансных полей, составили 1197 Гс и 50 Э соответственно. Зависимость $J_{12}(T)$ демонстрирует нелинейный характер с максимумом при T = 90 К (рис. 1, *б*) в отличие от монотонно спадающей температурной зависимости J_{12} структур, в которых в качестве материала прослойки используется переходной металл (Au, Ag, Ru) [6] .



а *б*

Рис. 1. Экспериментальный СВЧ-спектр плёнки $Fe_3Si/Ge/Fe_3Si$ (*а*) и температурная зависимость J_{12} (б) при θ_H = 90°

Работа выполнена в рамках Госзадания ИФ СО РАН.

1. B. K. Kuanr, A. V. Kuanr, P. Grünberg, G. Nimtz // Phys. Lett. A. 1996. V. 221. P. 245–252.
2. G. V. Kurlyandskaya, E. Fernández, A. Svalov et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2016. V. 415. P. 91–96.
3. B. P. Zakharchenya, V. L. Korenev // Physics-Uspekhi. 2005. V. 48. P. 603–608.
4. P. Walser, M. Hunziker, M. Landolt // J. Magn. Magn. Mater. 1999. V. 200. P. 95–109.
5. B. Croonenborghs, F. M. Almeida, C. L'abbé, R.R. et al. // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 024410.
6. T. McKinnon, B. Heinrich, E. Girt // Phys. Rev. B. 2021. V. 104. P. 024422.

Термодинамика квантовой запутанности в модели Кугеля – Хомского

В. Э. Валиулин[1,2]*, А. В. Михеенков[1,2], Н. М. Щелкачев[1,2], К. И. Кугель[3]

[1]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 191701
[2]Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе, 19, Троицк, Москва, 108890
[3]Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Ижорская, 13, стр. 6, Москва, 125412
*valiulin@phystech.edu

Запутанность – одно из фундаментальных проявлений квантовой природы мира. Это явление активно исследуется в таких областях, как квантовая теория информации, квантовая криптография, современная радиотехника и информатика. В физике конденсированного состояния для описания запутанности широко используется модель Кугеля – Хомского, в рамках которой возникает ряд актуальных теоретических проблем, включая влияние температуры и внешних полей на структуру запутанного состояния.

В данной работе методом точной диагонализации исследуется запутанность в симметричной модели Кугеля – Хомского. Установлено соответствие между двухузельными корреляционными функциями и степенью запутанности спиновых и орбитальных корреляций. Показано, что внешние поля могут индуцировать запутанность в тех областях параметров модели, где она ранее отсутствовала.

Также изучено влияние температуры на структуру запутанного состояния. Хотя интуитивно ожидается, что с ростом температуры все корреляции ослабевают, в работе обнаружены области параметров, в которых запутанность зависит от температуры немонотонно: сначала возрастает и достигает максимума, а затем убывает. Найдены значения обменных параметров, при которых немонотонное поведение возникает, начиная с нулевого значения запутанности при $T = 0$. Кроме того, в некоторых областях пространства параметров запутанность демонстрирует исключительную устойчивость к повышению температуры, формируя «островки стабильности».

1. К. И. Кугель, Д. И. Хомский. Эффект Яна – Теллера и магнетизм: соединения переходных металлов // УФН. 1982. Т. 136. С. 621.
2. D. I. Khomskii, S. V. Streltsov. Orbital Effects in Solids: Basics, Recent Progress, and Opportunities // Chem. Rev. 2021. V. 121. P. 2992.
3. L. L. Amico, R. Fazio, A. Osterloh, V.Vedral. Entanglement in many-body systems // Rev. Mod. Phys. 2008. V. 80. P. 517.
4. R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, K. Horodecki. Quantum entanglement // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 865.
5. V. E. Valiulin, A. V. Mikheyenkov, N. M. Chtchelkatchev, K. I. Kugel. Quantum entanglement, local indicators, and the effect of external fields in the Kugel – Khomskii model // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 155125.

Магнитные свойства кристаллов β-Ga_2O_3:Fe, полученных методом выращивания из раствора-расплава

К. Г. Гареев[1]*, П. В. Харитонский[1,2], Е. С. Сергиенко[2,3], М. Е. Куншин[1], А. А. Кицай[2], Ю. Г. Носов[2], В. И. Николаев[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, 5, лит. Ф, Санкт-Петербург, 197022
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
[3]Санкт-Петербургский университет, Университетская набережная, 7–9, Санкт-Петербург, 199034
*kggareev@etu.ru

Разбавленные магнитные полупроводники на основе оксида галлия, легированного Fe (Ga_2O_3:Fe), представляют интерес в качестве материалов для спинтроники, магнитооптики, устройств хранения информации [1, 2]. В данной работе исследованы кристаллы β-Ga_2O_3:Fe, полученные выращиванием из раствора-расплава при использовании в качестве растворителя оксида молибдена MoO_3 [3]. В платиновый тигель для кристаллизации загружали 50 г MoO_3 (ЧДА), 3,0–4,5 г Ga_2O_3 (чистота 99,99 %) и 0,61 г $Fe(OH)_3$ (ЧДА) (образец «Ga-Fe-0.61»). Образец «Ga-Fe-0» получали без добавления $Fe(OH)_3$. Нагрев до 1000−1150 °C происходил в течение 2 ч, выдержка при постоянной температуре в воздушной атмосфере составляла 12−24 ч, затем печь выключали. После этого кристаллы отмывали от остаточного оксида молибдена водным 25 %-м раствором аммиака (ЧДА).

Анализ морфологии полученных кристаллов β-Ga_2O_3:Fe осуществляли с использованием оптического исследовательского микроскопа Leica DM3000 (Leica Microsystems, Германия) и сканирующего электронного микроскопа-микроанализатора TM 3000 (Hitachi, Япония), оснащённого приставкой для рентгеноспектрального микроанализа. Результаты анализа элементного состава полученных образцов приведены в таблице 1. Оптические и электронные микрофотографии образцов приведены на рисунке 1.

Таблица 1

Результаты анализа элементного состава для полученных образцов

Образец	Элементный состав, мас. %		
	Ga	O	Fe
Ga-Fe-0	78	22	0,0
Ga-Fe-0.61	79–81	18–21	0,6–1,4



а *б* *в*

Рис. 1. Оптические микрофотографии образцов: *а* – «Ga-Fe-0», *б* – «Ga-Fe-0.61», *в* – электронная микрофотография образца «Ga-Fe-0.61»

Гистерезисные кривые были построены с помощью СКВИД-магнитометра MPMS 3 (Quantum Design, США) при температуре 295 К. Измерение остаточной намагниченности (NRM), сформированной под действием геомагнитного поля ~0,045 мТл и созданной в постоянном магнитном поле 1 Тл (IRM), производили с использованием СКВИД-магнитометра SRM-755 (2G Enterprises, США). Измеренные значения составили: M_{rs} = 0,10–0,15·10^{-3} А·м^2/кг, M_s = 0,30·10^{-3} А·м^2/кг, H_c = 10 мТл, NRM = 1,35·10^{-4} А·м^2/кг, IRM = = 7,44·10^{-4} А·м^2/кг. Вероятно, NRM является термоостаточной (термохимической) намагниченностью, образовавшейся при кристаллизации и охлаждении кристалла. Проведенные согласно работе [4] оценки спонтанной намагниченности магнетика (~0,07 А·м^2/кг) и величина отношения M_{rs}/M_s (0,3–0,5) позволили предположить, что в кристалле присутствуют отдельные области (однодоменные частицы) по магнитным свойствам близкие к слабому ферромагнетику α-Fe_2O_3.

Работы выполнены с использованием оборудования ресурсных центров Научного парка СПбГУ: «Геомодель», Центр Микроскопии и Микроанализа.

1. D. Gong, X. Zhang, X. Dai, Y. Tan, Y. Peng and G. Xiang // Nanoscale. 2024. V. 16, iss. 40. P. 18976–18983.
2. K. Nayek, S. Moshat, D. Sanyal and M. Chakrabarti // Computational Condensed Matter. 2023. V. 35. Article e00810.
3. Ю. Г. Носов, С. В. Шапенков, О. Ф. Вывенко, А. А. Кицай, В. И. Николаев // Физика и техника полупроводников. 2024. Т. 58, вып. 10. С. 548–551.
4. P. V. Kharitonskii, E. A. Setrov, A. Yu. Ralin // Materials Physics and Mechanics. 2024. V. 52, iss. 2. P. 142–150.

Индуцированное током переключение магнитосопротивления спиновых клапанов, содержащих слои Ta и WTa

А. А. Гермизина*, Л. И. Наумова, М. А. Миляев, Р. С. Заворницын, Т. А. Чернышова, В. В. Проглядо, В. В. Устинов

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*germizina@imp.uran.ru

В настоящее время активно исследуется возможность переключения намагниченности чисто спиновым током путём передачи спин-орбитального крутящего момента (SOT-эффект). Изменение магнитного состояния ферромагнитного слоя (ФМ), обусловленное SOT-эффектом, наблюдалось в наноструктурах, содержащих слои металлов с большим спиновым углом Холла, в частности, такие как Pt, Ta, WTa [1–3].

Наноструктура типа «спиновый клапан» содержит два разделенных немагнитным слоем ФМ-слоя, один из которых, закрепленный, соседствует с антиферромагнитным слоем и связан с ним обменным взаимодействием. Второй ФМ-слой называется свободным. Взаимная ориентация намагниченностей ФМ-слоёв, перемагничивающихся в разных полях, определяет магнитосопротивление структуры: низкорезистивное состояние при параллельном расположении и высокорезистивное – при антипараллельном. В спиновом клапане в качестве буферного слоя может использоваться немагнитный проводящий металл (НМ), например Ta или WTa. Тогда при пропускании электрического тока достаточной плотности в НМ возникает чисто спиновый ток, и действие SOT-эффекта может вызывать переключение или осцилляции намагниченности свободного ФМ-слоя, соседствующего с НМ-слоем.

В данной работе исследован обусловленный SOT-эффектом поворот магнитного момента свободного слоя в спиновых клапанах, содержащих слои Ta и WTa.

Методом магнетронного напыления изготовлены спиновые клапаны композиции Ta(WTa)/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/FeMn/Ta с обменно-связанными структурами CoFeNi/Ru/CoFeNi в составе закрепленного ФМ-слоя. Микрообъекты из пленок спиновых клапанов сформированы методом безмасковой лазерной литографии (рис. 1, *a*). На рис. 1, *b* приведена зависимость сопротивления спинового клапана композиции Ta/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/FeMn/Ta от плотности тока в импульсе, порядок подачи импульсов показан стрелками.

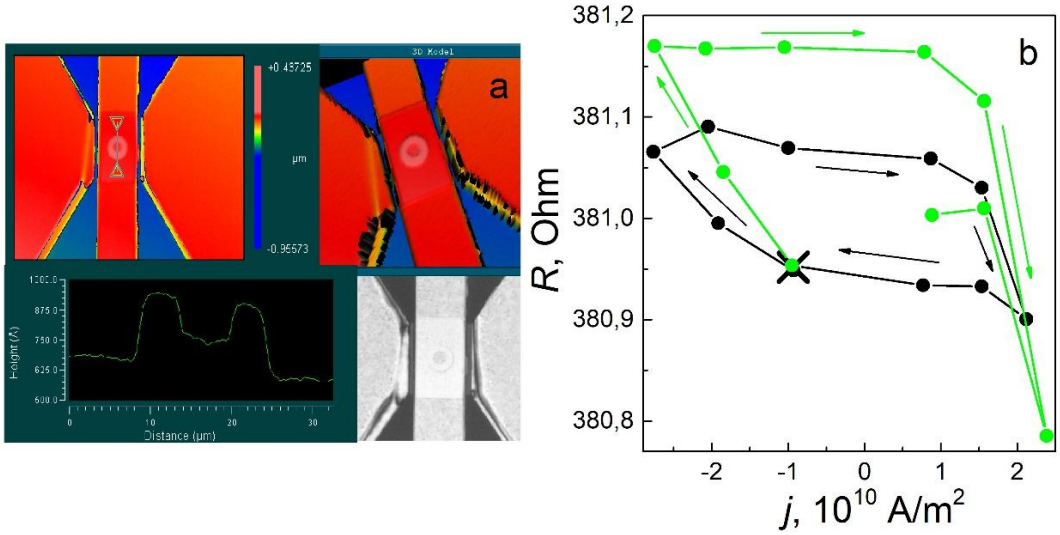


Рис. 1. Изображения микрообъекта, полученные с помощью оптического интерферометра-профилометра (*a*). Зависимость сопротивления спинового клапана композиции Ta/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/FeMn/Ta от плотности тока в импульсе (*b*). Зелёным цветом обозначена кривая, соответствующая второму циклу импульсов

Для переключения спинового клапана между высоко- и низкорезистивным состояниями необходима плотность тока порядка 10^{10}А/м^2 для композиции со слоем Ta. Использование композиции со слоем WTa позволит снизить требуемую плотность тока.

Работа выполнена при поддержке грантов РНФ (проект № 24-12-20022) и правительства Свердловской области (проект № 1-25-ОГ).

1. M.-G. Kang, S. Lee and B.-G. Park // npj Spintronics. 2025. V. 3. P. 8.
2. X. Han, X. Wang, C. Wan, G. Yu, X. Lv // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. P. 120502.
3. J.-Y. Kim, D.-S. Han, M. Vafaee, S. Jaiswal et al. // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117. P. 142403.

Хиральная аномалия в вейлевском полуметалле FeSi

В. В. Глушков[1]*, В. С. Журкин[1], А. Д. Божко[1], А. В. Богач[1], А. Р. Ханас[2], С. С. Зарубин[2], А. В. Зенкевич[2], R. Mantovan[3]

[1]Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, ул. Вавилова, 38, Москва, Россия, 119991
[2]Московский физико-технический институт, пер. Институтский, 9, Долгопрудный, Московская обл., Россия, 141701
[3]CNR-IMM Unit of Agrate Brianza, Via Olivetti 2, Agrate Brianza (MB), Italy, 20846
*glushkov@lt.gpi.ru

Традиционно принято считать, что дефекты, нерегулярности и несовершенства кристаллической структуры приводят к принципиальной невозможности экспериментального изучения явлений, обусловленных нетривиальной топологией зонной структуры квантовых материалов [1]. Однако неожиданно оказалось, что это ограничение снимается в поликристаллических тонких плёнках ε-FeSi ($d \approx 65$ нм), выращенных в результате твердофазной реакции железа, нанесенного на подложку Si (100). Температурно-независимое поведение аномальной холловской проводимости $\sigma_{xy}^{AHE} \sim \text{const}(\sigma_{xx})$ ($\sigma_{xy}^{AHE} \approx 14$ мкСм/кв.), обнаруженное ниже 200 K, показывает внутреннюю (индуцированную фазой Берри) природу аномального эффекта Холла (АНЕ) в этом соединении. Обнаруженный скейлинг АНЕ доминирует над наномасштабной (~40 нм) поликристаллической текстурой и устойчив к температурному кроссоверу в электронном транспорте. Нетривиальное топологическое состояние ε-FeSi [2–4] также подтверждается анизотропным продольным магнитосопротивлением и планарным эффектом Холла (ПЭХ), которые возникают в режиме объёмной проводимости при $T > 40$ K. Наши выводы, подтверждающие хиральную аномалию в поликристаллических тонких пленках ε-FeSi [5], открывают его потенциал в качестве нового высокотемпературного полуметалла Вейля для интеграции в устройства кремниевой микроэлектроники.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-20032.

1. Y. Ando // J. Phys. Soc. Japan. 2013. V. 82. P. 102001.
2. Y. Fang, S. Ranc, W. Xied, S. Wange et al. // PNAS. 2018. V. 115. P. 8558.
3. Y. Ohtsuka, N. Kanazawa, M. Hirayama, A. Matsui et al. // Sci. Adv. 2021. V. 7. P. eabj0498.
4. T. Hori, N. Kanazawa, M. Hirayama, K. Fujiwara et al. // Adv. Mater. 2023. V. 35. P. 2206801.
5. R. Mantovan, A. Bozhko, V. Zhurkin, A. Bogach et al., submitted to Phys. Rev. Lett.

Генерация ТГц-излучения в структурах на основе интерметаллических сплавов

А. В. Горбатова[1]*, Е. Д. Лебедева[1], П. Ю. Авдеев[1], А. Л. Альферьев[1], А. М. Буряков[1], И. Ю. Пашенькин[2], Е. А. Караштин[1,2,3], М. В. Сапожников[2,3]

[1]МИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[3]Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*gorbatova@mirea.ru

Спинтронные генераторы ТГц-излучения на основе ферромагнитных/немагнитных гетероструктур представляют перспективный класс компактных, широкополосных и высокоэффективных источников [1]. Физический принцип их работы основан на двухэтапном процессе: возбуждение спин-поляризованного тока в ферромагнитном слое под действием фемтосекундного лазерного импульса и преобразование этого тока в электромагнитное излучение в немагнитном слое через обратный спиновый эффект Холла (ISHE). Традиционный подход к оптимизации эффективности таких устройств заключался в использовании ферромагнитных материалов с высокой спиновой поляризацией (Co, CoFeB) и тяжелых металлов с высоким спин-орбитальным взаимодействием (SOC), таких как Pt, Pd, и W. Несмотря на доказанную эффективность генераторов на основе традиционных материалов, актуален поиск альтернатив, сочетающих высокий SOC с расширенной функциональностью и меньшей себестоимостью.

Интерметаллические сплавы NiCu представляют особый интерес благодаря уникальному сочетанию свойств. Несмотря на принадлежность к классу лёгких *3d*-металлов, сплав NiCu демонстрирует высокий SOC и значительный спиновый угол Холла ($\theta_{SH} \approx 4{,}1\%$ [2]), сопоставимый с Pt ($\theta_{SH} \approx 3$–10% [3]). Кроме того, сплавы NiCu могут одновременно работать как ферромагнитный слой (источник спинового тока) и как немагнитный слой (спин-зарядовый преобразователь) [4]. Изменяя состав сплава, можно управлять его магнитным состоянием (ферромагнетик–парамагнетик) и создавать ТГц-источники с управляемыми характеристиками. Применение NiCu в качестве ферромагнитного слоя также открывает возможность термоиндуцированного управления намагниченностью вблизи температуры Кюри [5].

В данной работе методом ТГц-эмиссионной спектроскопии исследованы три типа спинтронных ТГц-генераторов на основе бинарных сплавов NiCu: 1) Co(3 нм)/$NiCu_{PM}$(6 нм); 2) $NiCu_{FM}$(6 нм)/$NiCu_{PM}$(6 нм); 3) $NiCu_{FM}$(6 нм)/Pt(3 нм), где NiCu использован и как источник спинового тока (FM), и как спин-зарядовый преобразователь (PM). Концентрация Ni в парамагнитной фазе составляла $x = 0{,}68$, в ферромагнитной фазе – $x = 0{,}78$. Полученные результаты подтверждают наличие большого SOC в парамагнитных сплавах NiCu: амплитуда ТГц-сигнала, генерируемого структурой $NiCu_{FM}$/$NiCu_{PM}$ за счёт ISHE, всего в 2,8 раза меньше, чем для структуры с платиной. При использовании NiCu в качестве источника спинового тока амплитуда генерируемого ТГц-сигнала падает в ~2 раза по сравнению с референсной структурой на основе Co, что связано с меньшей намагниченности и спиновой поляризацией бинарного сплава [6, 7]. Для генераторов на основе ферромагнитного сплава NiCu продемонстрирована возможность термоиндуцированного управления амплитудой ТГц-сигнала: при нагревании до 80 °C наблюдается ее снижение на ~95 % вследствие перехода в парамагнитную фазу. Проведена оценка величины относительного размагничивания ферромагнитных сплавов NiCu при лазерно-индуцированном нагреве.

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования (Государственное задание № FSFZ-2025-0002).

1. T. Kampfrath, M. Battiato, P. Maldonado et al. // Nat. Nanotechnol. 2013. V. 8. P. 256–260.
2. S. Varotto, M. Cosset-Cheneau, C. Grèzes et al. // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 125. P. 267204.
3. Y. Wang, P. Deorani, X. Qiu et al. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 152412.
4. H. Cheng, Y. Wang, H. He et al. // Phys. Rev. B. 2022. V. 105. P. 155141.
5. S. Andersson and V. Korenivski // J. Appl. Phys. 2010. V. 107. P. 09D711.
6. H. Kuru, H. Kockar, M. Alper et al. // J. Mater. Sci.: Mater. Electron. 2015. V. 26. P. 5014–5021.
7. X. Nie, J. C. Jiang, E. I. Meletis et al. // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 4750–4755.

Магнитоуправляемые экситон-поляритоны в наноструктурированном антиферромагнетике CrSBr

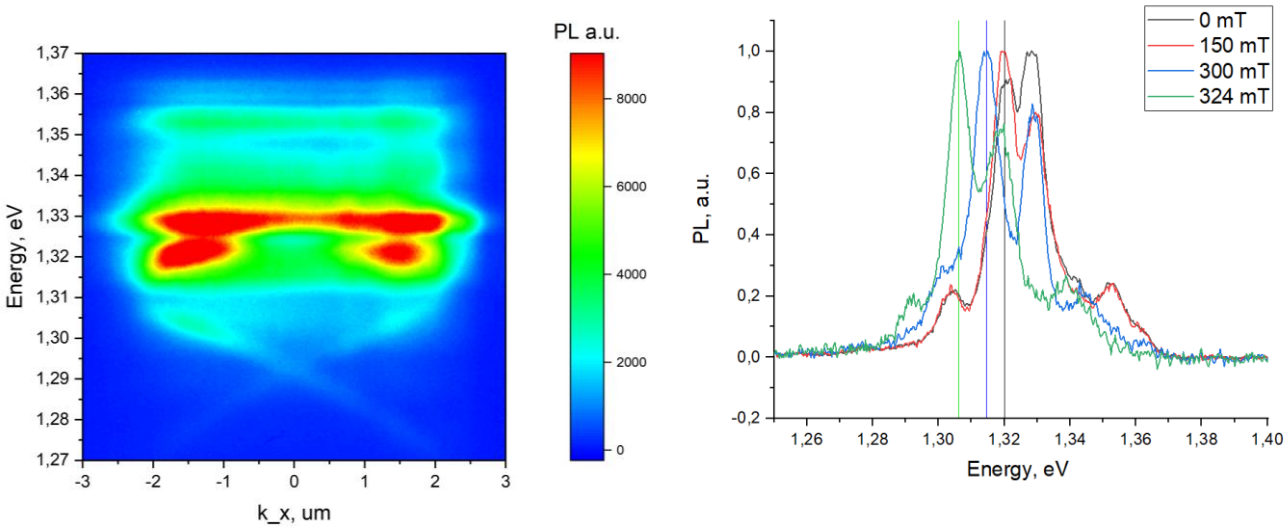
Т. Д. Горелкина[1]*, И. Э. Калантаевский[1], И. Ю. Честнов[1] , К. А. Гасникова[2], П. А. Алексеев[2], В. А. Кравцов[1]

[1]Университет ИТМО, Кронверкский просп., 49, лит. А, Санкт-Петербург, 197101
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,194021
*gorelkina.tanya1@yandex.ru

Двумерный ван-дер-ваальсов полупроводник CrSBr представляет собой уникальный магнитный материал, сочетающий слоистый антиферромагнитный порядок с сильными экситонными свойствами. Кристаллическая структура CrSBr характеризуется орторомбической симметрией, а её сильная анизотропия обусловливает формирование квазиодномерных экситонов, поляризованных вдоль лёгкой оси намагничивания (*b*-ось) [1] и обладающих аномально высокой силой осциллятора [2]. Интеграция таких экситонов в фотонные среды открывает путь к созданию управляемых поляритонных устройств.

В данной работе мы создали фотонный кристалл путём наноструктурирования слоя CrSBr толщиной менее 150 нм вдоль *b*-оси методом нанолитографии. В такой структуре реализуется режим самогибридизации, при котором локализованные вдоль лёгкой оси намагничивания экситоны вступают в сильную связь с модой фотонного кристалла, формируя гибридные экситон-поляритонные состояния. На рис. 1, *а* представлена дисперсия экситон-поляритона, изменение угла наклона моды подтверждает наличие самогибридизации.

Приложение внешнего магнитного поля вдоль лёгкой оси индуцирует скачкообразный переход от антиферромагнитного к ферромагнитному межслоевому упорядочению, что существенно модифицирует электронную зонную структуру за счёт изменения межслоевой гибридизации. В настоящей работе продемонстрировано, что данный переход проявляется в красном смещении экситонной энергии на 14 мэВ, что непосредственно влияет на дисперсию поляритонов (рис. 1, *б*).



а *б*

Рис. 1. Экспериментальная карта фотолюминесценции при 9К (*а*); спектры фотолюминесценции при k_x = –1000000 1/м для внешних магнитных полей 0, 150, 300, 324 мТл (*б*). Вертикальными линиями отмечены пики экситон-поляритона, который при увеличении магнитного поля смещается на 14 мэВ в область меньших энергий

Данное исследование было профинансировано грантом Российского Научного Фонда № 25-22-20038.

1. N. P. Wilson et al. // Nat. Mater. 2021. V. 20. P. 1657–1662.
2. T. Wang et al. // Nat. Com. 2023. V. 14. P. 5966.

Перспективы полностью оптического не термического переключения намагниченности в редкоземельных железных гранатах

Н. И. Грибова[1,2,3]*, Д. О. Игнатьева[2,3], Н. А. Гусев[2,3], А. К. Звездин[3], В. И. Белотелов[2,3]

[1]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская область, 141701
[2]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
[3]Российский квантовый центр, Большой бульвар, 30, стр. 1, секторы G3, G7,
Территория Инновационного Центра «Сколково», Москва, 121205
*gribova.ni@phystech.edu

Исследована нелинейная динамика намагниченности в редкоземельных железных гранатах под воздействием фемтосекундных циркулярно поляризованных импульсов света. В отличие от ранее известных механизмов полностью оптического переключения, основанных на нагреве или поглощении энергии, в железных гранатах возможно не термическое воздействие за счёт обратного эффекта Фарадея.

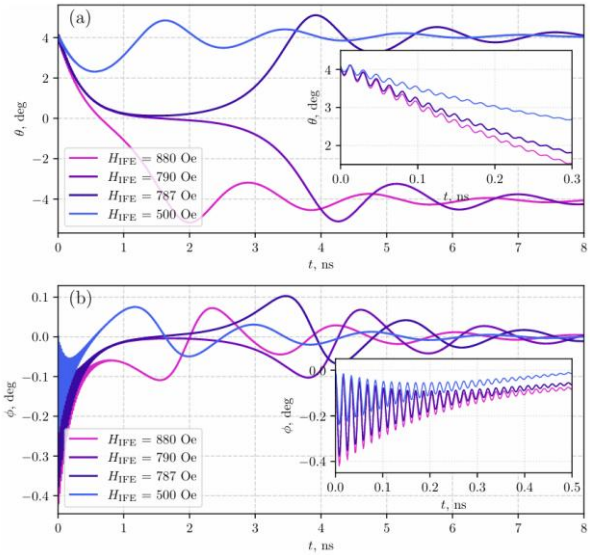


Рис. 1. Временная эволюция θ(t) и (t) для различных значений обратного эффекта Фарадея $H_{IFE} = 500, 787, 790, 880$ Э, действующих на систему, (a) и (b) соответственно. На вставках отображаются одни и те же численные решения θ(t) и φ(t) в разном временном диапазоне

Редкоземельные железные гранаты обладают коллинеарной и неколлинеарной фазами, между которыми существует переход [1]. Предыдущие исследования [1, 2] показали наличие двух устойчивых магнитных состояний, разделённых потенциальным барьером. На рис. 1 показано, что спиновая динамика демонстрирует пороговое поведение: малые оптические импульсы вызывают лишь малые колебания около исходного состояния, тогда как импульсы выше порога приводят к пересечению потенциального барьера и переключению между двумя устойчивыми состояниями. Порог зависит от внешнего магнитного поля и геликальности импульса, что приводит к асимметрии эффективности для правой и левой циркулярности.

Проведённый анализ показал, что в редкоземельных железных гранатах возможно полностью оптическое переключение намагниченности без участия тепловых механизмов. Численные расчёты динамики вектора Неля продемонстрировали наличие чётко выраженного порога по амплитуде оптического импульса, выше которого система детерминированно переходит между двумя устойчивыми магнитными состояниями.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-62-10024.

1. D. O. Ignatyeva et al. // Physical Review B. 2025. V. 111, no. 22. P. 224424.
2. D. M. Krichevsky et al. // Physical Review B. 2023. V. 108, no. 17. P. 174442.

Моделирование процессов перемагничивания тонких плёнок в зависимости от направления приложения поля, концентрации и размера дефектов

Д. М. Гридин[1,2,3]*, Н. А. Усов[4], Е. В. Харин[5], В. А. Теджетов[5], Е. Н. Шефтель[5], А. Б. Грановский[1,6]

[1]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
[2]МИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
[3]Московский институт электроники и математики им. А. Н. Тихонова НИУ ВШЭ, ул. Таллинская, 34, Москва, 123458
[4]Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Калужское шоссе, 4, Москва, Троицк, 108840
[5]Институт металлургии и металловедения им. А. А. Байкова РАН, Ленинский просп., 49, Москва, 119334
[6]Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, стр. 6, Москва, 125412
*master.sudbi@yandex.ru

Магнитомягкие материалы находят широкие технические применения благодаря низкой коэрцитивной силе, высокой индукции насыщения и термической стабильности. По данному набору параметров нанокристаллические материалы на основе сплавов системы Fe-Me-X, где Me – переходной металл, X – лёгкий элемент, имеют существенное преимущество перед микрокристаллическими. Микроструктура плёнок представляет собой ансамбль нанокристаллических α-Fe зёрен, окружённых дисперсионно-упрочняющей фазой Me-X. С физико-химической точки зрения, указанные свойства пленок можно связать с наличием эвтектического равновесия в квазибинарных системах Fe-Me-X [1, 2].

В работе проведено теоретическое моделирование процессов перемагничивания микрообразцов магнитомягких пленок на основе α-Fe. Микромагнитное моделирование на основе решения уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта [3, 4] проводилось с использованием программной среды Delphi 12. Характерные размеры образцов составляли десятки нанометров. Удобство выбора образцов вытянутой формы обосновывалось тем, что в них меньше вклад размагничивания. Линейный размер кубической численной ячейки равен 5 нм; полное количество ячеек составляло N = 4608 для одной серии моделей и 2N для второй. Содержание немагнитной фазы в плёнках варьировалось в пределах от 5 до 20 %. Исследовались как случайное статистическое, так и упорядоченное распределение ячеек, не обладающих магнитными свойствами. Показано, что при кратном изменении одного линейного параметра сохраняется общая тенденция эволюции квазистатических петель гистерезиса в зависимости от фазового состава образца. Построены локальные петли гистерезиса для различных сечений образцов с фиксированным шагом и проведена статистическая обработка полученных результатов. Учтено влияние краевых эффектов. Результаты расчёта сравниваются с экспериментальными данными для плёнок Fe-Me-X.

1. E. N. Sheftel and O. A. Bannykh // Phys. Chem. B. Ser. 2004. V. 155. P. 221–230.
2. E. N. Sheftel, V. S. Rusakov, E. A. Gan'shina et al. // J. Alloys Compd. 2025. V. 1018. P. 179203.
3. J. Fidler and T. Schrefl // J. Phys. D Appl. Phys. 2000. V. 33. P. R135–R156.
4. N. A. Usov and O. N. Serebryakova // J. Magn. Magn. Mater. 2023. V. 588. P. 171345.

Смена механизма перемагничивания при замедлении и замораживании спиновых флуктуаций в монокристаллах CrSBr

Д. Л. Гусенков[1,2]*, М. В. Бахметьев[1,3], Р. Б. Моргунов[1,3]

[1]Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка
[2]Первый МГМУ им. И. М. Сеченова, Москва, 119991
[3]Российский квантовый центр, Сколково, Москва, 121205
*gusenkov_d_l@student.sechenov.ru

Двумерный ван-дер-ваальсов метамагнетик CrSBr является полупроводником, в котором имеет место влияние его намагниченности на электрическую проводимость. Установлено, что ближний спиновый порядок наблюдается выше температуры Нееля 132 К, а при понижении температуры магнитные флуктуации сначала замедляются, а затем происходит замораживание спинов [1]. Понимание магнитных фаз и механизмов спинового замораживания является ключевым фактором для разработки ультратонких магнитных сенсоров и элементов магнитной памяти на основе двумерного CrSBr. В настоящей работе обнаружено, что перемагничивание в обратном поле является чувствительным индикатором магнитного перехода в интервале температур 40–100 К, который ранее был обнаружен с помощью мюонной спектроскопии [1].

Временные зависимости намагниченности были получены после резкого уменьшения магнитного поля от насыщения до более низкого значения. Пример динамики перемагничивания представлен на рис. 1, *a*. Для аппроксимации зависимости $M(t)/M_S$ использовали формулу Фаттузо – Лабруне:

$$\frac{M}{M_S} = 2\exp\left(-2k^2\left(1-(Rt+k^{-1})+\frac{1}{2(Rt+k^{-1})2}-\ -exp^{(-Rt)}(1-k^{-1})-\frac{1}{2k^{-2}}(1-Rt)\right)\right)-1,$$

где k – безразмерный коэффициент, равный нулю в случае, если существует только зародышеобразование, тогда как при $k = 1$ происходит только расширение домена, R – скорость зародышеобразования. Аппроксимация зависимостей $M(t)/M_S$ при различных температурах приводит к температурной зависимости параметра k, определяющего вклады нуклеации и доменных стенок в перемагничивание (рис. 1, *b*).

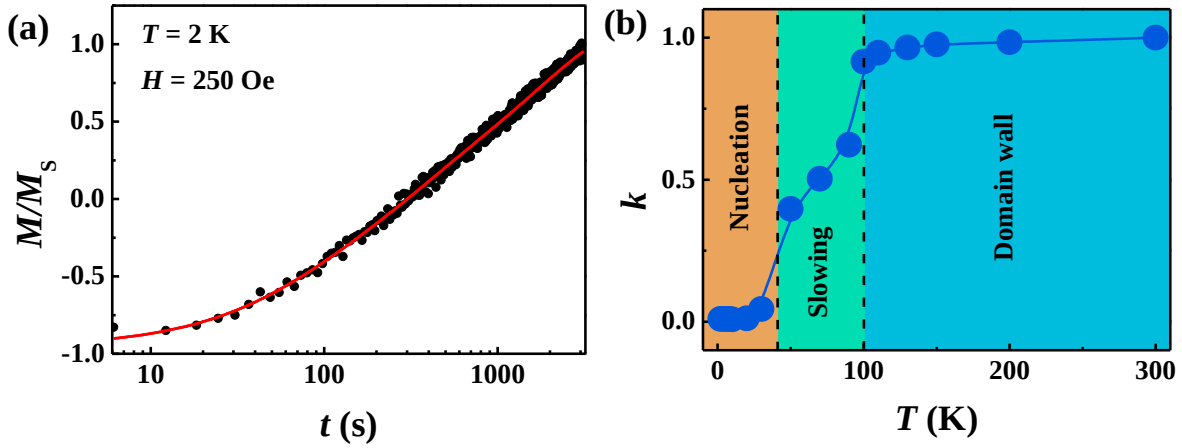


Рис. 1. Временная зависимость намагниченности M/M_S при $T = 2$ К и $H = 250$ Ое (*a*). Линия соответствует аппроксимации функцией Фатуццо – Лабруне, *b* – температурная зависимость безразмерного коэффициента k

Параметр $k \approx 0$ при $T = 2$–40 К, что соответствует единственному механизму перемагничивания – зародышеобразованию. В диапазоне температур 40–100 К величина k быстро растет, достигая $k = 1$, что соответствует перемагничиванию путем расширения доменной стенки.

Таким образом, можно заключить, что переход от зародышеобразования при низких температурах к расширению доменов при высоких температурах происходит в диапазоне температур 40–100 К, где мюонная спектроскопия выявляет замедление флуктуаций [1]. Мы предлагаем использовать измерения магнитной релаксации для обнаружения спиновых состояний и переходов между ними, которые ранее детектировались только методом мюонной спектроскопии и не регистрировались СКВИД-магнитометрией в постоянном магнитном поле.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание № 124013100858-3).

1. S. A. Lopez-Paz et al. // Nat. Commun. 2022. V. 13. P. 4745.

Ультратонкие нанокомпозитные слои пористого кремния с включениями никеля и перпендикулярной намагниченностью

Е. С. Демидов[1]*, Д. А. Афанасьев[1], Н. Е. Демидова[2]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603022
[2]Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, ул. Ильинская, 65, Нижний Новгород, 603000
*demidov@phys.unn.ru

Слоистые структуры с перпендикулярной намагниченностью представляют интерес для реализации специальных локализованных спиновых конфигураций, которые являются перспективными в новых магниторезистивных и магнитооптических структурах спинтроники [1, 2]. К ним относятся слои с цилиндрическими магнитными доменами в эпитаксиальных плёнках смешанных ферритов-гранатов $RFeO_3$, где R – редкоземельный элемент, а также в аморфных плёнках сплавов d- и f- металлов Gd-Co и Gd-Fe [4]. Другой пример – это структуры $(Co/Pt)_n$ с n = 5 [4, 5] с перпендикулярной намагниченностью. Такая намагниченность наблюдалась в осажденных из лазерной плазмы слоях германия, легированного марганцем и алюминием, которая связывается с иглообразными включениями высокотемпературной ферромагнитной фазы с точкой Кюри $T_c > 293$ К [6]. Наконец, в работе [7] электрохимическим анодированием получены слои пористого кремния (ПК) с системой каналов диаметром ~ 10 нм и длиной 30 мкм. Поры заполнялись на всю длину никелем путём электрохимического осаживания. По угловым зависимостям ферромагнитного резонанса (ФМР) было установлено наличие намагниченности, ориентированной нормально к плоскости слоя ПК. В [8] экспериментально исследовано изменение фотолюминесценции и электронного парамагнитного резонанса с увеличением времени электрохимического формирования наноразмерного пористого кремния, начиная с ультратонких слоёв, на монокристаллических пластинах Si p- и n- типа. Обнаружены признаки каскадного роста слоёв пористого кремния, при котором в пределах каскада прорастают поры с близкими скоростью и диаметром. При этом возможно образование более узких каналов в кремнии, обладающих более высокой плотностью. Представляет интерес повторение эксперимента [7] с ультратонкими нанокомпозитными слоями ПК с включениями ферромагнитных металлов Ni, Co или Fe и перпендикулярной намагниченностью. Приводятся результаты измерения ФМР таких слоёв. На основе численного решения уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта представлены результаты анализа закономерностей в спектрах ФМР ферромагнитных нитей с учётом обменного взаимодействия. Представлено сравнение данных ФМР и численного моделирования.

1. A. A. Fraerman, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov et al. // JMMM. 2015. 393. P. 452–456.
2. E. S. Demidov, N. S. Gusev, L. I. Budarin et al. // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. P. 173901.
3. Ф. В. Лисовский. Физика цилиндрических магнитных доменов. М., 1979.
4. A. A. Fraerman, O. L. Ermolaeva, E. V. Skorohodov, et al. // JMMM. 2015. 393, 452.
5. E. S. Demidov, N. S. Gusev, L. I. Budarin et al. // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. P. 173901.
6. Е. С. Демидов, В. В. Подольский, В. П. Лесников, С. А. Левчук, С. Н. Гусев, В. В. Карзанов, Д. О. Филатов // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. В. 12. С. 852.
7. С. А. Гусев, Н. А. Короткова, Д. Е. Розенштейн, А. А. Фраерман, В. Г. Шенгуров // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 11. С. 50.
8. Е. С. Демидов, Д. А. Афанасьев, Н. Е. Демидова, А. В. Нежданов, А. И. Машин // Тезисы IX Всероссийской конференции «Физические и физико-химические основы ионной имплантации» 22–25 октября 2024 года, Нижний Новгород. Изд. ННГУ. Н. Новгород, 2024. С. 45 (2024) // Труды XXIX международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», 10–14 марта 2025 г., ИФМ РАН, Н. Новгород. ННГУ. Т. 2. С. 629 (2024).

Спайковая модель нейрона Ходжкина – Хаксли на основе эффекта гигантского магнитного импеданса в магнитных гетероструктурах

Г. Д. Демин*, Н. А. Дюжев

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498
*demin@ckp-miet.ru

В настоящее время современная технология спинтроники открывает большой потенциал для аппаратной реализации миниатюрных нейроморфных устройств, с высокой достоверностью имитирующих как нейронную, так и синаптическую функциональность [1]. В первую очередь это связано с близкой природой поведения биологических нейронов и синапсов в присутствии внешнего стимула и нелинейных процессов магнитной динамики намагниченности, возбуждаемой магнитным полем или электрическим током в многослойных магнитных гетероструктурах. В частности, на основе спин-орбитальных структур и магнитных туннельных переходов (МТП) недавно были успешно продемонстрированы следующие нейронные модели в порядке увеличения их биологической точности: модели искусственных нейронов с простыми функциями активации (ReLu, сигмоида [2] и т. д.), более сложные модели нейронов типа «интегрировать-и-сработать» с утечкой (LIF, leaky integrate-and-fire) [3], биологически правдоподобные спайковые модели нейронов ФитцХью – Нагумо, Ходжкина – Хаксли [4, 5].

Однако имитация биореалистичного спайкового поведения нейрона зачастую требует использования работы МТП в стохастическом режиме, что необходимо для его возврата в исходное состояние после возникновения спайка в связи с тепловыми эффектами, способными приводить к случайным ошибкам.

Зависимость магнитной проницаемости аморфных ферромагнитных (ФМ) плёнок от частоты и амплитуды переменного тока в немагнитном (НМ) проводнике, поле от которой возбуждает спиновую динамику и, как следствие, эффект гигантского магнитного импеданса (ГМИ) в многослойных магнитных структурах, позволяет использовать данный эффект для имитации нейронной функциональности на их основе.

При это данный подход не требует стохастического переключения ФМ-слоя, использует более простую по сравнению с МТП технологию структур при меньшей амплитуде рабочих частот – в районе десятков МГц [6].

В данной работе нами предложена аналоговая модель спинтронного нейрона Ходжкина – Хаксли (ХХ) на основе возбуждения переменным током магнитной динамики в многослойной структуре типа ФМ-диэлектрик-НМ-диэлектрик-ФМ, которая проявляет эффект ГМИ в слабом магнитном поле, ориентированном параллельно/перпендикулярно (TT/TL) оси анизотропии ФМ-слоя (рис. 1, *а*).

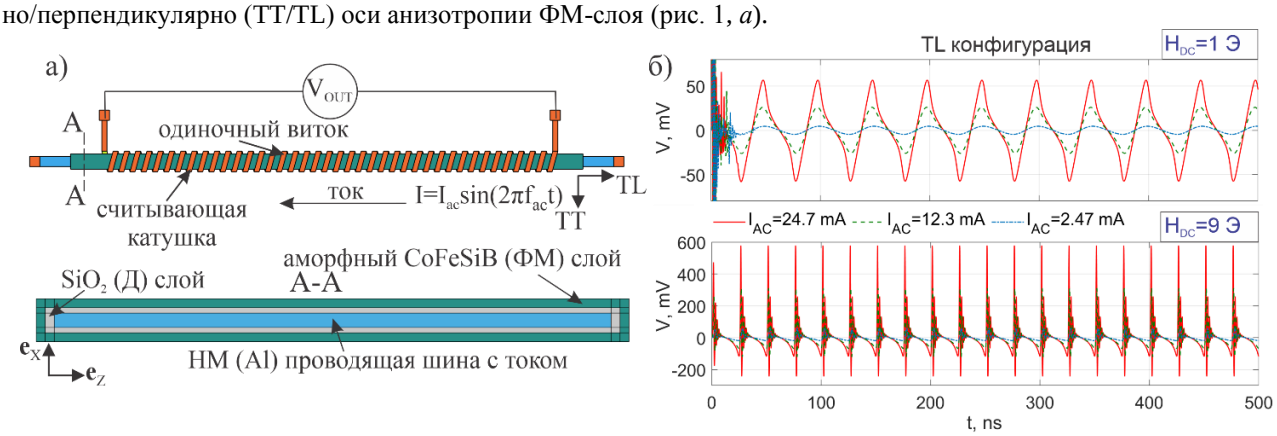


Рис. 1. Эскиз тонкопленочной ГМИ-структуры ФМ-Д-НМ-Д-ФМ (*а*). Выходное напряжение структуры ГМИ при различных значениях тока I_{AC} и поля H_{DC} (f_{AC} = 20 МГц) (*б*), демонстрирующее различные формы спайков нейрона ХХ

Подстраивая частоту f_{AC} и амплитуду I_{AC} тока, а также величину внешнего магнитного поля H_{DC}, можно получать различную форму выходного сигнала и тем самым делать более «биореалистичной» спайковую активность искусственного нейрона ХХ на базе ГМИ-эффекта (рис. 1, *б*). Используя микромагнитную модель, мы рассмотрели возможные режимы магнитной динамики аморфного ФМ-слоя в структуре и определили условия, способствующие достижению различных типов поведения нейрона. Полученные результаты могут быть полезны для развития нового класса нейроморфных спинтронных устройств, работающих на эффекте ГМИ.

Работа выполнена в рамках государственного задания 2024–2026 гг. (соглашение FSMR-2024-0004).

1. C. H. Marrows, J. Barker, T. A. Moore and T. Moorsom // Npj Spintronics. 2024. V. 2, no. 1. P. 12.
2. H. Tu, L. Zhang, Y. Luo, W. Lv et al. // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 122. P. 122402.
3. A. H. Lone, M. Tang, D. N. Rahimi, X. Zou et al. // Adv. Elect. Materials. 2025. V. 1, no. 13. P. 2500091.
4. A. H. Lone, D. N. Rahimi, M. Tang, D. Divyanshu et al. // APL Materials. 2025. V. 5, no. 13. P. 051119.
5. D. R. Rodrigues, R. Moukhader, Y. Luo, B. Fang et al. // Phys. Rev. Applied. 2023. V. 19, no. 6. P. 064010.
6. L. Jamilpanah, A. Chiolerio, M. Crepaldi, A. Adamatzky et al. // Sci. Rep. 2023. V. 13, no. 1. P. 8635.

Спин-диодный эффект и микроволновая чувствительность магнитных гетероструктур типа «ферромагнетик-тяжелый металл»

Г. Д. Демин*, Н. А. Дюжев

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498
*demin@ckp-miet.ru

Беспроводной сбор энергии высокочастотных электромагнитных полей, присутствующих в современной городской инфраструктуре в различных видах телекоммуникационных систем (телевидение, мобильная связь, маршрутизаторы Wi-Fi и т. д.), является одной из важных задач, позволяющих организовать энергоэффективную умную технологию питания сенсоров в составе Интернета вещей.

За последние двадцать лет были развита концепция сбора СВЧ-энергии на основе магнитных туннельных переходов (МТП), преобразующих через спин-диодный эффект микроволновый ток от принимающей антенны в постоянное электрическое напряжение и имеющих чувствительность, на несколько порядков превышающую чувствительность полупроводниковых диодов Шоттки [1]. Одним из основных недостатков СД на основе МТП является необходимость обеспечения достаточно высокой плотности переменного тока (на уровне 10^6–10^7 А/см^2) для получения устойчивых спиновых колебаний. К тому же постоянный транспорт электронов через туннельную прослойку МТП неминуемо приводит к её постепенной деградации и снижению надёжности разрабатываемых микроволновых детекторов.

Эффективным способом решения данной проблемы является использование спин-орбитальных магнитных гетероструктур типа «ферромагнетик (ФМ) – тяжёлый металл (ТМ)» в качестве СД. В таких структурах, благодаря обратному спиновому эффекту Холла (ОСЭХ), возможно преобразовывать возникающий при микроволновом облучении спиновый поток электронов между ТМ- и ФМ-слоем в электрический ток, обеспечивающий генерацию постоянного выходного напряжения или холловскую разность потенциалов на электродах [2, 3]. В результате возможно избавиться от деградации туннельного слоя МТП и на порядок снизить пороговые токи возбуждения спиновых колебаний в ФМ-слое [4]. Помимо ОСЭХ, основу СД-эффекта в структуре «ФМ-ТМ» составляет передача спин-орбитального вращательного момента к ФМ-слою, который инициирует его магнитную динамику за счёт спинового эффекта Холла в объеме ТМ-слоя и эффекта Рашбы – Эдельштейна на интерфейсе ФМ/ТМ. Поскольку данный тип спин-орбитальных СД резонансного типа исследуется относительно недавно, важным является численная оценка их микроволновых свойств.

В данной работе проведена численная оценка чувствительности магнитной гетероструктуры типа «ФМ-ТМ» на примере системы W (5 нм)/CoFeB (1.75 нм)/MgO (1 нм) и эффективности выпрямления СВЧ-сигнала на ее основе при мощности излучения 0.12 мкВт и частоте 4 ГГц (рис. 1).

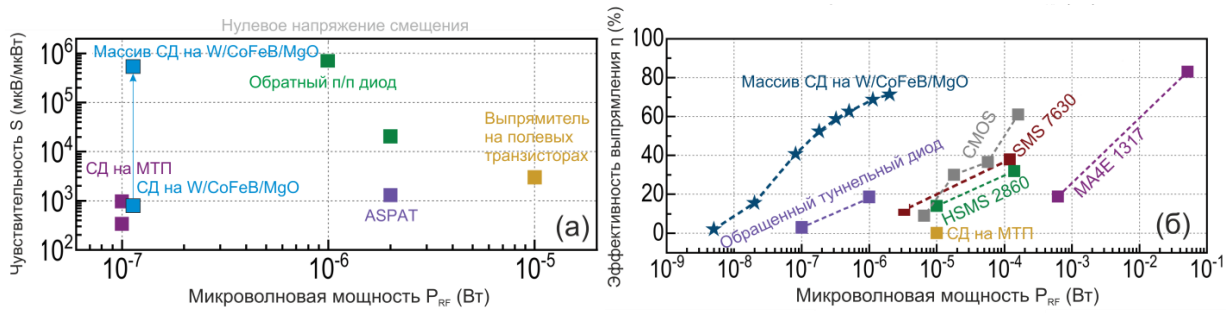


Рис. 1. Микроволновая чувствительность (*а*) и эффективность выпрямления СД и массива СД (*б*) на спин-орбитальной структуре W/CoFeB/MgO в сравнении с другими типами микроволновых детекторов

По результатам расчёта на основе макроспиновой модели максимальная чувствительность спин-орбитальной структуры W (5 нм)/CoFeB (1,75 нм)/MgO (1 нм) к микроволновому излучению составляет величину S = 767 мкВ/мкВт. Данное значение чувствительности оказывается соизмеримым с аналогичным параметром СД на базе МТП в случае нулевого тока смещения [5]. Однако эффективность преобразования энергии в массиве из 12 спин-орбитальных структур на порядок превосходит характеристики СД на базе МТП и составляет около 71 % при мощности на уровне 0,5 мкВт, что позволяет применять спин-орбитальные детекторы микроволнового излучения для беспроводного питания маломощных электронных устройств.

Работа выполнена в рамках государственного задания 2024–2026 гг. (соглашение FSMR-2024-0004).

1. R. Sharma, T. Ngo, E. Raimondo, A. Giordano et al. // Nat. Electron. 2024. V. 7. P. 653–661.
2. O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin et al. // Phys. Rev. B. 2010. V. 82, no. 21. P. 214403.
3. C. Song, R. Zhang, L. Liao, Y. Zhou et al. // Progr. Mater. Sci. 2021. V. 118. P. 100761.
4. Q. Shao, P. Li, L. Liu, H. Yang et al. // IEEE Trans. Magn. 2021. V. 57, no. 7. P. 1–39.
5. L. Zhang, B. Fang, J. Cai, M. Carpentieri et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113, no. 10. P. 102401.

Новый тип ферромагнитной фазы Гриффитса и эффект аномального увеличения температуры Кюри в системах с магнитным беспорядком

С. В. Демишев

Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе, 14, Троицк, Москва, 108840
demishev@hppi.troitsk.ru

Рассмотрены магнитные свойства неупорядоченных кластерных ферромагнетиков гриффитсовского типа, в которых беспорядок на нанометровой шкале обусловлен дисперсией локальных магнитных полей H_l [1, 2]. Показано, что в системах со степенной функцией распределения $w \sim |H_l|^{-\xi}$ ($\xi < 1$) магнитные кластеры наноразмера существуют при температурах как выше, так и ниже точки Кюри T_C. В результате в парамагнитной фазе ($T > T_C$) возникает переход от закона Кюри – Вейсса $\chi \sim 1/(T - T_C)$ ($T >> T_C$) к аномальной температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi \sim 1/(T - T_C)^{\xi}$ ($T \sim T_C$). Другим ярким проявлением данного типа беспорядка оказываются степенные зависимости намагниченности от магнитного поля $M = A(T) \cdot H^{1-\xi(T)}$, возникающие в ферромагнитной фазе ($T < T_C$) в широком диапазоне изменения температуры и магнитного поля. Предложен метод экспериментального определения параметра порядка для ферромагнитной фазы Гриффитса с конечной температурой магнитного перехода. Показано, что в экспериментальных системах с разумной точностью для аппроксимации температурной зависимости параметра порядка может быть использован коэффициент $A(T)$, входящий в полевую зависимость $M(H)$.

Разработанная модель магнитных свойств подтверждается экспериментальными результатами для широкого ряда сильно коррелированных систем, включающего манганиты, перовскиты, кобальтиты, диалюминиды, пирохлоры, различные интерметаллиды, системы со скрытым порядком и спиральные магнетики. В частности, исследование спиральных магнетиков $Mn_{1-x}Fe_xSi$ с $x \sim 0{,}05$–$0{,}19$ в магнитном поле до 50 Тл показало, что превышение критического поля $H_c \sim 2$–7 Тл подавляет спиновые флуктуации и приводит к образованию в области $H > H_c$ неупорядоченной ферромагнитной кластерной системы с $T_C \sim 40$–60 К, превышающей в 4–7 раз температуру Кюри, характерную для низкополевой фазы ($H < H_c$). В недавно синтезированных твёрдых растворах замещения в нецентросимметричной системе MnSi-RhSi существование фазы Гриффитса с рассмотренным выше типом магнитного беспорядка сочетается с эффектом гигантского увеличения температуры Кюри (в 12 раз по отношению к MnSi с $T_C \sim 30$ К) вплоть до значений ~350 К, превышающих комнатную температуру. Такое поведение противоречит стандартному механизму универсального подавления температуры магнитного перехода в фазе Гриффитса. Для интерпретации данного эффекта может быть использована спин-поляронная модель, в которой рассматриваются квазисвязанные состояния субнанометрового и нанометрового размера, образованные локализованными магнитными моментами магнитных ионов и зонных электронов.

Полученные в настоящей работе результаты могут рассматриваться не только как расширяющие парадигму фаз Гриффитса, но и представляют интерес с точки зрения развития теории критических явлений. Действительно, с середины 70-х годов прошлого века следуя работе Имри и Ма [3] принято считать, что влияние даже слабого случайного магнитного поля настолько велико, что возникновение конечной намагниченности не происходит и магнитный переход невозможен. Наши результаты показывают, что в ферромагнитных кластерных наноразмерных фазах этот запрет может сниматься и исследование магнетизма на нанометровой шкале окажется перспективным направлением для экспериментального и теоретического изучения различных неупорядоченных магнетиков. Аномальный рост температуры Кюри для ряда неупорядоченных систем также может найти свои применения в прикладных направлениях исследований, ориентированных на создание и использование новых магнитных наноструктурированных материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 22-12-00008-П.

1. С. В. Демишев // Докл. РАН. Физика, технические науки. 2025. Т. 521. С. 31–38.
2. С. В. Демишев и др. // УФН, принята к публикации.
3. Y. Imry, S. Ma // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1399–1401.

Высокоэнтропийные сплавы FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W, Pd): исследование магнитометрическими и резонансными методами

Е. А. Денисова[1]*, И. Г. Важенина[1], Л. А. Чеканова[1], Р. С. Исхаков[1], Д. А. Великанов[1], Д. Кох[1], И. М. Саповский[2], С. В. Комогорцев[1]

[1]Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036
[2]Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Дальневосточный федеральный университет», ул. Мордовцева, 12, стр. 2, Владивосток, 600091
*len-den@iph.krasn.ru

В настоящее время значительное внимание привлекают так называемые высокоэнтропийные сплавы (ВЭС), определяемые как сплавы, содержащие не менее 5 основных элементов (каждый в диапазоне концентраций 5–35 ат.%) [1]. Такие многокомпонентные сплавы характеризуются повышенной энтропией смешения, сильными искажениями решетки, ослабленной диффузией по сравнению с традиционными сплавами, что позволяет получать магнитные сплавы с уникальным сочетанием механических и магнитомягких свойств. ВЭС занимают промежуточное положение между кристаллическими и аморфными сплавами, как и в случае аморфных сплавов: из-за сильных искажений кристаллической решетки информация, получаемая традиционными прямыми структурными методами, ограничена. Следовательно, возрастает интерес к дополнительным косвенным исследованиям, позволяющим определять тип и распределение неоднородностей, которыми во многом и определяются интегральные магнитные характеристики. В нашей работе представлены результаты исследования магнитоструктурными методами высоко и средне энтропийных неэквиатомных сплавов на основе FeCoNi(P), полученных методом химического осаждения, при добавлении W, Zn, Pd и Zr в качестве дополнительных элементов.

Методом химического осаждения были синтезированы 4 серии покрытий $(FeCoNiP)_{100-X}Me_X$ ($0 < X < 22$) Me = Zn; Zr; W, Pd толщиной от 0,6 до 5 мкм с однородным распределением элементов (по данным энерго дисперсионного анализа). Данные рентгеновской дифракции свидетельствуют о формировании ОЦК твердых растворов $(FeCoNiP)_{100-X}Me_X$ при $X < 22$ ат.% для Zn, при $X < 9$ ат.% для Zr и W, параметры решетки которых хорошо согласуются с правилом Вегарда. Увеличение концентрации W или Zr до 10 ат.% приводит к частичной аморфизации сплава. Размер области когерентного рассеяния, оценённый по формуле Шеррера, изменяется в пределах 5–20 нм. Однако вид термомагнитных кривых M(H) указывает на двухфазное строение исследуемых покрытий уже при концентрации 5 ат.% для W и Zr и 18 ат.% для Zn. Регистрация на дифрактограммах пиков, соответствующих аморфной и кристаллической фазам при концентрациях Zr и W свыше 10 ат.%, позволяет сделать предположение о начале спинодального распада ОЦК твердого раствора ВЭС уже при концентрации Zr и W 5 ат.% на аморфную фазу с $T_c \sim 400\ ^oC$ и кристаллическую с $T_c \sim 600\ ^oC$.

Были определены параметры магнитной анизотропии, локализованной на различных пространственных масштабах исследуемых покрытий. Информация о поле локальной магнитной анизотропии H_a была получена в результате исследования приближения намагниченности к насыщению [2]. Установлено, что увеличение концентрации любого из дополнительных элементов сплава FeCoNi(P) вызывает увеличение значений H_a. Наибольшее влияние концентрации Me на поле магнитной анизотропии наблюдается в покрытиях FeCoNi(P)-Zr. Значения H_a изменяются в диапазоне 260÷380 Э для покрытий FeCoNi(P)-Zn, 300÷530 Э для покрытий FeCoNi(P)-W и 230÷660 Э для покрытий FeCoNi(P)-Zr. На примере сплавов FeCoNi(P)-W показано, что размерность обменных корреляций намагниченности изменяется при изменении концентрации дополнительного элемента в покрытиях. В покрытиях $(FeCoNi(P))_{100-X}W_X$ при $X > 10$, реализуются трёхмерные обменные корреляции намагниченности. При $3 < X < 10$ реализуются двумерные обменные корреляции намагниченности, а при $X < 3$ реализуются одномерные обменные корреляции намагниченности. Эти наблюдения можно объяснить двухфазным строением покрытия, сочетающимся с анизомерной формой областей, в пределах которых однородна локальная ось легкого намагничивания. Величины корреляционных радиусов случайной анизотропии R_c лежат в пределах 5÷20 нм для всех серий покрытий.

По анализу угловой зависимости резонансных полей для однородной моды ферромагнитного резонанса были определены величины макроскопического поля магнитной анизотропии H_{pa} для покрытий ВЭС с различными дополнительными элементами. Значения H_{pa} варьируются от 600 до 2500 Э в зависимости от содержания дополнительного элемента в сплаве FeCoNi(P)-Me. Зарегистрированы спектры спин-волнового резонанса для пленок с содержанием Zn выше 18 ат.% и пленок с содержанием W 16 ат.%. Для спектров СВР выполняется квадратичный закон дисперсии, что указывает на магнитную однородность покрытий для длин волн от 60 до 400 нм. Таким образом, если в исследуемом образце имеет место спинодальный распад, соответствующие масштабы неоднородности выходят за пределы диапазона 60–400 нм. Величина поверхностной анизотропии покрытий FeCoNi(P)-Zn оценена по модам поверхностного резонанса спектров СВР: $0{,}25 < k_S < 0{,}29$ эрг/см^2.

1. J. W. Yeh, S. K. Chen, S. J. Lin et al. // Adv. Eng. Mater. 2004. V. 6. P. 299–311.
2. R. S. Iskhakov, S. V. Komogortsev // Phys. Met. Metallogr. 2011. V. 112. P. 666–681.

Магнитный резонанс в наногранулярных плёнках – влияние поля Лоренца на частоту «двухквантовых» возбуждений в ферромагнитных наночастицах

А. Б. Дровосеков[1]*, М. Ю. Дмитриева[1,2], А. В. Ситников[3,4], С. Н. Николаев[4], В. В. Рыльков[4,5,6]

[1]Институт физических проблем им. П. Л. Капицы, РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334
[2]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
[3]Воронежский государственный технический университет, Московский просп., 14, Воронеж, 394026
[4]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182
[5]Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412
[6]Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, просп. Введенского, 1, Фрязино, 141190
*drovosekov@kapitza.ras.ru

Методом электронного магнитного резонанса исследуются плёнки металл-диэлектрических наногранулярных композитов $(CoFeB)_x(Al_2O_3)_{100-x}$ и $(CoFeB)_x(SiO_2)_{100-x}$ с различным содержанием металлической ферромагнитной (ФМ) фазы CoFeB (x = 20–60 ат.%). Эксперименты проведены при комнатной температуре в широком диапазоне частот (f = 7–80 ГГц) при различных ориентациях внешнего поля относительно плоскости плёнки.

Ранее было показано, что экспериментальные спектры изучаемых структур, помимо интенсивного сигнала ФМ-резонанса (ФМР), содержат дополнительный слабый пик поглощения, наблюдаемый в окрестности половинного поля относительно основного пика ФМР [1]. Появление в спектрах такого пика можно объяснить в рамках квантовомеханической концепции «гигантского спина» возбуждением внутри ФМ-наногранул «двухквантовых» переходов с изменением проекции спина $\Delta m = \pm 2$ [2]. С классической точки зрения резонансы на кратных частотах возникают в ансамбле суперпарамагнитных частиц из-за искажения круговой прецессии их намагниченности при наличии магнитной анизотропии гранул или диполь-дипольных взаимодействий между ними.

Высокое содержание ФМ-фазы в изучаемых композитах приводит к существенному влиянию размагничивающих полей на резонансную частоту наблюдаемых пиков. При этом частотно-полевые зависимости для пика ФМР при различных ориентациях поля относительно плоскости пленки описываются обычными формулами Киттеля (рис. 1, сплошные синие линии). Однако поведение «двухквантового» пика не сводится к тривиальному удвоению частоты ФМР, как ожидалось бы в случае нелинейного резонанса в обычном ферромагнетике. Причина этого заключается в том, что при возбуждении ансамбля наночастиц на кратных частотах когерентная прецессия намагниченности пленки на основной частоте отсутствует. В этих условиях частота резонанса для «двухквантового» пика ω^{2Q} определяется статическим значением среднего магнитодипольного поля внутри пленки, включающего «поле размагничивания» ($4\pi M$) и «поле Лоренца» ($4\pi M/3$). В частности, для простых экспериментальных геометрий «поле в плоскости» и «поле нормально плоскости» частоты «двухквантового» резонанса:

$$\omega_{\parallel}^{2Q} = 2\gamma\,(H + 4\pi M/3), \qquad \omega_{\perp}^{2Q} = 2\gamma\,(H - 8\pi M/3).$$

Предложенная модель (рис. 1, штриховые красные линии) обеспечивает хорошее согласие с экспериментом при использовании констант, полученных из ФМР ($\gamma/2\pi \approx 2.96$ ГГц/кЭ, $4\pi M \approx 8.6$ кЭ), без привлечения дополнительных подгоночных параметров. Таким образом, дополнительный сдвиг частоты «двухквантового» пика объясняется наличием в наногранулярной пленке поля Лоренца, не проявляющегося в случае классического ФМР.

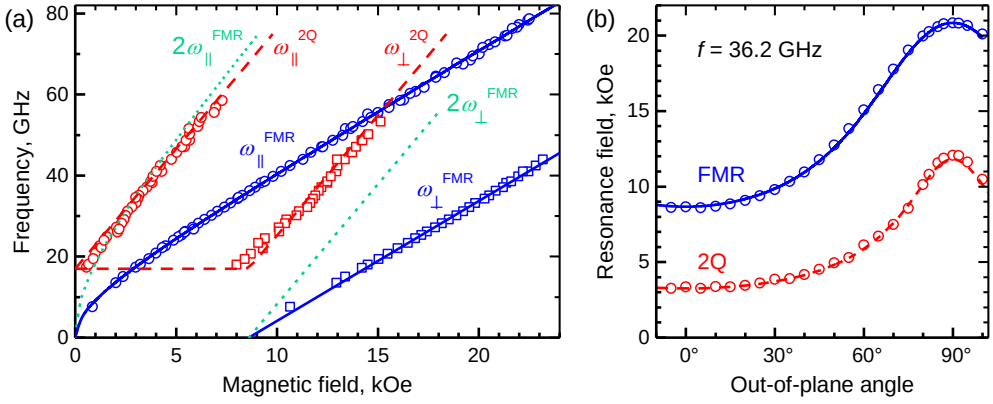


Рис. 1. Частотно-полевые (*a*) и ориентационные (*b*) зависимости для линии ФМР (ω^{FMR}) и «двухквантового» пика (ω^{2Q}) в пленке $(CoFeB)_{60}(SiO_2)_{40}$. Символы – эксперимент, линии – расчёт (см. текст)

1. А. Б. Дровосеков, М. Ю. Дмитриева, А. В. Ситников, С. Н. Николаев, В. В. Рыльков // ЖЭТФ. 2024. Т. 166. С. 383.
2. N. Noginova, T. Weaver, E. P. Giannelis, A. B. Bourlinos, V. A. Atsarkin, V. V. Demidov // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 014403.

Магнитные и магниторезистивные свойства нанопроволок сплава Fe-Ni в матрице оксида алюминия

А. Е. Дрягина[1]*, А. Н. Горьковенко[1], А. А. Верясова[1], Н. А. Кулеш[1], А. А. Юшков[1], В. О. Васьковский[1,2]

[1]Уральский Федеральный институт им. Б. Н. Ельцина, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620000
[2]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*anastasia.driagina@urfu.ru

Актуальным направлением в физике магнитных явлений представляется изучение наноматериалов с анизотропией формы, таких как ферромагнитные нанопроволоки. Уникальные свойства этих структур обуславливают их потенциал для применения в областях спинтроники и высокочастотной техники [1, 2]. При этом для создания функциональных элементов на их основе необходим подробный анализ свойств исходных сред. Целью данной работы является исследование магнитных и магниторезистивных свойств нанопроволок Fe-Ni в широком диапазоне составов на образцах с подведёнными электрическими контактами к торцевым поверхностям массивов нанопроволок.

В ходе работы были синтезированы и использованы матрицы оксида алюминия двух типов в качестве основы для создания массивов нанопроволок. Все матрицы изготавливались двухэтапным методом анодирования алюминия в водном растворе щавелевой кислоты (3 М) при комнатной температуре [3]. На первом этапе выполнялось анодирование с последующим удалением оксидного слоя. На втором этапе производилось повторное анодирование с дальнейшим истончением барьерного слоя. У матриц одного типа (А) удалялся слой алюминия со стороны, не подвергавшейся анодированию, и на неё методом магнетронного напыления наносился слой меди толщиной 200 нм. Для матрицы другого типа (В) оксидный слой на дне пор полностью удалялся, таким образом, в качестве контактного слоя использовался неокисленный алюминий. Синтез нанопроволок Fe-Ni разного состава производился методом электролитического осаждения. О геометрии сформированных магнитных элементов можно судить по рис. 1, на котором представлен снимок нанопроволок типа А, химическим путём выделенных из матрицы.

Магнитные свойства исследовались на оригинальном вибрационном магнитометре, изучение микроструктуры и морфологии получившихся образцов производилось при помощи просвечивающего электронного микроскопа JEOL-2100, анализ структуры осуществлялся с использованием дифрактометра Bruker D8, получение данных о магниторезистивных свойствах производилось с помощью оригинальной установки измерения магнитосопротивления четырёхконтактным методом.

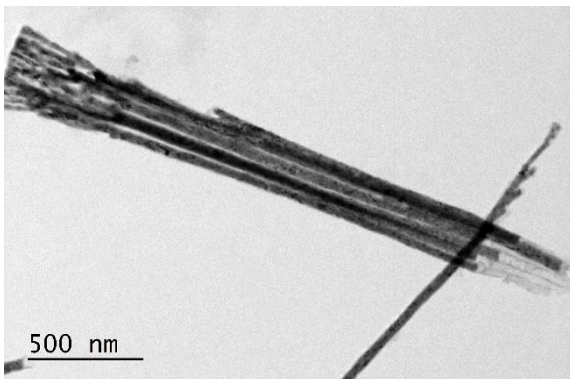


Рис. 1. Изображения нанопроволок типа А,
полученные с помощью просвечивающего электронного микроскопа

Анализ петель магнитного гистерезиса показал наличие выраженной оси легкого намагничивания, направленной вдоль оси массивов нанопроволок (перпендикулярно плоскости образца). Оценен вклад анизотропии формы в эффективную анизотропию. Исходя из данных о микроструктуре сделано заключение о поликристалличности всех исследованных в работе нанопроволок. Измерения магниторезистивных свойств показали наличие в матрицах нанопроволок эффекта анизотропии магнитосопротивления, величина которого варьировалась в диапазоне от 0,2 до 1,4 % в зависимости от состава и типа образцов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00240.

1. J. Alam et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2020. V. 513. P. 167074.
2. U. Bauer et al. // Nature Nanotech. 2013. V. 8. P. 411–416.
3. M. Vazquez // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2022. V. 543. P. 168634.

Спиновая динамика, возбуждаемая терагерцовым электрическим полем в коллинеарном антиферромагнетике Cr_2O_3

Р. М. Дубровин[1]*, В. Р. Билык[2], З. В. Гареева[3,4], А. В. Кимель[2], А. К. Звездин[5,6]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194012, Россия
[2]Institute for Molecules and Materials, Radboud University, Nijmegen, The Netherlands
[3]УУНиТ, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076, Россия
[4]ИФМК УФИЦ РАН, просп. Октября, 71, Уфа, 450054, Россия,
[5]ИОФ РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
[6]ООО «Новые спинтронные технологии», Большой б-р, 36, Москва, 121205, Россия
*dubrovin@mail.ioffe.ru

Антиферромагнетики являются перспективными материалами для спинтроники, поскольку обладают высокими частотами спиновой динамики, лежащей в терагерцовой области частот. Эффективное управление спинами в антиферромагнетиках не только магнитными (через Зеймановский вращающий момент), но и электрическими полями является актуальной задачей современной антиферромагнитной спинтроники. Электрические поля обеспечивают значительно меньшие потери энергии, в отличие от электрических токов, а в сравнении с магнитными полями, их гораздо проще приложить к наноразмерным битам с лучшим пространственным разрешением. Именно поэтому механизмы, обеспечивающие сильную реакцию спинов на электрическое поле, вызвали большой интерес исследователей к электромагнонам в неколлинеарных антиферромагнитных мультиферроиках.

Среди коллинеарных антиферромагнетиков существует класс материалов, в которых магнитное упорядочение нарушает пространственную и временную инверсионную симметрию, при этом их комбинация сохраняется. В результате оказывается симметрийно разрешён линейный магнитоэлектрический эффект, который проявляется в возникновении намагниченности при приложении внешнего электрического поля **E** и, наоборот, индуцированной внешним магнитным полем **H** электрической поляризации. Наиболее известным магнитоэлектриком является антиферромагнетик Cr_2O_3, в котором этот эффект был впервые предсказан и экспериментально выявлен.

Мы исследовали когерентную спиновую динамику в монокристалле Cr_2O_3, наведенную линейно поляризованными терагерцовыми импульсами методом накачка-зондирование при различных углах поляризации относительно антиферромагнитного вектора **L**, являющегося параметром порядка, в том числе в двух антиферромагнитных доменах с противоположным направлением **L** [1]. Было установлено, что осцилляции спиновой динамики на частоте антиферромагнитного резонанса 0,165 ТГц возбуждаются не только магнитным полем терагерцового импульса, под действием зеймановского вращающего момента при $\mathbf{H}^{THz} \perp \mathbf{L}$, но и в ортогональной геометрии $\mathbf{E}^{THz} \perp \mathbf{L}$, когда зеймановского вращающего момента нет, причём с близкими амплитудами и схожими температурными зависимостями. Более того, при промежуточных углах поляризации терагерцовых импульсов наблюдается интерференция этих двух вращающих моментов.

Теоретический анализ результатов с использованием лагранжева формализма и симметрийного анализа показал, что в геометрии $\mathbf{E}^{THz} \perp \mathbf{L}$ спиновая динамика возбуждается электрическим полем терагерцового импульса в результате совместного действия двух механизмов. Первым механизмом является линейный магнитоэлектрический эффект с магнитоэлектрической восприимчивостью $\alpha_\perp$, близкой к своему статическому значению [1]. Вторым механизмом является аналог неелевского спин-орбитального вращающего момента, ранее наблюдавшегося в металлических антиферромагнетиках, где переключение антиферромагнитного вектора **L** происходит под действием зарядового тока. Симметрийный анализ показал, что подобное явление может быть реализовано и в магнитных диэлектриках, в частности в Cr_2O_3. Было показано, что ток смещения, создаваемый электрическим полем терагерцового импульса, способен создавать неелевский спин-орбитальный вращающий момент в диэлектриках [2]. Наш анализ показал, что взаимодействие тока смещения и антиферромагнитного параметра порядка **L** должно включать альтернативный параметр электродипольного порядка, который возникает в результате ненулевых дипольных моментов на позициях магнитных ионов Cr^{3+}. Полученные уравнения спиновой динамики демонстрируют, что этот эффект конкурирует с линейным магнитоэлектрическим эффектом, и полностью описывает наблюдаемые в эксперименте зависимости, при разумных значениях используемых параметров, в том числе в противоположных антиферромагнитных доменах. Таким образом, неелевский вращающий момент, обусловленный спин-орбитальным взаимодействием, является более общим магнитным явлением, не ограниченным металлическими антиферромагнетиками. Наши результаты открывают новые пути для сверхбыстрого управления спинами в магнитоэлектрических антиферромагнитных диэлектриках с помощью терагерцовых электрических полей, выходящие за рамки линейного магнитоэлектрического эффекта и возбуждения на суммарной частоте в результате обратных эффектов Коттона – Мутона и Фарадея.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-00106.

1. V. R. Bilyk, R. M. Dubrovin, A. K. Zvezdin et al. // Newton. 2025. 1. P. 100132.
2. R. M. Dubrovin, Z. V. Gareeva, A. V. Kimel, A. K. Zvezdin // 2025. arXiv:2507.23367.

Особенности спектра медленных электромагнитных волн при учёте влияния замагниченной электронной плазмы на намагниченность пленок ферромагнитных металлов

А. В. Жабова*, С. В. Гришин

Институт физики СГУ им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012
*aleksis.bogomolova@yandex.ru

На сегодняшный день магноника является перспективной и быстро развивающейся областью, открывающей путь к созданию энергоэффективных устройств, использующих спиновые волны для передачи и обработки информации на высоких частотах [1]. Перспективным материалом для создания наноразмерных устройств магноники и магнонной спинтроники является металлический ферромагнетик – пермаллой (Py) [2]. Существует ряд работ по экспериментальному и теоретическому исследованию дисперсионных характеристик спиновых волн в данном материале [3, 4]. В работе [4] было показано расширение частотного диапазона поверхностных спиновых волн с увеличением толщины Py. Также установлено, что более толстые и широкие Py-волноводы обеспечивают большую длину затухания, что облегчает передачу информации на большие расстояния. В настоящей работе, на основе разработанной ранее электродинамической модели для бигиротропной среды [5], учитывающей влияние замагниченной электронной плазмы на намагниченность, проведено исследование дисперсионных характеристик (ДХ) медленных объемных электромагнитных волн (ЭМВ) в пленках пермаллоя различной толщины.

На рис. 1 приведены ДХ медленных объемных ЭМВ, рассчитанные для трех ориентаций внешнего постоянного магнитного поля относительно металлизированной с обеих сторон пленки Py толщиной 10 нм (сплошные линии) как в присутствии электронной плазмы (синии линии), так и в ее отсутствие (красные линии). Анализ показал, что в случае нормального (*а*) и продольного (*в*) намагничивания медленные ЭМВ с учётом и без учёта электронов существуют в одном диапазоне частот при данной толщине плёнки. Однако для продольного намагничивания (*в*) учет электронов приводит к появлению низкочастотных волн, расположенных ниже частоты ферромагнитного резонанса $f_{||}$ и не имеющих частотной отсечки. В случае поперечного намагничивания (*б*) присутствие электронов обуславливает существование обратной объемной ЭМВ с достаточно широкой полосой частот.

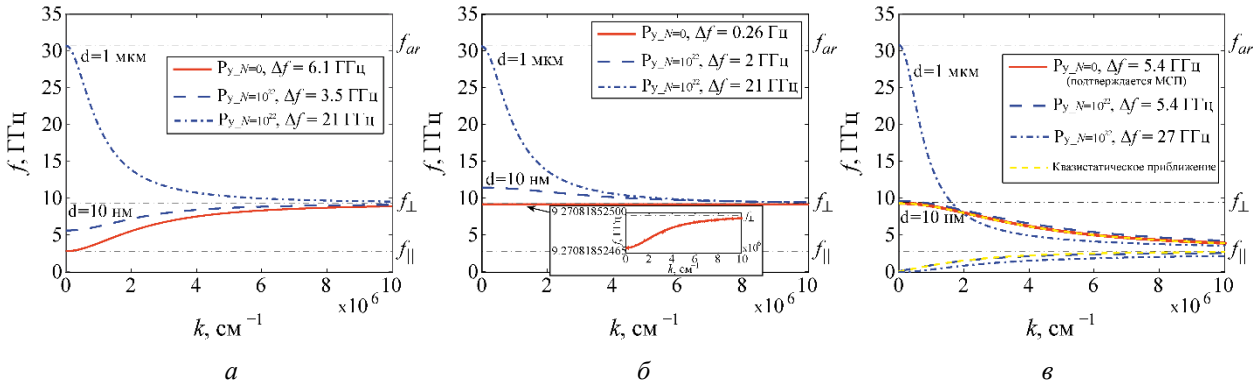


Рис. 1. Дисперсионные характеристики медленных волн, рассчитанные для пермаллоя с учетом свободных носителей заряда (электронов) и без учета для трех видов намагничивания среды: *а* – нормальное; *б* – поперечное; *в* – продольное. Результаты получены для H_0 = 1 кЭ, $4\pi M_0$ = 10 кГс, ε_r = 16, N = 0 и $N = 10^{22}$ см$^{-3}$ и d = 10 нм и d = 1 мкм

Также показано, что с увеличением толщины плёнки Py до 1 мкм наблюдается значительное расширение диапазона частот существования медленных ЭМВ, что не наблюдается в отсутствие замагниченной электронной плазмы. Данное исследование способствует пониманию особенностей спектров медленных ЭМВ в металлических ферромагнитных волноводах, а также показывает потенциал использования более толстых плёнок металлических ферромагнетиков для создания сверхширокополосных магнонных устройств.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-30027.

1. V. Kruglyak et al. Magnonics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43, no. 26. P. 264001.
2. Q. Wang et al. Nanoscale magnonic networks // Phys. Rev. Appl. 2024. V. 21, no. 4. P. 040503.
3. K. Perzlmaier et al. Observation of the propagation and interference of spin waves in ferromagnetic thin films // Phys. Rev. B. 2008. V. 77, no. 5. P. 054425.
4. M. S. Devapriya et al. Effect of width and thickness on propagating spin waves in permalloy microstripe waveguides // J. Appl. Phys. 2024. V. 136, no. 9. P. 093905.
5. A. V. Bogomolova et al. Magnetic bias field driven ferro- and antiferromagnetic semiconductors as double negative media for microwave and terahertz ranges // JMMM. 2023. V. 587. P. 171278.

Пиннинг доменной структуры граната метаповерхностями с плоскостной и перпендикулярной магнитной анизотропией

Е. И. Жабоев[1*], И. А. Колмычек[1], Н. С. Гусев[2], И. А. Федотов[2], Т. В. Мурзина[1]

[1]МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
[2]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603087
*zhaboev.ei19@physics.msu.ru

Исследование доменной структуры магнитных диэлектриков является одним из ключевых направлений современной физики магнитных явлений: с фундаментальной точки зрения представляет интерес изучение базовых физических принципов организации доменов, тогда как прикладная задача состоит в управлении их структурой и основными параметрами. Эффективный контроль положения доменных стенок, организация прогнозируемого и регулируемого расположения доменов (т. н. пиннинга) является важным шагом к реализации функциональных элементов магнитной памяти и спинтронных устройств [1].

Активно исследуемыми структурами в настоящее время являются ферриты-гранаты (ФГ) – материалы, обладающие высокой магнитооптической активностью и прозрачностью в видимом (красном) и ближнем ИК диапазонах. Известно, что в эпитаксиальных плёнках ФГ формируется лабиринтная доменная структура, при этом намагниченность в доменах ориентирована перпендикулярно плёнке. В результате приложения и последующего снятия латерального насыщающего магнитного поля **H** в ФГ формируются полосовые домены вдоль направления **H** [2]. Ранее было показано, что в случае монокристаллического ФГ толщиной 10 мкм наличие на его поверхности 2D массива асимметричных наноструктур Co/Au толщиной 20 нм может приводить к пиннингу доменной структуры граната [3]. В данной работе приведены результаты исследования эффекта пиннинга магнитных доменов ФГ одномерными магнитными решетками на его поверхности.

Изучены эпитаксиальные плёнки $Lu2.1Bi_{0.9}Fe_5O_{12}$ толщиной 5 мкм, выращенные на подложке галий-гадолиниевого граната. На их поверхности методами магнетронного напыления изготовлены плёнки Co(20 нм)/Au(10 нм) или $(Co(1\text{ нм})/Pt(0{,}5\text{ нм}))_5$, из которых далее с помощью электронной литографии сформированы массивы полос. В структурах первого типа реализуется плоскостная магнитная анизотропия, а во втором случае ось легкого намагничивания ориентирована перпендикулярно поверхности. Ширина полос составила 1 мкм, а периоды структур d = 1,9, 2,2, 2,5 мкм, что близко к ширине объемных доменов в чистом гранате. Картирование доменной структуры образцов было проведено методом оптической поляризационной микроскопии при приложении магнитного поля под небольшим углом α (до 25 градусов) к полоскам (рис. 1, *а*). Далее с помощью двумерного Фурье-анализа из полученных данных определены зависимости от |**H**| периода доменной структуры D (рис. 1, *б*) и углы ориентации доменов относительно внешнего магнитного поля.

Общей тенденцией является уменьшение периода D с увеличением |**H**| вплоть до исчезновения доменов в насыщающем поле. На рис. 1, *а* представлено изображение доменной структуры ФГ в области края метаповерхности $(Co/Pt)_5$ после приложения и выключения насыщающего магнитного поля H = 600 Гс, приложенного под углом α = 11°; его направление показано стрелкой. Видно, что в чистом гранате (без метаповерхности) объемные полосовые домены ФГ направлены вдоль (выключенного) магнитного поля, тогда как под решёткой $(Co/Pt)_5$ они ориентированы преимущественно вдоль решётки. Это проявление эффекта пиннинга доменных стенок, обусловленного их магнитостатическим взаимодействием с метаповерхностью. Аналогичный эффект наблюдался и для других структур при различных значениях α, в работе проведено сравнение эффекта пиннинга доменов метаповерхностями с разными периодами и магнитной анизотропией.

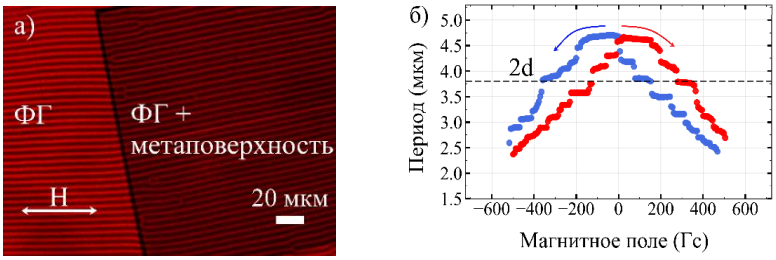


Рис. 1. Изображение остаточной доменной структуры феррита-граната в области края метаповерхности $(Co/Pt)_5$ с d = 1,9 мкм, α = 11°, направление приложенного и выключенного магнитного поля показано стрелкой (*а*); зависимость периода полосовых доменов D в той же структуре от величины магнитного поля (*б*)

Эксперименты выполнены с использованием оборудования, предоставленного по программе развития Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, соглашение № 126 от 01/03/2022.

1. E. Vedmedenko, R. Kawakami, D. Sheka, P. Gambardella et al. // J. Phys. D. 2020. V. 53. P. 453001.
2. W. X. Xia, Y. S. Chun, S. Aizawa et al. // J. Appl. Phys. 2010. V. 108. P. 123919.
3. A. Kolmychek, E. I. Zhaboev, V. Novikov et al. // Opt. Mat. Express. 2024. V. 14. P. 2419.

Первый синтез и исследование слоистых систем Фибоначчи

В. Д. Жакетов[1,2,3*], Е. Д. Колупаев[1], М. М. Авдеев[1,4], А. Н. Черников[1], Д. А. Татарский[5], Е. С. Антюшин[6], В. Н. Полковников[6], П. А. Юнин[5,6], А. А. Камашев[7], Д. А. Арбузов[7], Н. Н. Гарифьянов[7]

[1]Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио Кюри, 6, Дубна, 141980
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[3]НИУ Высшая школа экономики, ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
[4]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
[5]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603022
[6]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Нижегородская обл., 603087
[7]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029
*zhaketov@nf.jinr.ru

В нейтронной оптике исследуются различного типа слоистые структуры: нейтронные резонаторы с возможностью реализации режима усиленных стоячих нейтронных волн [1–3] и периодические сверхрешётки [4, 5]. Показано, что в периодических слоистых системах с толщинами слоёв порядка корреляционных длин возможна реализация сложных когерентных явлений, например, реализация магнитного сверхпроводника [4], или многослойного гелимагнетика [5]. Актуальным является исследование слоистых систем с дальним порядком, но без периода, называемых слоистыми системами Фибоначчи. Слоистые фотонные кристаллы Фибоначчи давно исследовались и, в частности, в них показана возможность усиления сигналов вторичной фотолюминесценции [6]. Показано, что системы с дальним порядком, но без периодичности, более стабильны, в них возможна реализация более длительного времени жизни квантовых состояний по сравнению с периодическими системами [7]. Такая закономерность известна и в естественных системах, в частности, в филлотаксисе [8]. Теоретически предсказаны нетривиальные явления в слоистых системах Фибоначчи. В работе [9] показано, что в сверхпроводящих цепочках Фибоначчи реализуется последовательно три сверхпроводящих перехода, показаны возможности эффекта Джозефсона в таких цепочках [10]. В работе [11] предсказан эффект аномального магнетосопротивления в слоистых системах Фибоначчи.

Проведены нейтронно-оптические расчёты слоистых систем Фибоначчи. Установлена сходимость коэффициента отражения. Расчёты коэффициента отражения нейтронов для квазипериодической структуры Gd(2 нм)/Nb(25 нм) показали, что, начиная с порядка Фибоначчи F_{10}, дальнейшее увеличение порядка структуры практически не влияет на коэффициент отражения. Это указывает на достижение определённого предела в формировании нейтронно-оптических свойств структуры при увеличении сложности квазипериодического упорядочения. Сравнение коэффициентов отражения нейтронов для квазипериодических, периодических и неупорядоченных структур показало наличие чётко выраженных «квази-брэгговских» пиков в квазипериодической структуре. Это подтверждает наличие дальнего порядка в квазипериодической системе, несмотря на отсутствие строгой периодичности. Проведено исследование влияния поглощения нейтронов. Показано, что при определённых условиях квазикристаллическая структура может поглощать больше нейтронов, чем аналогичная периодическая структура. Синтезированы первые искусственные слоистые кристаллы Фибоначчи типа Co/Pt, Co/Pb, Co/Py для порядка Фибоначчи $F = 10$. Данные XRR и TEM показали высокое качество полученных структур. Получено первое отражение нейтронов от квазипериодической слоистой системы.

1. L. Guasco et al. // Nature Communications. 2022. V. 13, no. 1. P. 1–8.
2. Yu. N. Khaydukov et al. // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2024. V. 21, no. 5. P. 1065–1068.
3. Yu. N. Khaydukov et al. // Phys. Rev. B. 2018. 97, 144511.
4. Yu. N. Khaydukov et al. // Phys. Rev. B. 2019. 99, 140503.
5. D. I. Devyaterikov // Journal of Surface Investigation. 2022. V. 16, no. 5. P. 839–842.
6. Valy Vardeny Z. et al. // Nature Photonics. 2013. V. 7. P. 177–187.
7. Philipp T. Dumitrescu et al. // Nature. 2022. V. 607, 463.
8. Л. С. Левитов // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54, вып. 9. С. 542–545.
9. Quanyong Zhu et al. // Physical Review B. 2025. 112, 134503.
10. Ignacio Sardinero et al. // arXiv:2507.19147 (2025).
11. L. D. Machado et al. // Physical Review B. 2012. 85, 224416.

Эффекты спиновой аккумуляции в магнитосопротивлении нанослоев с сильным спин-орбитальным взаимодействием и наноструктур на их основе

Р. С. Заворницын*, Л. И. Наумова, М. А. Миляев, И. А. Ясюлевич, Н. Г. Бебенин, А. А. Гермизина, И. К. Максимова, Т. П. Криницина, А. Ю. Павлова, Т. А. Чернышова, В. В. Проглядо, В. В. Устинов

Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*zavornitsyn@imp.uran.ru

Использование спин-орбитального крутящего момента (SOT – spin orbit torque) для управления магнитным состоянием наноструктур, которые выступают в качестве функционального материала устройств спинтроники, является энергоэффективным и высокоскоростным методом. SOT возникает вследствие спинового эффекта Холла в гетероструктурах, содержащих смежные слои ферромагнетика и немагнитного металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Протекание электрического тока через тонкие плёнки немагнитных металлов (Pt, Ta, WTa) приводит к генерации поперечного чисто спинового тока и вызывает аккумуляцию электронов проводимости с противоположными спинами на противоположных границах плёнки. Спиновая аккумуляция может быть подавлена внешним магнитным полем, что приводит к увеличению электрического сопротивления металлической плёнки (магнитосопротивление Ханле). Анализ полевых и толщинных зависимостей магнитосопротивления Ханле является информативным методом оценки спинового угла Холла, определяющего эффективность преобразования зарядового тока в спиновый.

В данной работе исследованы гальваномагнитные свойства нанослоев Pt и β-Ta различной толщины (3-57 нм), синтезированных магнетронным напылением. Для анализа полученных зависимостей магнитосопротивления Ханле (рис. 1, *а*) разработана теория размерных эффектов, индуцированных спин-орбитальной связью, в магнитосопротивлении тонких плёнок немагнитных металлов [1]. Произведена оценка минимального значения спинового угла Холла для тонких плёнок Pt и β-Ta [1, 2]. Полученные значения (3,3% и 1,6% для Pt и β-Ta, соответственно) хорошо согласуются с литературными данными. Методом магнетронного напыления изготовлены нанослои $W_{75}Ta_{25}$ (2–57 нм) и спиновые клапаны на их основе. По результатам исследования микроструктуры, морфологии поверхности, измерений электросопротивления и магнитосопротивления плёнок $W_{75}Ta_{25}$ показано, что на начальном этапе роста формируется обладающая гранецентрированной кубической структурой β-фаза $W_{75}Ta_{25}$ [3]. При увеличении толщины появляется и далее превалирует α-$W_{75}Ta_{25}$. Показано, что для наноструктур типа спиновый клапан с буферным слоем $W_{75}Ta_{25}$ наличие в сплаве β-фазы является определяющим фактором для получения таких важных функциональных параметров, как слабый гистерезис свободного слоя и большая величина магнитосопротивления. Найдены режимы магнетронного напыления, которые позволяют осуществить синтез тонких пленок β-$W_{75}Ta_{25}$, обладающих большим значением спинового угла Холла. Реализовано SOT-инициированное переключение магнитного состояния и изменение сопротивления спиновых клапанов на основе β-Ta с планарной магнитной анизотропией (рис. 1, *б*) [4].

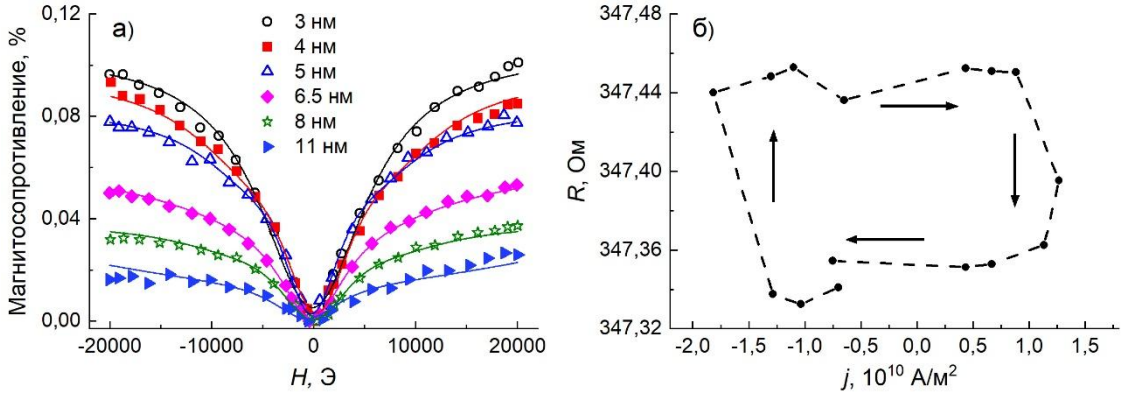


Рис. 1. Полевые зависимости магнитосопротивления Ханле для плёнок платины при T = 83 К (*а*) и токовая зависимость электросопротивления микрообъекта на основе спинового клапана композиции β-Ta/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/FeMn (*б*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-20022.

1. V. Ustinov, L. Naumova, R. Zavornitsyn, I. Yasyulevich et al. // JETP. 2024. V. 165. P. 114–127.
2. L. Naumova, M. Milyaev, R. Zavornitsyn, I. Yasyulevich et al. // Thin Solid Films. 2025. V. 828. P. 140794.
3. L. I. Naumova, R. S. Zavornitsyn, M. A. Milyaev, A. A. Germizina et al. // PMM. 2025. V. 126. P. 745–753.
4. А. А. Гермизина, Л. И. Наумова, М. А. Миляев, Р. С. Заворницын и др. // ФММ – принята к публикации.

Получение калиброванных магнитных наночастиц и возможности их применения в медицине

Д. Л. Загорский[1*], И. М. Долуденко[1], С. О. Комарова[2], Д. Р. Хайретдинова[1,3], В. Е. Архипов[3], Т. В. Букреева[1], Л. В. Панина[3]

[1]НИЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, Москва, 123182
[2]СПбГ ЭТУ ЛЭТИ, ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197002
[3] МИСиС, просп. Ленинский, 4, стр. 1, Москва, 119049
*dzagorskiy@gmail.com

Нанопроволоки (НП), получаемые методом матричного синтеза, имеют широкий спектр возможных применений. Одной из возможностей является изготовление микро- и наноразмерных магнитных частиц определённой геометрии (заданного размера и формы). Настоящее исследование посвящено двум направлениям работ с этими объектами.

Частицы для адресной доставки лекарств. Предложен способ получения цилиндрических магнитных наночастиц (ЦМНЧ) с заданным размером. С этой целью слоевые НП Ni/Cu, состоящие из чередующихся слоёв магнитного и немагнитного материала, после приготовления подвергаются селективному травлению: травитель удаляет медные слои, в результате чего получаются отдельные частицы из магнитного материала – никеля. Геометрия последних определяется диаметром пор и длиной никелевых слоёв в НП и может варьироваться в широких пределах [1].

После получения ЦМНЧ должна быть преодолена их агрегация (слипание) – оптимальным способом решения этой задачи является обработка суспензии из ЦМНЧ во вращающемся магнитном поле [2]. Затем ЦМНЧ вводятся в оболочку полиэлектролитной капсулы и могут быть использованы для адресной доставки лекарств. Но основной целью является разрыв оболочки вышеупомянутой транспортной капсулы. Ожидается, что колебания или вращения вытянутых ЦМНЧ, возникшие при приложении внешнего переменного магнитного поля, могут приводить к вскрытию капсулы. Последнее необходимо для выделения лекарства в нужном месте и в нужный момент.

НП для гипертермии. Другим направлением потенциального медицинского применения является создание частиц для контролируемого локального нагрева – гипертермии. По результатам предварительных экспериментов был выбран состав НП – $Fe_{0,92}$ $Co_{0,08}$ Показано, что для массива НП данного состава намагниченность насыщения увеличивается (по сравнению, например с оксидами железа, традиционно используемыми в гипертермии), а коэрцитивная сила сравнительно невелика. Необходимость последнего определяется запретом использования больших магнитных полей в медицине. В целом достаточно большая площадь определяет гистерезисные потери, и, соответственно, нагрев. Из вышеуказанного состава были синтезированы образцы с НП различного диаметра (65 и 100 нм) и длины (от 1 до 4 мкм). На образцах (массив НП в полимерной матрице) был изучен эффект гипертермии. На первом этапе эффект нагрева массива нанопроволок исследовался без выделения частиц из ростовой полимерной матрицы. Во всех случаях кривая нагрева имеет чёткий участок подъема температуры, по достижении определённой температуры наблюдался участок стабилизации температуры. Причём величина этой температуры однозначно коррелировала с размерами НП в массиве.

В обоих описанных случаях основными преимуществами предлагаемых магнитных частиц, полученных методом матричного синтеза, является калиброванность их размеров, что позволяет точнее задавать как механический момент, так и величину нагрева.

Работы по синтезу и аттестации НП и образцов с НП, по инкапсуляции ЦМНЧ проведены в рамках Госзадания НИЦ «Курчатовский институт». Работы по гипертермии и изучению магнитных свойств проведены в МИСиС (при поддержке гранта РНФ № 21-72-20158) и в ЛЭТИ.

1. И. М. Долуденко и др. // Журнал технической физики. 2020. Т. 90, вып. 9.
2. И. М. Долуденко, Д. З. Хайретдинова и др. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2023. Т. 87, № 3. С. 321.

Применение магнитных нанопроволок для генерации и поляризации ТГц-излучения

Д. Л. Загорский[1], И. М. Долуденко[1], С. Г. Чигарев[2], Е. А. Вилков[2], Г. В. Горохов[3], А. В. Мельников[3], В. М. Каневский[1], А. Э. Муслимов[1]

[1]НИЦ «Курчатовский институт», Ленинский просп., 59, Москва, 119991, Россия
[2]Фрязинский филиал ИРЭ РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, МО, 141190, Россия
[3]НИИ ядерных проблем БГУ, ул. Бобруйская, 11, Минск, 220006, Беларусь

Для образцов с массивами нанопроволок (НП), полученных методом матричного синтеза на основе трековых мембран (ОИЯИ, г. Дубна), исследованы два направления возможных применений – генерация и поляризация излучения терагерцовой (ТГц) частоты.

Генерация: НП из двух частей (например, пермаллой/пермендюр) были использованы для генерации электромагнитного излучения. Показано, что протекание тока через образец – из массива слоевых НП, включающих гетеропереходы между слоями из различных магнитных металлов, приводит к возникновению излучения ТГц-частоты. Пороговый характер возникновения генерации и скорость нарастания интенсивности сигнала позволяет отличить возникающее излучение от теплового. Деградация контактного слоя показала неэффективность источника со сплошными планарными контактными слоями; в то же время обнаруженная слабая зависимость интенсивности сигнала от угла детектирования позволила разработать стабильный источник в виде излучателя с чередующимися контактными полосками на поверхности. Обнаружен эффект «конкуренции» теплового и динамического излучения. Рассмотрена схема инжекции спин-поляризованного тока между соседними слоями. Расчёты показали, что интенсивность и частота сигнала зависят от угла разориентировки векторов намагниченности соседних слоёв и спиновой поляризации этих слоёв.

Пропускание поляризованного излучения. Обнаружено пассивное воздействие массива из ориентированных НП на проходящее электромагнитное излучение. Синтезированы образцы с тремя типами ориентации (направления) гомогенных НП из пермаллоя: НП строго перпендикулярны поверхности; все НП наклонены в одной плоскости и под одним углом, и образец с наклоном НП в одной плоскости, но в разных направлениях (разброс наклонов). Образцы последнего типа были синтезированы в вариантах с различной длиной НП. Эффект изменения коэффициента пропускания сигнала (Т) при вращении образца для первого типа образцов не обнаружен. Для образцов с наклоном НП обнаружен эффект зависимости Т от ориентации направления поляризации электромагнитного излучения по отношению к наклону НП в массиве. Однако этот эффект сильно различается – для образцов с разнонаклонными НП он примерно на порядок выше, чем для «однонаклонных». Объяснением этого может быть то, что для разнонаклонных НП достаточной длины возникает сеть пересечений соседних НП (перколяция), приводящая к усилению электромагнитного отклика (соответственно, уменьшению Т). Это подтверждается зависимостью эффекта от длины НП. Также показано, что развитие перколяционной сети приводит к подавлению частотной дисперсии Т.

Можно предложить два направления применений – активное (источник) и пассивное (поляризатор).

Работа по получению и аттестации образцов выполнена в рамках Госзадания НИЦ «Курчатовский Институт», работа по исследованию генерации ТГц проведена в рамках ГЗ ФИРЭ FFWZ-2022-0016, работа по поляризации ТГц поддержана грантом Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований № Ф24М-013.

Механизмы взаимодействия в многоуровневых ферромагнитных пленках вида CoPd/немагнитный материал

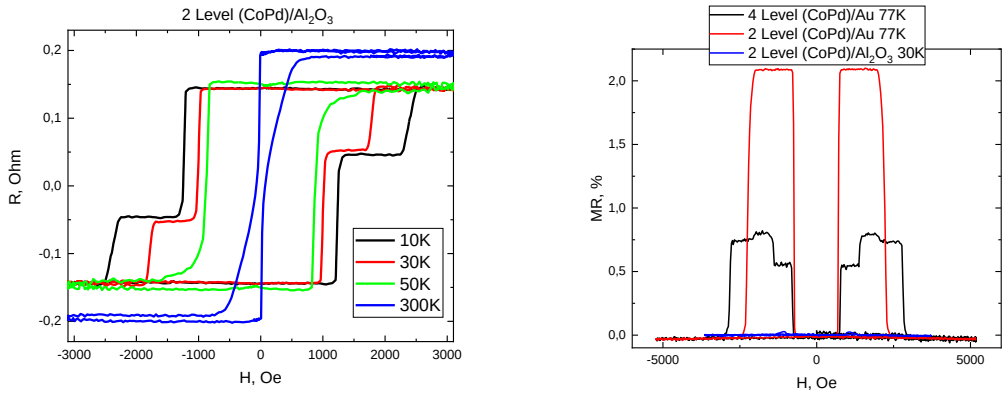
А. В. Здоровейщев*, Д. А. Здоровейщев, М. В. Дорохин, Д. А. Татарский, И. Л. Калентьева

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, к. 3, Нижний Новгород, 603022
*zdorovei@nifti.unn.ru

Тенденция к многократному увеличению объёма цифровой информации требует развития технологии энергонезависимой памяти. Существующие методы повышения плотности записи в уже ставших классическими устройствах хранения информации (SSD, HDD, DVD и др.) близки к своему теоретическому пределу. Поэтому становится актуальной задача поиска новых материалов/сред хранения информации и конструкций на их основе. Важнейшими для применения в устройствах памяти особенностями магнитных плёнок являются: наличие перпендикулярной магнитной анизотропии, малая толщина, устойчивость к коррозии и мелкая доменная структура. Всеми этими качествами обладают плёнки сплавов вида ферромагнетик/тяжёлый металл, например, CoPd, CoPt, FePt и др. С целью еще большего увеличения плотности записи информации в конструкциях на основе данных материалов было предложено использовать многоуровневые ферромагнитные плёнки, у которых ферромагнитные уровни разделялись немагнитными прослойками нормального металла [1, 2].

Исследуемые в данной работе многослойные плёнки были сформированы методом электронно-лучевого попеременного испарения мишеней из высокочистых материалов в высоком вакууме [3] и представляли собой плёнки сплава $[Co(3Å)/Pd(5Å)]_6$, разделённые немагнитными прослойками золота или оксида алюминия толщиной 50 Å. Ранее нами было обнаружено, что магнитополевые зависимости сопротивления Холла таких многоуровневых пленок имеют ступенчатый вид, а намагниченность может иметь до восьми устойчивых состояний [2]. В настоящей работе были исследованы температурные зависимости эффекта Холла, измеренного методом ван дер Пау, и магнитосопротивления многоуровневых плёнок с различным типом немагнитного разделителя.

Обнаружено, что для структуры с диэлектрическим разделителем (Al_2O_3) ступенчатый вид зависимости эффекта Холла наблюдается при температурах ниже 50 К (рис. 1, *а*), тогда как в случае металлического разделителя (Au) эффект наблюдается вплоть до комнатной температуры. При исследовании магнитополевой зависимости магнитосопротивления (рис. 1, *б*) обнаружено, что в случае металлического разделителя наблюдается эффект гигантского магнитосопротивления (красная и чёрная кривые), в случае диэлектрической прослойки (синяя кривая) наблюдается незначительное анизотропное магнитосопротивление. По нашему мнению, ступенчатый вид намагниченности данных плёнок объясняется намагничиванием различных доменных систем, которые наблюдаются в них: доменные системы, формирующимся в каждом уровне независимо один от другого, и связанные доменные системы, распространяющиеся на несколько ферромагнитных уровней (их количество зависит от количества магнитных уровней). В работе обсуждаются механизмы появления таких доменных систем.



а *б*

Рис. 1. Температурная зависимость эффекта Холла для двухуровневой плёнки $(CoPd)/Al_2O_3$ (*а*), зависимости магнитосопротивления для многоуровневых плёнок (CoPd)/Au и $(CoPd)/Al_2O_3$ (*б*)

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-29-01607).

1. P. Tozman, S. Isogami, I. Suzuki et al. // Acta Materialia. 2024. V. 271. P. 119869.
2. А. В. Здоровейщев, М. В. Дорохин, Д. А. Здоровейщев и др. // Труды XXVIII Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». 2024. Т. 1. С. 243.
3. А. В. Здоровейщев, М. В. Дорохин, О. В. Вихрова и др. // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 2186.

Получение и свойства слоёв разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs, легированного атомами азота

Д. А. Здоровейщев[1]*, О. В. Вихрова[1], Ю. А. Данилов[1], Ю. А. Дудин[1], М. Н. Дроздов[2], А. В. Здоровейщев[1], В. П. Лесников[1], А. Е. Парафин[2], П. А. Юнин[2], Р. И. Баталов[3], В. Ф. Валеев[3], В. И. Нуждин[3]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[3]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ «Казанский научный центр РАН», ул. Лобачевского, 2/31, Казань, 420029
*danielzdoroveishev@yandex.ru

В настоящее время ведутся поиски способов модификации свойств арсенида галлия, которые смогли бы расширить круг его применений в полупроводниковой электронике. Одним из таких способов может выступать легирование изовалентными мышьяку примесями, например, висмутом или азотом. Введение таких примесей приводит к существенному изменению свойств арсенида галлия. Так, сообщается об уменьшении ширины запрещенной зоны при введении небольших концентраций азота [1]. Также известно о влиянии изовалентных примесей на свойства разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs – одного из перспективных материалов полупроводниковой спинтроники [2, 3].

В данной работе экспериментальные структуры были получены с использованием двух методик. Первая методика включала импульсное лазерное нанесение (ИЛН) в вакууме структур GaMnAs/GaAs с последующей ионной имплантацией азота в этот слой. Вторая методика включала использование только метода ионной имплантации. Структуры GaAs:Mn были получены путем облучения подложки i-GaAs ионами Mn. Затем образцы GaAs:Mn и i-GaAs дополнительно облучались азотом. Для устранения дефектов и электрической активации марганца структуры подвергались импульсному лазерному отжигу (ИЛО) импульсом эксимерного KrF-лазера с варьируемой плотностью энергии в импульсе. На полученных структурах исследовались магнитополевые зависимости эффекта Холла (ЭХ) и магнитосопротивления (МС) в диапазоне температур 7–300 К. Оптические свойства полученных структур исследовались помощью спектроскопии пропускания и отражения. Проведён рентгеноструктурный анализ образцов GaAs:N. Профили распределения азота по глубине структур GaAs:N были получены методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС).

В работе показано, что структуры GaMnAs:N, вне зависимости от методики синтеза, являются ферромагнитными, для которых температура Кюри зависит от дозы облучения азотом. Дозовая зависимость точки Кюри, определённая по температурным зависимостям удельного сопротивления, ферромагнитного перехода для экспериментальных образцов приведена на рис. 1. Кроме того, легирование азотом приводит к изменению магнитной анизотропии в GaMnAs, изменяется форма магнитного гистерезиса и МС, что согласуется с данными [3]. Структурные исследования GaAs:N после ИЛО показывают, что в имплантированном слое формируется твердый раствор GaN_xAs_{1-x}, о чём свидетельствует появление дополнительного дифракционного максимума, соответствующего слою с измененным параметром решётки.

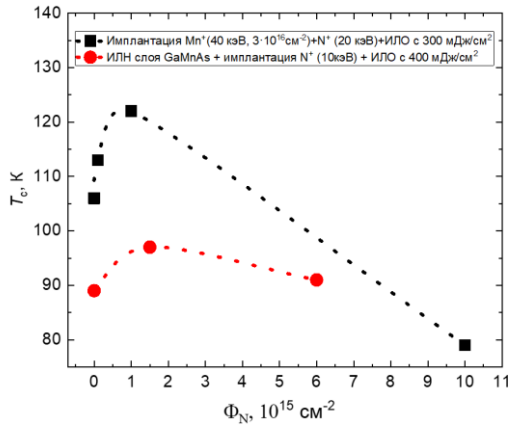


Рис. 1. Дозовая зависимость точки Кюри для образцов (Ga,Mn)As:N, полученных различными методами

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (проект № 24-79-00065).

1. A. R. Mohmad et al. // Phys. Status Solidi B. 2014. V. 251, no. 6. P. 1276.
2. T. Andrearczyk et al. // Materials. 2020. V. 13, no. 23. N. 5507.
3. T. Manago, H. Akinaga // Jap. J. Appl. Phys. 2008. V. 47, no. 8. P. 6297.

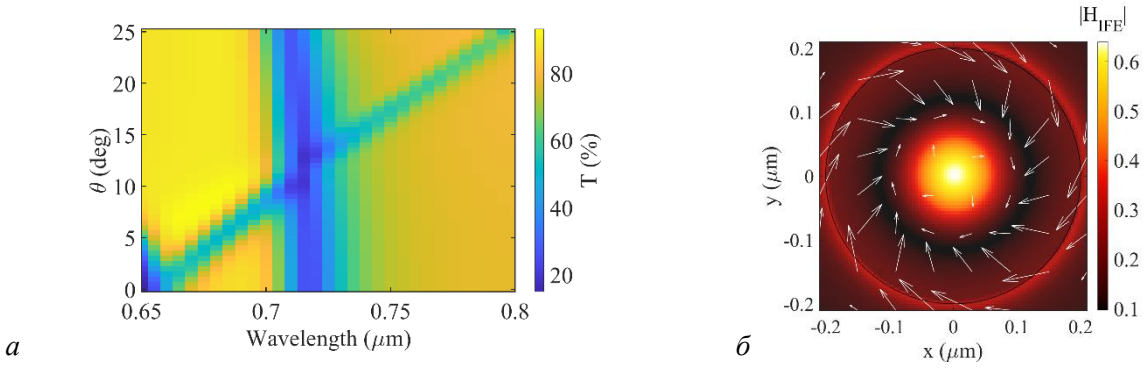
Обратный эффект Фарадея в магнитных нанодисках, индуцированный Ми-резонансами

П. В. Зорина[1,2]*, Д. М. Кричевский[1,3], Д. О. Игнатьева[1,3], В. И. Белотелов[1,3]

[1]Российский квантовый центр, Сколково, Москва, 121353
[2]Московский физико-технический институт (МФТИ), Долгопрудный, 141700
[3]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991
*p.zorina@rqc.ru

Современная нанофотоника открывает возможности управления магнитным порядком на субволновых масштабах посредством оптических эффектов, таких как обратный эффект Фарадея (ОЭФ) [1]. В отличие от гладких плёнок, где эффективное поле $\propto \mathrm{Im}(E \times E^*)$ остаётся однородным и направлено вдоль волнового вектора, наноструктурирование приводит к появлению сложных, знакопеременных и вихревых конфигураций этого поля. Наиболее выраженно такие эффекты проявляются при возбуждении локализованных резонансных мод, прежде всего Ми-мод [2], которые формируют пространственную неоднородность и вихревую структуру электрического поля внутри наночастицы. Для сфер Bi:IG показано, что различные порядки магнитных и электрических Ми-мод создают характерные вихревые структуры поля ОЭФ и служат источниками стоячих спиновых волн субмикронного масштаба [3]. Сферическая геометрия удобна для теоретического анализа Ми-мод благодаря точному решению задачи рассеяния, однако труднореализуема в эксперименте, поскольку изолированные наносферы невозможно стабильно размещать на подложке. Поэтому для оптических измерений необходима планарная опора, и нанодиски выступают технологически доступным аналогом сферы, сохраняя характер Ми-мод при совместимости с плоскими структурами.

В данной работе рассматриваются массивы нанодисков из висмут-замещённого железо-иттриевого граната толщиной 125 нм и радиусом 200 нм с периодом 420 нм на стеклянной подложке. Такая геометрия поддерживает локализованные Ми-резонансы, оставаясь при этом полностью воспроизводимой и пригодной для экспериментальных реализаций.



а *б*

Рис. 1. Спектр пропускания структуры в зависимости от угла падения света (*а*) и распределение модуля эффективного поля (цвет), где стрелками показаны поперечные компоненты H_X^{IFE} и H_Y^{IFE} (*б*)

Расчёт спектров показывает наличие выраженной Ми (ED) моды в области 720 нм, причём её положение не зависит от угла падения (рис. 1, *а*), что является характерным признаком именно локализованного Ми-резонанса, а не мод решётки или волноводных мод. На резонансной длине волны рассчитанное распределение эффективного поля обратного эффекта Фарадея демонстрирует ярко выраженный максимум в центре нанодиска и характерное вихревое вращение поперечных компонент эффективного поля H_X^{IFE} и H_Y^{IFE} (рис. 1, *б*). Это формирует локальные источники спиновой динамики субволнового масштаба.

Таким образом, переход от идеализированных сфер к технологичным массивам нанодисков позволяет перенести предсказанные вихревые структуры обратного эффекта Фарадея в экспериментально доступную форму. Это открывает возможность полностью оптического управления магнитным состоянием в планарных нанофотонных структурах и подтверждает, что магнитные нанодиски из Bi:IG являются перспективной платформой для компактных оптомагнонных устройств и реализации топологических режимов возбуждения спиновых волн.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00253.

1. L. P. Pitaevskii. Electric forces in a transparent medium with dispersion // JETP. 1960. Letters, **39**, 1450.
2. Kuznetsov A. I. et al. Optically resonant dielectric nanostructures // Science. 2016. **354**, aag2472.
3. Krichevsky D. M., Ignatyeva D. O., Belotelov V. I. Inverse Faraday effect at Mie resonances // Physical Review Applied. 2024. V. 22, no. 6. P. 064087.

Микромагнитное моделирование ансамблей типа «разбавленный магнетик» на основе стохастического уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта в приближении среднего поля

П. В. Харитонский, Н. А. Иванов*, К. Г. Гареев

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. Профессора Попова, 5, лит. Ф, Санкт-Петербург, 197022
*kellkubrick@gmail.com

Современные методы микромагнитного моделирования сталкиваются с серьёзными ограничениями при моделировании крупных ансамблей магнитных наночастиц. Основной вычислительной проблемой является учёт межчастичных дипольных взаимодействий. Традиционный подход, основанный на прямом вычислении диполь-дипольных взаимодействий между всеми парами частиц, имеет квадратичную вычислительную сложность $O(N^2)$, что делает его практически неприменимым для реальных систем [1]. Методы ускорения, такие как быстрые мультипольные алгоритмы (FMM) [2] и методы на основе быстрого преобразования Фурье (FFT) [3], хотя и снижают сложность до $O(N\log N)$ или $O(N)$, оказываются неэффективны при моделировании разбавленных ансамблей с распределением по размерам и смешанными магнитными состояниями. В разбавленных системах с полидисперсностью частиц и наличием суперпарамагнитных и заблокированных компонент FMM требует сложной реализации для учёта различных магнитных состояний, а FFT неэффективен из-за необходимости заполнения пустых областей вычислительной сетки.

Предлагается альтернативный подход, основанный на стохастическом уравнении Ландау – Лифшица – Гильберта [4]:

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\mathbf{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\mathrm{d}\mathbf{M}}{\mathrm{d}t} + \mathbf{H}_{\mathbf{th}},$$

где $\mathbf{M}$ – вектор намагниченности частицы, $\mathbf{H}_{\mathbf{eff}}$ – эффективное поле, действующее на частицу, γ – гиромагнитное отношение, α – параметр затухания Гильберта, $\mathbf{H}_{\mathbf{th}}$ – тепловое поле, статистические свойства которого определяются температурой, объёмом частицы и коэффициентом демпфирования.

Для эффективного описания межчастичных диполь-дипольных взаимодействий использовано приближение среднего поля, предложенное в работе [5]. Оно основано на статистическом описании распределения случайных полей диполь-дипольного взаимодействия с использованием разложения в ряд Грама – Шарлье через полиномы Белла. Данный метод позволяет аналитически вычислять моменты распределения взаимодействий, что обеспечивает линейную вычислительную сложность $O(N)$ и подходит для моделирования разбавленных систем.

Численная реализация предложенного подхода осуществляется на основе фреймворка Mumax[3] с модификацией вычисления эффективного поля. Ключевой модификацией является замена FFT-расчета дипольных полей на статистическую модель среднего поля [5].

Предложенный подход позволяет моделировать многочастичные системы, что открывает возможности для прямого расчёта магнитных характеристик разбавленных магнетиков с учётом реального распределения зёрен по размерам. Результаты имеют значение для интерпретации измерений восприимчивости при различных частотах и разработки магнитных наноматериалов с заданными свойствами.

1. А. В. Изотов, Б. А. Беляев, М. М. Валиханов, С. В. Поленга, А. В. Стефанюк // Вычислительные методы и программирование. 2012. Т. 13, вып. 4. С. 551–558.
2. Е. В. Зипунова, А. В. Иванов // Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша. 2018. № 140. 19 с.
3. H. H. Long, E. T. Ong, Z. J. Liu and E. P. Li // IEEE Transactions on Magnetics. 2006. V. 42, iss. 2. P. 295–300.
4. T. L. Gilbert // IEEE Transactions on Magnetics. 2004. V. 40, iss. 6. P. 3443–3449.
5. P. V. Kharitonskii, E. A. Setrov, A. Yu. Ralin // Materials Physics and Mechanics. 2024. V. 52, iss. 2. P. 142–150.

Некоторые возможности использования магнитных наноносителей в терапии онкологии

Л. П. Ичкитидзе[1,2]*, М. В. Белодедов[3], Л. С. Чхартишвили[4,5], А. Ю. Герасименко[1,2], В. Д. Телышев[1,2], С. В. Селищев[1]

[1]Институт медицинских систем, Национальный исследовательский университет Московский институт электронной техники, Зеленоград, МИЭТ, площадь Шокина,1, Москва, 124498, Россия
[2]Институт бионических технологий и инжиниринга, Первый Московский государственный медицинский университет им. И. М. Сеченова, ул. Трубецкая, 8, стр. 2, Москва, 119991, Россия
[3]МГТУ им. Н. Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1, Москва, 105005, Россия
[4]Департамент инженерной физики, Грузинский технический университет, Тбилиси, Грузия
[5]Лаборатория полупроводниковых и порошковых композиционных материалов, Институт металлургии и материаловедения им. Ф. Н. Тавадзе, Тбилиси, Грузия
*leo852@inbox.ru; ichkitidze_l_p@staff.sechenov.ru

Известно, что наноносители в виде магнитных наночастиц (МНЧ) обладают значительным потенциалом в тераностике онкологии, однако их эффективность зависит от многих факторов, и в первую очередь от точности их доставки и локализации в очагах патологии (ткани опухоли, метастазы, лимфатические узлы и др.) [1]. Например, МНЧ могут служить основой многофункциональных тераностических наноносителей для магнитной гипертермии (МГТ) или бор-нейтронозахватной терапии (БНЗТ) [2].

В качестве многофункциональных магнитных наноносителей преимущественно используются МНЧ ферримагнитного оксида железа – магнетит Fe_3O_4 [3]. Такой большой интерес к МНЧ Fe_3O_4 обусловлен тем обстоятельством, что они проявляют низкую токсичность и приемлемую намагниченность, а также они одобрены регулирующими органами FDA (Food and Drug Administration, США) и EMA (European Medicines Agency, Евросоюз). В этом плане наноносители МНЧ на основе Fe_3O_4 заметно превосходят оптические наноносители, используемые в онкологи.

В настоящей работе кратко описываются некоторые возможности использования магнитных наноносителей, содержащих МНЧ Fe_3O_4, в двух методах лечения онкологических заболеваний: магнитной гипертермии и бор-нейтронозахватной терапии.

Некоторые возможности МГТ в онкологии можно отразить в следующих предложениях:

- Локальное повышение температуры (в диапазон 42÷47 °C) клеток под действием внешнего переменного магнитного поля зависит от многих параметров МНЧ Fe_3O_4, включая размеры (5÷1000 нм), формы (сферическая, стержневая, дисковая), толщину, типы материала покрытия и величины намагниченности насыщения.
- Намагниченность насыщения наночастиц напрямую влияет на нагрев тканей под действием переменного магнитного поля. Температурный прирост существенно увеличивается с возрастанием частоты переменного магнитного поля и при наложении постоянного магнитного поля.
- Однородное распределение МНЧ внутри клетки даёт переоцененное значение удельной мощности потерь в клетке [4].

Некоторые возможности БНЗТ в онкологии можно отразить в следующих предложениях:

- БНЗТ особенно эффективен в борьбе с многоморфной глиобластомой: когнитивная деградация больного отсутствует, пятилетняя выживаемость достигает ≈ 50 %, что значительно превосходит это значение в традиционной медикаментозной терапии ≤ 3%.
- Для достижение терапевтического эффекта достаточно 1–2 сеансов БНЗТ, тогда как курс традиционной лучевой терапии требует проведения около 30 сеансов. Значительное преимущество БНЗТ проявляется при лечении рецидивов рака, метастазов и поражения головного мозга, когда онкологические и здоровые клетки находятся в тесном контакте.
- Для повышения эффективности БНЗТ концентрация атомов ^{10}B в клетках опухоли должна в 3 или более раз превышать концентрацию в соседних здоровых клетках. Поэтому важной является задача увеличения точности локации наноносителя в опухоли, содержащей МНЧ Fe_3O_4 и композит, содержащий атомы ^{10}B.

С учетом положительных моментов МГТ и БНЗТ по сравнению с традиционным методами лечения онкологии, а также в свете решения некоторых их проблем, рассмотренные методы имеют высокий потенциал активного внедрения в клиническую практику.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (Проект FSMR-2024-0003).

1. Zeinali R. et al. // International Journal of Nanomedicine. 2025. V. 20. P. 2217–2262.
2. Li X. et al. // Cancer Nano. 2025. V. 16. Art. 25.
3. Jacinto C. et al. // Nanoscale Adv. 2025. V. 7, no. 10. P. 2818–2886.
4. Pawar S. et al. // Front Therm Eng. 2025. V. 5. Art. 1520951.

Электропроводящие композитные наноматериалы, содержащие в качестве наполнителя многостенные углеродные нанотрубки

Л. П. Ичкитидзе[1,2]*, К. Д. Ефремова[1,2], А. Ю. Герасименко[1,2], Д. В. Телышев[1,2], С. В. Селищев[1]

[1]Институт медицинских систем, Национальный исследовательский университет Московский институт электронной техники, Зеленоград, МИЭТ, площадь Шокина,1, Москва, 124498
[2]Институт бионических технологий и инжиниринга, Первый Московский государственный медицинский университет им. И. М. Сеченова, ул. Трубецкая, 8, стр. 2, Москва, 119991
* leo852@inbox.ru; ichkitidze_l_p@staff.sechenov.ru

Углеродные нанотрубки (УНТ), обладающие уникальными физико-химическими свойствами, играют роль основного проводящего компонента в полимерных композитных материалах. Формирование перколяционной сети в полимерной матрице приводит к улучшению электронного транспорта и снижению контактного сопротивления между отдельными УНТ. Известно, что даже при концентрации менее 2 мас. % происходит формирование непрерывных токопроводящих каналов (кластеров), что позволяет достичь высоких значений электропроводности, сохраняя при этом гибкость и прочность материала. В связи с этим возникает необходимость контроля распределения и ориентации УНТ для улучшения электропроводящих и механических характеристик, а также анализа токсикологических аспектов их применения в медицинских устройствах – от гибкой электроники до биосенсоров и биоэлектроники [1]. Особое внимание следует уделять созданию композитных наноматериалов, которые могут применяться как в жидком виде с электропроводимостью, близкой к электропроводности спинномозговой жидкости (СМЖ) человека ~ 14÷18 мСм/см, так и в твёрдом состоянии – для стабильных и долговечных *in vivo* биоэлектродов и нейроинтерфейсов [2].

В настоящей работе исследованы композитные суспензионные и сухие наноматериалы, включающие биосовместимый полимер и многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ) с электропроводностью, приближенной к диапазону удельной электропроводности σ спинномозговой жидкости человека. Проведена оценка возможности их использования в разработке нейроэлектродов и других медицинских изделий.

Объектами исследования служили композитные наноматериалы на основе матрицы из микрокристаллической целлюлозы (МКЦ) или акриловой эмульсии (АЭ) с наполнителем МУНТ (~0,8–1,0 wt. %). Особое внимание уделено влиянию ультразвуковой обработки суспензиии и применению поверхностно-активных веществ (ПАВ). Методами динамического светорассеяния и видимой спектроскопии проводились анализы распределения МУНТ и их агрегатов по размерам. Установлено, что применение ПАВ (дезоксихолата натрия) в соответствии с ультразвуковой обработкой значительно повышает гомогенность суспензии и её удельную электропроводность.

Композитные суспензионные образцы АЭ//МУНТ в диапазоне температур $T \approx 24$–44 °C показали значения удельной электропроводности $\sigma \sim 3$–7 мСм/см и температурный коэффициент изменения электропроводности $\alpha_\sigma \sim 1{,}1$ % / °C, что близко к значениям СМЖ человека (~1,6 % / °C [3]).

Сухие композитные образцы МКЦ//МУНТ имели значения $\sigma \sim 60$ мСм/см, значительно превосходящие удельную электропроводность ($< 10^{-7}$ С/см) сухих образцов, не содержащих МУНТ. Сухие образцыАЭ//МУНТ показали приемлемые характеристики: практическое безгистерезисное изменение электропроводности от температуры ($\sigma \sim 20$ мСм/см, $\alpha_\sigma \sim 0{,}5$ % / °C), устойчивость к воздействию влаги, гибкость. Все образцы (суспензионные или сухие) имели полупроводниковый тип проводимости ($\alpha_\sigma > 0$).

Отмечен высокий потенциал исследованных композитных наноматериалов. В частности, суспензионные наноматериалы могут служить фантомами СМЖ, а сухие электропроводящие наноматериалы могут быть использованы в различных направлениях: гибкая электроника, медицинские изделия, в том числе нейроэлектроды для применения *in vivo*.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (Проект FSMR-2024-0003).

1. B. O. Murjani, P. S. Kadu, M. Bansod, S. S.Vaidya, M. D. Yadav et al. // Carbon Letters. 2022. V. 32(5). P. 1207–1226.
2. X. Cui, L.Wu, C. Zhang and Z. Li. // Advanced Science. 2025. V. 12(24). 2412044.
3. W. Wang, J. Guo, W. Li, S. Bai et al. // Lecture Notes in Electrical Engineering 1048. Editors:Qingxin Yang, Xuzhu Dong, Weiming Ma. The proceedings of the 10th Frontier Academic Forum of Electrical Engineering (FAFEE2022). V. I. P. 589–593.

Рост плёнок магнитного топологического изолятора $(MnTe)_x(Bi_2Te_3)_y$ методом МЛЭ

Д. В. Ищенко[1], С. П. Супрун[1], Е. Д. Кырова[1,2], Е. В. Федосенко[1], В. А. Голяшов[1,3], Н. П. Степина[1], А. С. Сухих[4], О. Е. Терещенко[1,3]

[1]Институт физики полупроводников СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский Государственный технический университет, просп. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073
[3] Новосибирский Государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090
[4] Институт неорганической химии СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090
*ischenkod@isp.nsc.ru

Введение магнитных примесей в топологические изоляторы (ТИ) приводит к появлению новых свойств, таких как квантовый аномальный эффект Холла [1] и аксионный изолятор [2]. В 2013 г. был синтезирован Bi_2MnTe_4 (ВМТ), в котором атомы MnTe встраиваются в решётку Bi_2Te_3, образуют структуру, состоящую из чередующихся ковалентно-связанных семи-слоёв (SL) Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te, между собой эти слои связаны ван-дер-ваальсовой связью. При этом магнитные моменты каждого слоя Mn направлены в противоположные стороны (антиферромагнитно) с ориентацией вне плоскости (out-of-plane), поэтому свойства материала характеризуются количеством таких SL. Так, если количество SL равно одному, то это – тривиальный изолятор, если количество нечётное, то это изолятор Черна, если чётное – аксионный изолятор.

Поскольку свойства этого материала критически зависят от толщины, получение тонких плёнок с требуемой геометрией является актуальной проблемой.

В данной работе плёнки МВТ были выращены на подложках Si(111) методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температурах $T_{подл} \approx 320 – 370$ °C. В качестве источников использовались элементные Mn, Te и бинарное соединение Bi_2Te_3. Скорость роста, контролируемая *in situ* кварцевым датчиком, составляла $\upsilon \approx 4$ Å/мин; качество кристаллической структуры поддерживалось дифракцией быстрых электронов на отражение. Толщина плёнок, которая была определена по измерениям *ex situ* методом атомно-силовой микроскопии (АСМ), составляла от 10 до 50 нм. Состав плёнок контролировался методом ренгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), структура плёнок – энергодисперсионной рентгеновской спектроскопией (ЭДА).

В работе приводятся данные АСМ, РФЭС и ЭДА для плёнок, выращенных при различных технологических параметрах. Например, на рис. 1 приведены спектры ЭДА для двух плёнок с составом, близким к Bi_2MnTe_4 (сплошная линия), и с обогащением по марганцу (полые круги). Видно, что существует не только дополнительный пик, характерный для решётки MnTe, но и смещение как в одну, так и в другую сторону относительно положений пиков Bi_2MnTe_4 (пунктирная вертикальная линия), что говорит о наличии напряжений в плёнке. Также для описания спектров РФЭС-плёнок с избытком марганца требуется ввести дополнительный пик с $E_b \approx 639{,}9$ эВ, который в литературе называют субтеллуровым, т. е. Mn_2Te [3].

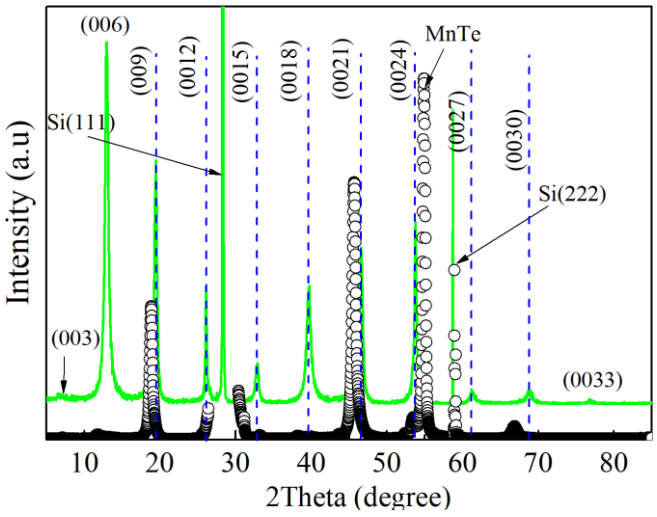


Рис. 1. Спектры рентгеновской дифракции плёнок МВТ, полученных при различных технологических параметрах

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ № 25-62-00004.

1. C.-Z. Chang et al. // Science. 2013. V. 340. P. 167–170. 10.1126/science. 1234414.
2. M. Mogi, M. Kawamura et al. // Nat Mater. 2017. V. 16(5). P. 516–521.
3. F. Jiao et al. // Jour. of Supercun. & Novel Mang. 2021. V. 34. P. 1485–1493. 10.1007/s10948-021-05821-1.

Изучение режимов работы спинового светодиода с модуляцией интенсивности при комнатной температуре

И. Л. Калентьева*, М. В. Ведь, М. В. Дорохин, А. В. Здоровейщев, П. Б. Демина

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского ННГУ, просп. Гагарина, 23, к. 3, Нижний Новгород, 603950
*istery@rambler.ru

Светоизлучающие диоды являются важными элементами оптоэлектроники благодаря компактности, энергоэффективности и способности излучать свет в широком диапазоне длин волн. При протекании тока через светодиод происходит рекомбинация носителей заряда с испусканием излучения. Длина волны такого излучения определяется энергией уровней электронов и дырок, участвующих в излучательной рекомбинации. С учётом растущих требований к скорости и объёму передаваемой информации актуальной задачей является усовершенствование светоизлучающих диодов.

В настоящей работе исследована гибридная структура, представляющая собой последовательное соединение светоизлучающего диода и магниторезистивного элемента. Изменение сопротивления магниторезистивного элемента во внешнем магнитном поле обеспечивает изменение интенсивности последовательно включённого светоизлучающего диода, что может быть использовано для бинарного кодирования информации. Впервые конструкция магниторезистивного светоизлучающего диода была предложена в работе [1], там же была продемонстрирована работоспособность прибора при криогенных температурах. В работе [2] рассмотрена модификация магниторезистивного светоизлучающего диода путём замены инжекционного контакта на основе Au на ферромагнитный (CoPd), в результате чего была показана возможность управления не только интенсивностью электролюминесценции (ЭЛ), но и степенью циркулярной поляризации в результате явления спиновой инжекции (также при криогенных температурах). В настоящей работе выполнена оптимизация интегральной структуры относительно представленной в работе [1] конструкции с целью повышения рабочей температуры вплоть до комнатной.

Образцы представляют собой плёночную интегральную схему, состоящую из последовательно соединенных светоизлучающего диода с барьером Шоттки и магниторезистивного элемента. Первая часть сформирована на основе полупроводниковой гетероструктуры с активной областью в виде квантовой ямы $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$ и контактом Шоттки, включающим в себя туннельно-тонкий диэлектрический слой Al_2O_3 (~ 1 нм) и металлический композитный контакт (CoPd/Au). Вторая часть представляет собой магниторезистивный элемент, выполненный в виде сверхрешётки с чередующимися слоями CoFeNi/Cu (получены в ИФМ УрО РАН М. А. Миляевым). Детали изготовления такого комбинированного прибора, который может находиться в четырёх устойчивых магнитных состояниях (высокая/низкая интенсивность излучения, правая/левая циркулярная поляризация) впервые представлены нами в работе [2].

На изготовленных образцах проведены измерения магнитополевых зависимостей статического сопротивления и спектров ЭЛ при комнатной температуре. Детально изучены режимы работы магниторезистивного светодиода: выполнен анализ взаимосвязи характеристик магниторезистивного элемента и параметров модуляции интенсивности свечения в гибридной структуре при работе в гальваностатическом и вольтстатическом режимах, проведён анализ механизмов инжекции неосновных носителей при комнатной температуре.

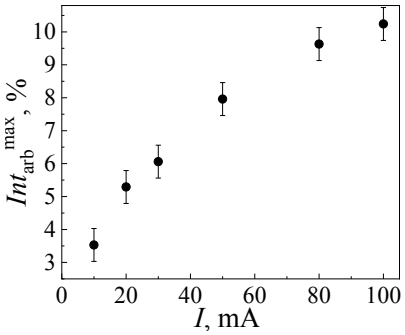


Рис. 1. Зависимость максимального изменения интенсивности электролюминесценции от величины протекающего тока

Показано, что особенности электрического включения и протекания тока в структуре обусловливают зарегистрированные различия в амплитуде магниторезистивного эффекта и эффекта модуляции интенсивности соответственно. Установлено, что управление интенсивностью свечения магниторезистивного светодиода путём приложения внешнего магнитного поля возможно при комнатной температуре. Максимальная величина модуляции интенсивности при этом составляет 10 % (рис. 1).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 25-29-00368).

1. M. V. Ved, Yu. A. Danilov, P. B. Demina et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118 (9). P. 092402.
2. M. V. Dorokhin, M. V. Ved, P. B. Demina et al. // Phys. Usp. 2025. V. 68. P. 512–524.

The future of theranostics: simultaneous diagnostics (MRTomography – MRT, MParticles Imaging – MPI), as well as treatment (Targeted Drug Delivery – TDD) and (Magnetic Hyperthermia – MHT) based on new magnetic nanocomposites

A. S. Kamzin

Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia 194021
ASKam@mail.ioffe.ru

Magnetic nanoparticles (MNPs) and nanocomposites (MNCs) are currently of great interest and are being intensively studied with the aim of creating them for applications in various fields. Extensive research on MNPs and MNCs is being conducted with the aim of using them in biomedicine, such as for the well-known imaging technique of magnetic resonance imaging (MRI) and for the new diagnostic technique of magnetic powder imaging (MPI). Important work is being done on creating MNPs and MNCs for human therapeutic applications, specifically, targeted drug delivery and magnetic hyperthermia (MHT).

Nanoparticles (MNPs) are single-component (single-phase) materials. Nanocomposites (MNCs) consist of two or more components with different, often opposing, properties, such as hard and soft magnetic materials, ferromagnets and ferroelectrics, graphene, and ferrites. The core has high magnetic properties but is often toxic, so it is coated with a biocompatible material. Advances in nanotechnology make it possible to synthesize a variety of multifunctional nanomaterials. Combining components with completely different properties and characteristics allows for the creation of materials with new, unique properties, opening up a wide range of applications.

The first stable colloidal ferrofluid was created in 1938 [1]. The heating ability of nanoparticles in an alternating magnetic field was first used for therapeutic purposes in 1957 [1]. Ferrofluids have been included in a number of industrial applications such as encapsulation, transformer cooling, loudspeaker damping and cooling, and hazardous waste treatment. Over the past few decades, nanomaterials with sizes less than 100 nm possess unique properties in terms of high surface–volume ratios, tunable properties, enhanced thermal conductivity, which have made these nanomaterials highly useful in a wide range of applications in various fields including large-scale biomedical applications. such as targeted drug delivery, magnetic hyperthermia (MHT) treatment, MRT contrast agents, etc. [2]. In 2000, a new method of visualizing human organs was proposed, called magnetic powder imaging (MPI) [3]. Magnetic nanoparticles (MNP) and magnetic nanocomposites (MNC) are used in the listed methods of diagnostics and treatment of humans. If at the beginning of the stages of applying the MRI and MHT methods, MNP of hematite (α-Fe_2O_3), magnetite (Fe_3O_4), were used, which are the most biologically compatible with a living organism, since they are present in the blood. At present, medicine requires MNP and MNC with high magnetic characteristics to reduce the dose of the administered magnetic fluid. The MPI method imposes significantly higher requirements on the properties of MNP.

The report presents the latest developments and studies of magnetic nanoparticles (MNP) and nanocomposites (MNC) required for different applications, as well as for magnetic resonance tomography (MRT), for modern methods of visualization of human organs, namely magnetic particle imaging (MPI), and for treatment by targeted drug delivery (TDD) and magnetic hyperthermia (HT).

1. R. K. Gilchrist, R. Medal, W. D. Shorey, R. C. Hanselman, J. C. Parrott, C. B. Taylor // Ann Surg. 1957. V. 146. P. 596–600.
2. X. Li, J. Niu, L. Deng, Y. Yu, L. Zhang, Q. Chen, J. Zhao, B. Wang, H. Gao // Acta Biomater. 2024. V. 173. P. 432–438.
3. B. Gleich, J. Weizenecker // Nature 2005. V. 435. P. 1214–1218.

Определение спинового состояния ионов железа в многокомпонентных оксидах железа методом рентгеновской эмиссионной спектроскопии

И. Э. Кантур[1]*, Ю. М. Ярмошенко[1], Д. И. Радзивончик[1], И. А. Солизода[2,4,5], Д. А. Винник[2,3,4], С. А. Гудкова[2,4], Т. В. Кузнецова[1,6]

[1]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620137
[2]Лаборатория полупроводниковых оксидных материалов, Московский физико-технический институт, пер. Институтский, 7, Долгопрудный, 141701, Россия
[3]Южно-Уральский государственный университет, просп. Ленина, 76, Челябинск, 454080, Россия
[4]Институт химии, Санкт-Петербургский государственный университет, просп. Университетский, 26, Санкт-Петербург, 198505, Россия
[5]Таджикский национальный университет, просп. Рудаки, 17, Душанбе, Республика Таджикистан
[6]Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
* iliaKantur@yandex.ru

Метод рентгеновской эмиссионной спектроскопии (XES) хорошо зарекомендовал себя для определения спиновых состояний 3d-элементов, информация о которых используется для изучения электронных и магнитных свойств материалов [1, 2]. Ферриты бария являются одним из представителей такого рода материалов, в которых ионы железа могут находиться в различных спиновых конфигурациях [3]. Бариевые ферриты обладают важными магнитными и электрическими свойствами. Благодаря этому они имеют широкую область применения: магнитные сердечники, антенны, микроволновые устройства, а также в роли компонентов в высокочастотной электронике, устройствах хранения информации и в областях квантовых технологий и спинтроники [4].

В данной работе были проведены исследования спинового состояния ионов железа в соединениях ферритов бария типа $Ba_xFe_2O_{3+x}$. В лаборатории электрических явлений (ИФМ УрО РАН) на лабораторном спектрометре были получены рентгеновские эмиссионные спектры Fe Kβ, соответствующие электронному переходу 3p→1s. Результатом обменного взаимодействия между остовной 3p-дыркой и 3d-электроном в конечном состоянии в эмиссионном спектре может наблюдаться сателлит Kβ'. На рис. 1 показаны чувствительные к спиновому состоянию ионов железа рентгеновские эмиссионные спектры Fe Kβ сондинений $Ba_xFe_2O_{3+x}$. Таким образом, на примере ферритов бария в работе демонстрируется возможность определения спиновых состояний ионов железа по рентгеновским эмиссионным спектрам Fe $K\beta_{1,3}$.

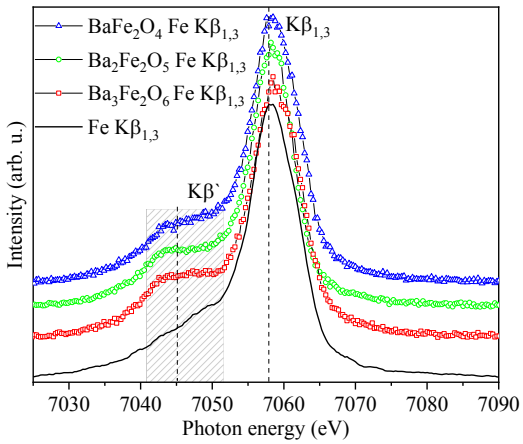


Рис. 1. XES спектры Fe $K\beta_{1,3}$ соединений $BaFe_2O_4$, $Ba_2Fe_2O_5$, $Ba_3Fe_2O_6$.
Пунктирными линиями обозначены табличные значения энергий линий $K\beta_{1,3}$

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-00067.

1. Huzan M. S., Fix M., Aramini M., Bencok P., Mosselmans J. F. W., Hayama S., Breitner F. A., Gee L. B., Titus C. J., Arrio M.-A., Jesche A., Baker M. L. Single-ion magnetism in the extended solid-state: insights from X-ray absorption and emission spectroscopy // Chem Sci. 2020. V. 11, no. 43. P. 11801–11810.

2. Pollock C. J., Delgado-Jaime M. U., Atanasov M., Neese F., DeBeer S. Kβ Mainline X-ray Emission Spectroscopy as an Experimental Probe of Metal–Ligand Covalency // J. Am. Chem. Soc. 2014. V. 136, no. 26. P. 9453–9463.

3. Pullar R. C. Hexagonal ferrites: A review of the synthesis, properties and applications of hexaferrite ceramics // Prog Mater Sci. 2012. V. 57, no. 7. P. 1191–1334.

4. Qiu J., Gu M. Crystal structure and magnetic properties of barium ferrite synthesized using GSPC and HEBM // J. Alloys. Compd. 2006. V. 415, no. 1–2. P. 209–212.

Адиабатическая теория поглощения ИК-излучения неколлинеарными магнетиками

Н. Ю. Былинский[1], Е. А. Караштин[1,2,3]*

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
[3] МИРЭА – Российских технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
[4] Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*eugenk@ipmras.ru

Известно, что в однородном ферромагнетике в электродипольном приближении запрещены переходы электронов проводимости между спиновыми подзонами, сопровождающиеся поглощением или испусканием электромагнитной волны (ЭМВ). В пространственно-неоднородном неколлинеарном ферро- или антиферромагнетике такое ограничение снимается в связи с тем, что спиновые и орбитальные степени свободы оказываются связаны друг с другом. Ранее была построена теория таких переходов для геликоидального магнетика, в котором намагниченность изменяется в пространстве по спирали ($\boldsymbol{M} = \boldsymbol{e}_x \cos qz + \boldsymbol{e}_y \sin qz$, где $q = 2\pi/\lambda$, λ – период спирали, ось спирали параллельна z) [1, 2]. Показано, что величина вероятности переходов пропорциональна q^2 и, следовательно, не зависит от направления закрученности спирали и быстро спадает с увеличением периода спирали. Экспериментально переходы наблюдались по пику поглощения ИК-излучения в монокристаллическом гольмии [3], в котором при температуре ниже 133 К реализуется геликоидальное распределение намагниченности с малым периодом изменения магнитного момента (порядка 2–3,5 нм).

Недавно были обнаружены новые магнитные вещества, в которых сложное пространственно-неоднородное распределение намагниченности, как и в Ho, имеет обменную природу и потому изменяется в пространстве с малым периодом (чуть меньше 3 нм) [4, 5]. В частности, в Gd_2PdSi_3 реализуется, в зависимости от величины приложенного магнитного поля, решётка скирмионов с нулевым либо ненулевым топологическим зарядом (рис. 1), что продемонстрировано измерениями топологического эффекта Холла, либо веерообразная спиновая структура. Фазовая диаграмма вещества $Gd_3Ru_4Al_{12}$ содержит геликоидальное, веерообразное состояния, а также решётку скирмионов и неизвестную фазу. Методы ИК-спектроскопии могли бы дать существенную новую информацию, дополнив фазовую диаграмму таких материалов, а также позволить определить некоторые свойства электронов проводимости.

В данной работе развит метод расчёта поглощения ИК-излучения в произвольной системе с неколлинеарным распределением намагниченности. В рамках адиабатического приближения (считается, что период осцилляции спина электронов проводимости много меньше характерного времени пролёта неоднородностей намагниченности, и, таким образом, спин электронов всегда локально параллелен магнитному моменту) получена общая формула для вероятности перехода электронов проводимости между спиновыми подзонами. Данная формула применяется для вычисления поправки к высокочастотной проводимости для распределений намагниченности, присутствующих на фазовой диаграмме Gd_2PdSi_3 и $Gd_3Ru_4Al_{12}$ (в частности, скирмионных решёток, показанных на рис. 1).

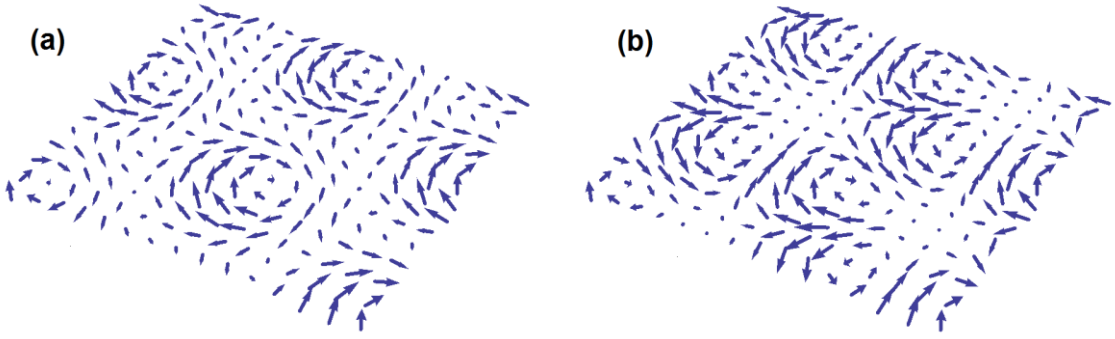


Рис. 1. Решётка скирмионов: *a* – с ненулевым и *b* – с нулевым топологическим зарядом

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-20055.

1. E. A. Karashtin and O. G. Udalov // J. Exp. Theor. Phys. 2011. 113. 6. 992–999.
2. E. Karashtin // J. Magn. Magn. Mater. 2022. 552. 169193.
3. P. Weber, M. Dressel // J. Magn. Magn Mater. 2004. 272–276, E1109.
4. T. Kurumaji, T. Nakajima, M. Hirschberger et al. // Science. 2019. 365. 914–918.
5. M. Hirschberger, T. Nakajima, S. Gao et al. // Nat. Commun. 2019. 10. 5831.

Экспериментальное наблюдение поглощения ИК-излучения геликоидальными магнетиками

Е. А. Караштин[1,2,3]*, Н. С. Гусев[1], Д. И. Курицын[1], А. Н. Орлова[1]*, Л. И. Наумова[4], И. Ю. Пашенькин[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
[3] МИРЭА – Российских технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
[4] Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*eugenk@ipmras.ru

В однородном ферромагнетике в электродипольном приближении запрещены переходы электронов проводимости между спиновыми подзонами, сопровождающиеся поглощением или испусканием электромагнитной волны (ЭМВ). Это ограничение можно снять, если учесть спин-орбитальное взаимодействие, либо рассмотреть неоднородный неколлинеарный ферро- или антиферромагнетик. Особое место среди таких магнетиков занимают материалы, в которых неоднородная магнитная структура обусловлена обменным взаимодействием. Как правило, масштаб неодонородности намагниченности в таких системах крайне мал (период изменения составляет несколько атомов или единицы нм). Поэтому можно ожидать, что эффекты, связанные с поглощением ЭМВ, гораздо больше, чем в материалах, в которых неоднородность магнитного момента либо переходы между спиновыми подзонами обусловлены спин-орбитальным взаимодействием, имеющим релятивистскую природу. Кроме того, фундаментальный интерес представляет исследование свойств электронов проводимости и обменного взаимодействия в таких неколлинеарных магнетиках. Методы ИК-спектроскопии могут дать новую информацию об указанных материалах.

Частным случаем неколлинеарного распределения намагниченности является магнитный геликоид (или блоховская спираль): $\boldsymbol{M} = \boldsymbol{e}_x \cos qz + \boldsymbol{e}_y \sin qz$, где $q = 2\pi/\lambda$, где λ – период спирали. Такая структура намагниченности реализуется за счёт обменного взаимодействия в редкоземельных металлах (Ho, Dy) при низкой температуре. Пик ИК-поглощения был обнаружен в единственном эксперименте в монокристалле гольмия [1]. Теоретическое объяснение позволило определить константу s-f обменной связи $J_{Ho} = 0{,}185$ эВ [2]. Было показано, что эффект существенно зависит от периода спирали λ ($\sim\lambda^{-2}$) и поляризации волны (электрическое поле волны должно быть направлено вдоль оси спирали) и не зависит от направления закрученности спирали.

В данной работе экспериментально исследовано поглощение ИК-волн, обусловленное переходами электронов между спиновыми подзонами в поликристаллических плёнках Dy и Ho. Плёнки Dy и Ho различной толщины (от 5 до 30 нм) изготовлены методом магнетронного распыления на подложках Al_2O_3. Ранее показано, что в таких плёнках Dy существует компонента, в которой ось магнитного геликоида лежит в плоскости плёнки. Спектры ИК-переходов измерены с помощью Фурье-спектрометра Bruker Vertex 80V при различных температурах (от 11 до 200 К; рис. 1, *a*). Мы обнаружили, что в Dy переход в геликоидальное антиферромагнитное состояние происходит приблизительно при $T_N = 155$ К; переход в однородное магнитное состояние не наблюдался. Минимум ИК-пропускания (или пик поглощения) наблюдается ниже T_N на частоте, соответствующей 0,405 эВ, что даёт константу s-f обмена $J_{Dy} = 0{,}202$ эВ. Температурная зависимость пика поглощения может быть объяснена температурной зависимостью периода спирали в Dy. Также проведено исследование структуры методами ПЭМ и ИК-поглощения в поликристаллических плёнках гольмия.

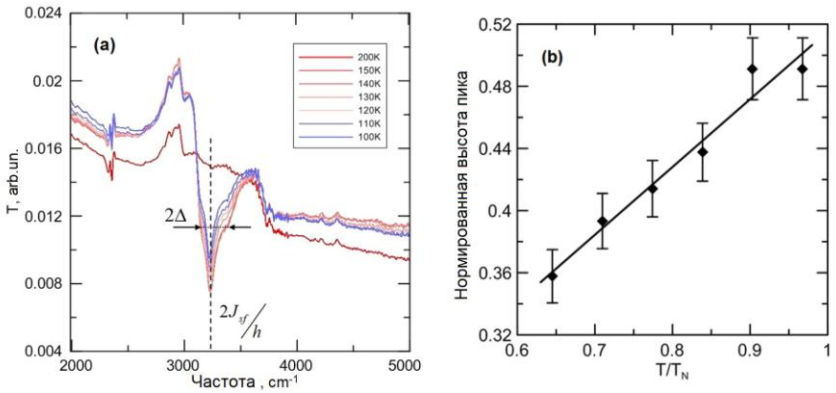


Рис. 1. Спектр пропускания ИК-излучения образцом Dy(20нм) (*a*); температурная зависимость высоты пика (*b*)

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-20055.

1. P. Weber, M. Dressel, J. Magn. Magn Mater. 2004. P. 272–276, E1109.
2. E. A. Karashtin and O. G. Udalov // J. Exp. Theor. Phys. 2011. 113. 6. P. 992–999.

Экспериментальная методика для исследования кинетики, термодинамических и магнитных параметров в сплавах Гейслера вблизи точки Кюри

Д. А. Карпухин[1]*, Е. В. Морозов[1], В. В. Коледов[1], И. И. Мусабиров[2], А. М. Алиев[3], А. Г. Гамзатов[3], Н. З. Абдулкадирова[3], С. В. Таскаев[4]

[1] ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Моховая улица, 11, к. 7, Москва, 125009
[2] Институт Проблем Сверхпластичности Металлов РАН, ул. Степана Халтурина, 39, Уфа, 450001
[3] Институт физики им. Х. И. Амирханова ДФИЦ РАН, ул. Магомеда Ярагского, 94, Махачкала, 367015
[4] ФГБОУ ВО «Челябинский государственный университет», ул. Братьев Кашириных, 129, Челябинск, 454001
*interceptor1986@mail.ru

Цель настоящей работы заключается в экспериментальном изучении зависимостей термодинамических параметров температуры и намагниченности для решения уравнений состояния и кинетики в магнитных полях порядка 1 Тл в сплаве Гейслера $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ Температура Кюри была измерена экспериментально и составила 286,5 К.

Для исследования кинетики МКЭ (рис. 1) использована методика, описанная в работе [1]. Для исследования кинетики намагниченности вблизи магнитного фазового перехода образца сплава $Ni_{50.5}Mn_{33.4}In_{15.6}V_{0.5}$ в импульсных полях (рис. 2) была создана оригинальная установка.

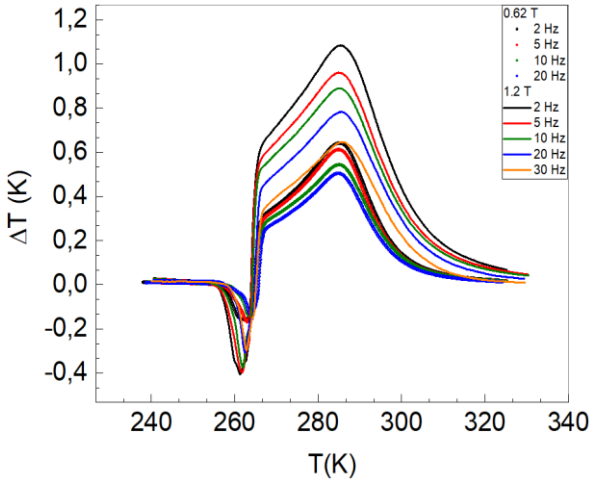


Рис. 1. Температурные зависимости МКЭ в $Ni_{50,5}Mn_{33,4}In_{15,6}V_{0,5}$ при H = 0,62 и 1,2 Тл при частотах f = 2…30 Гц

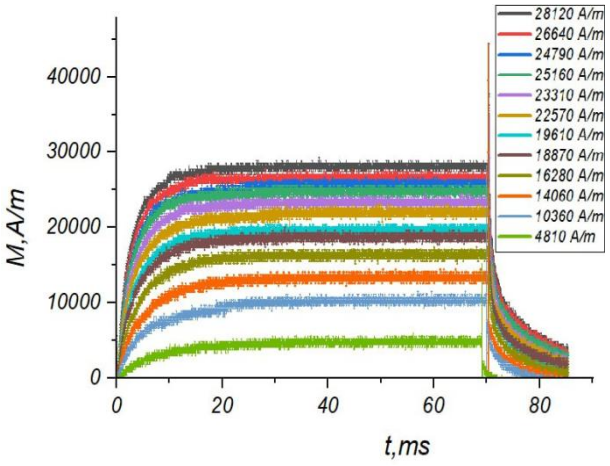


Рис. 2. Временные зависимости намагниченности образца при разных магнитных полях

Созданная установка позволяет определять зависимость M(T), включая нахождение точки Кюри и температур магнитоструктурного перехода. Разрабатывается метод нахождения формы временного отклика намагниченности M(t), а в конечном счёте – проверки справедливости уравнения Ландау – Халатникова и нахождения константы γ, показывающей скорости фазового перехода в точке ФП в зависимости от амплитуды и формы импульсов поля H(t).

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-19-00942.

1. A. M. Aliev et al. // J. Al. Com. 2016. 676, 601–605.

Структура и магнитные свойства тонких плёнок CoFeB, отожжённых в вакууме: от аморфного сплава до метастабильного т-борида $(Co,Fe)_{23}B_6$

П. В. Швец[1], Г. В. Киричук[1]*, В. Д. Сальников[2], Ж. О'Коннелл[3], В. В. Родионова[2], А. Ю. Гойхман[4], К. Ю. Максимова[1]

[1]Научно-образовательный центр «Функциональные наноматериалы», Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, 236041, Россия
[2]Научно-образовательный центр «Умные материалы и биомедицинские приложения», Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, 236041, Россия
[3]Университет Нельсона Манделы, ул. Университетская, Саммерстранд, Порт-Элизабет, ЮАР, 6001
[4]Koenigssystems UGШенефельд-бай-Гамбург, Германия, 22869
*gkirichuk1@kantiana.ru

Аморфные сплавы CoFeB широко применяются в спинтронике благодаря высокой магнитной мягкости и стабильности структуры [1]. Однако возможности фазовой инженерии этих материалов остаются изученными недостаточно. В данной работе впервые показано, что аморфные плёнки $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$, осаждённые методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) на кремниевые подложки, кристаллизуются в метастабильную τ-боридную фазу $(Co,Fe)_{23}B_6$ посредством вакуумного отжига [2].

Структурные исследования рентгеновской дифракции (XRD) в симметричной и асимметричной геометриях выявили формирование текстурированного (111) τ-борида, сопровождаемое появлением выраженных колебаний Лауэ, что указывает на высокую когерентность формируемых тонких плёнок (рис. 1, *а*). Толщина, определённая посредством фитирования осцилляций Лауэ, полностью совпадает с данными, полученными методом рентгеновской рефлектометрии (XRR), что также подтверждает высокое качество кристаллизованых плёнок. Исследования, проведённые на просвечивающем электронном микроскопе (TEM) совместно с электронной дифракцией (SAED) подтвердили соответствие межплоскостных расстояний фазе (Co,Fe)23B_6. Анализ состава тонких плёнок методами резерфордовского обратного рассеяния (RBS) и энергодисперсионной спектрометрии (EDX) показал сохранение стехиометрической концентрации B, что является необходимым условием для формирования боридной структуры.

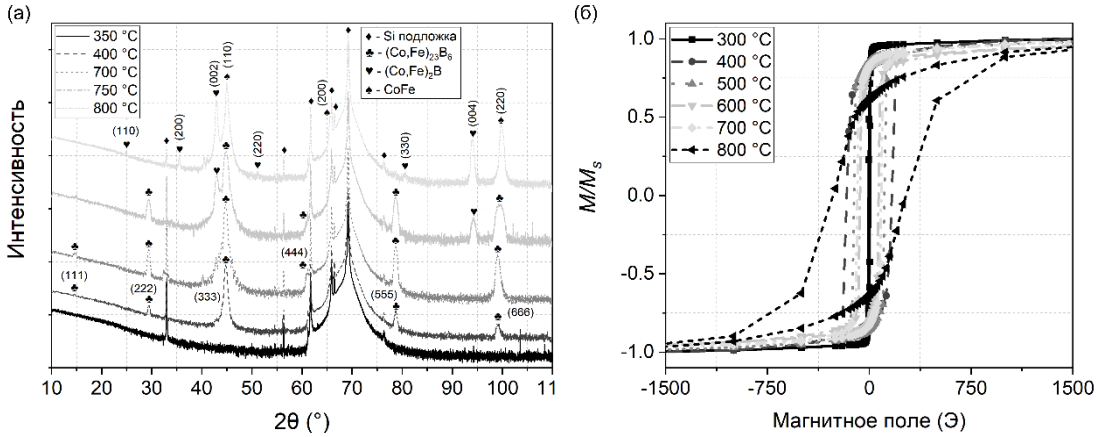


Рис. 1. Дифрактограммы (*а*) и петли гистерезиса (*б*) соответственно для тонких плёнок CoFeB, отожжённых при различных температурах в вакууме, наглядно показывающие корреляцию между структурными и магнитными свойствами

Магнитные измерения продемонстрировали существенное улучшение характеристик по сравнению с аморфным состоянием: увеличение намагниченности насыщения до ~1400–1450 эме/см^3, рост коэрцитивной силы до ~70–100 Э и повышение квадратности петли гистерезиса ($M_R/M_S \approx 0{,}83$) (рис. 1, *б*). Эти результаты подтверждают прямую корреляцию между формированием τ-фазы и улучшением магнитных свойств.

Полученные данные открывают новый подход к фазовой инженерии тонкоплёночных боридов переходных металлов и создают предпосылки для их использования в наномагнетизме и спинтронных структурах.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FZWM-2024-0011).

1. Endoh T., Honjo H., Nishioka K. and Ikeda S. 2020. Recent Progresses in STT-MRAM and SOT-MRAM for Next Generation MRAM 2020 IEEE Symposium on VLSI Technology (Honolulu, HI, USA: IEEE). P. 1–2.
2. Westgren A. Complex Chromium and Iron Carbides // Nature. 1933. V. 132. P. 480.

Динамика намагниченности гетероструктур PMN-PT/W/FeGa/Pt и PZT/ W/FeGa/Pt в переменных электрических полях вблизи акустического резонанса

А. А. Климов[1,4]*, Н. С. Гусев[2], М. В. Сапожников[2], А. М. Буряков[1], Л. М. Крутянский[3], В. Л. Преображенский[1,3]

[1]МИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[3]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991
[4]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
*klimov@mirea.ru

Исследования влияния деформации на физические свойства материалов и структур сформировались в перспективное направление твердотельной электроники, получившее общее название «стрейнтроника» [1]. Ярким примером применения стрейнтронного подхода для создания материалов с новыми свойствами являются искусственные мультиферроики, состоящие из упруго связанных (strain-mediated) магнитострикционных и пьезоэлектрических компонентов. Такие материалы характеризуются сильной магнитоэлектрической связью, что представляет значительный интерес для разнообразных технических приложений. Одним из интенсивно исследуемых приложений является управляемый магнитным полем спинтронный эмиттер терагерцового (ТГц) излучения [2]. Существенным шагом к созданию высокоэффективных управляемых ТГц-источников является пьезоэлектрическое управление процессами генерации в спинтронных эмиттерах, расположенных на сегнетоэлектрических подложках [3, 4]. Такое управление достигается за счёт возбуждения магнитострикции в магнитном слое структуры в результате обратного пьезоэффекта при подаче электрического напряжения на сегнетоэлектрическую подложку. Согласно результатам исследований в данной области, привлекательным материалом для подложки является пьезоэлектрический монокристалл PMN-PT [3, 4].

В настоящей работе осуществлено пьезоэлектрическое управление в структуре W/FeGa/Pt (толщина каждого слоя 3 нм), нанесенной на подложку из PMN-PT среза <011>. С помощью магнитооптического эффекта Керра были получены кривые намагничивания структуры в касательном внешнем магнитном поле при подаче управляющего напряжения, изменяющегося в диапазоне от –200 В до +200 В. Было показано явление магнитной анизотропии типа ОЛН в слое FeGa. Был проведен эксперимент с использованием метода терагерцовой спектроскопии с временным разрешением (THz-TDS) в геометрии пропускания [5].

Управление амплитудой ТГц-излучения с эффективностью до 50 % достигается при подаче постоянного электрического напряжения, изменяющегося от 0 В до 200 В. ТГц-петля гистерезиса при фиксированном значении намагничивающего поля демонстрирует асимметрию интенсивности излучения, вызванную деформацией при подаче электрического напряжения противоположной полярности. Продемонстрирован также поворот поляризации ТГц-излучения на 52° при подаче на образец постоянного электрического напряжения 200 В.

Получены первые экспериментальные данные для гетероструктур W/FeGa/Pt/PMN-PT и $TbCo_2FeCo$/PZT при приложении переменного электрического напряжения в диапазоне частот до 500 кГц [6]. Определены частоты акустического резонанса образцов и режимы сдвига по контуру, которые могут быть использованы для энергоэффективного управления намагниченностью ферромагнитных слоев гетероструктур. Зарегистрированы магнитооптические отклики как в режиме непрерывной накачки, так и в импульсном режиме.

Измеренные частотные зависимости электрического импеданса образцов со структурами PMN-PT/W/FeGa/Pt/ и PZT/W/FeGa/Pt/ соотнесены с результатами численного расчета в пакете COMSOL Multiphysics для уточнения параметров используемой модели. Выполненное моделирование позволило оценить реализуемые в структурах изменения деформаций и намагниченности в условиях акустического резонанса. Модель демонстрирует возможность понижения уровня управляющего напряжения в резонансном режиме не менее, чем на порядок по сравнению со статическим управлением. Результат может быть использован для энергоэффективного управления параметрами терагерцового излучения в магнитных гетероструктурах.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-79-30019.

1. Бухараев А. А., Звездин А. К., Пятаков А. П., Фетисов Ю. К. // УФН. 2018. Т. 188. С. 1288.
2. Khusyainov D. et al. // Sci. Rep. 2021. V. 11, no. 1. P. 697.
3. Agarwal P. et al. // Nat. Commun. 2022. V. 13, no. 1. P. 4072.
4. Lezier G. et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120, no. 15.
5. Buryakov A.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 123, no. 8. P. 082404.
6. Klimov A.A. et al. // Symp. book of abstr. P. 351. 352. IX EASTMAG. 2025.

Преобразование частот при взаимодействии акустических и магнитостатических волн в структуре Au/LuIG

В. А. Ковалева*, Я. А. Филатов, П. И. Геревенков, А. М. Калашникова

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*valeria.kovaleva@mail.ioffe.ru

Связь между коллективными колебаниями намагниченности и упругими деформациями рассматривается как перспективный механизм для модернизации уже существующих и создания принципиально новых вычислительных архитектур [1] на основе магноники и стрейтроники [2]. Особое внимание уделяется фонон-магнонному взаимодействию, в рамках которого поверхностные акустические волны эффективно возбуждают когерентные спиновые волны [3, 4]. В настоящей работе экспериментально продемонстрирована генерация обратных объёмных магнитостатических волн на суммарной частоте двух поверхностных акустических волн – волны Рэлея и квазипродольной акустической волны, – распространяющихся вдоль границы раздела структуры лютециевый феррит-гранат, покрытый нанометровой плёнкой золота (Au/LuIG).

Эксперимент выволнен по методике двуцветной оптической накачки-зондирования с пространственным и временным разрешением в геометрии обратных объемных магнитостатических волн, в которой внешнее магнитное поле и волновой вектор возбуждаемых волн сонаправлены. Внешнее магнитное поле ориентировано под углом 35º относительно лёгкой оси в плоскости образца.

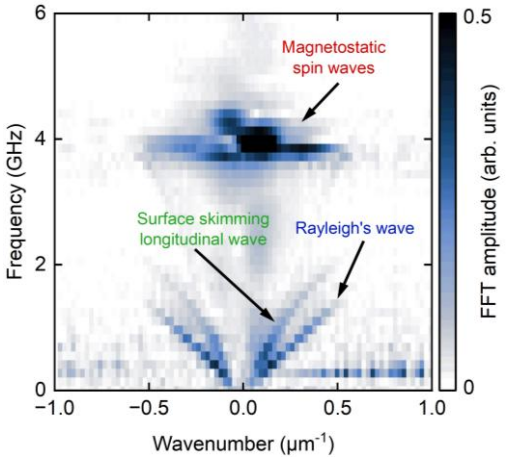


Рис. 1. Дисперсионные зависимости магнитостатических волн (Magnetostatic waves), поверхностной акустической волны Рэлея (Rayleigh's wave) и квазипродольной акустической волны (Surface skimming longitudinal wave) во внешнем магнитном поле H = 150 мТл

В эксперименте наблюдаются магнитостатические волны с частотой 4 ГГц и две поверхностные акустические волны в диапазоне до 2,2 ГГц (рис. 1). Акустические волны соответствуют поверхностной волне Рэлея со скоростью 3,3 км/с и квазипродольной поверхностной акустической волне со скоростью 6,5 км/с. Поверхностные акустические волны идентифицированы по соответствию их скоростей литературным данным и по поляризации, проанализированной на основе моделирования упругих волн в Comsol Multiphysics. В эксперименте и в моделировании присутствует акустическая волна на суммарной частоте двух поверхностных акустических волн, которая резонансно возбуждает обратные объёмные магнитостатические волны посредством магнитоупругого взаимодействия. Наблюдаемый эффект генерации магнитостатических волн за счёт воздействия акустической волны на суммарной частоте также проявляется при различных направлениях и значениях внешнего магнитного поля.

Таким образом, в представляемой работе продемонстрированно селективное возбуждение магнитостатических волн поверхностной акустической волной на суммарной частоте волны Рэлея и квазипродольной акустической волны на интерфейсе структуры Au/LuIG.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-00136.

1. G. Finocchio et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2021. V. 521 P. 167506.
2. A. Bukharaev et al. // Phys. Usp. 2018. 61 1175–1212.
3. L. Chang et al. // Phys. Rev. B. 2017. **95**, 060409(R).
4. Yannik Kunz et al. // Phys. Rev. Applied. 2025. **24**, 014043.

Магнитное управление оптическими свойствами сенсоров на основе плазмонных наноструктур

Е. П. Кожина[1]*, С. А. Бедин[1], С. С. Косолобов[1], Х. Бхатта[1], К. Н. Гарбузов[1], И. М. Долуденко[2], В. П. Драчев[1]

[1]Сколковский Институт Науки и Технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
[2]Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова комплекса «Кристаллография и фотоника» НИЦ «Курчатовский институт», Ленинский просп., 59, Москва, 119333
*elizaveta.kozhina@skoltech.ru

Актуальность разработки магнитоуправляемых подложек для спектроскопии гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света обусловлена растущей потребностью в адаптивных, высокочувствительных аналитических платформах для детекции биомолекул, фармацевтических соединений и загрязняющих веществ на следовом уровне. Современные ГКР-системы ограничены узким спектральным диапазоном усиления, связанным с фиксированным положением плазмонного резонанса подложек. Для расширения функциональности перспективным направлением является создание магнитоплазмонных наноструктур, сочетающих плазмонный (Ag) и магнитный (Ni, Co) компоненты [1]. Особое значение имеет включение кобальта – металла, обладающего не только высокой намагниченностью и формо-индуцированной магнитной анизотропией, но и собственными плазмонными резонансами в ультрафиолетовом (УФ) диапазоне, что открывает возможность анализа таких УФ-активных биомолекул, как белки и нуклеиновые кислоты [2].

В работе реализован шаблонный синтез многослойных нанопроволок Ag/Co и Ag/Ni в порах трековых мембран из полиэтилентерефталата (ПЭТФ) методом гальваностатического осаждения с использованием двухванного подхода. Особое внимание уделено контролю толщины магнитных слоёв и их влиянию на магнитную анизотропию. Структурная и морфологическая характеристика нанопроволок проведена с помощью растровой электронной микроскопии (РЭМ), кристаллическая структура исследована методом рентгеноструктурного анализа. Магнитные свойства изучены на образцах в полимерной матрице при уменьшении толщины слоя магнитной компоненты. Оптические и ГКР-свойства оценивались как в видимом (532, 633, 785 нм, R6G и 4-MBA), так и в УФ-диапазоне (266 нм, R6G и 4-MBA). Исследовано влияние внешнего магнитного поля (до 200 мТл) на механическую агрегацию нанопроволок и интенсивность сигнала с использованием специализированной измерительной ячейки.

Результаты показали, что подложки на основе Ag/Co-нанопроволок обеспечивают эффективное усиление сигнала как в видимом, так и в УФ-диапазоне. В магнитном поле наблюдается управляемое формирование плотных пучков нанопроволок и увеличение числа межпроволочных «горячих точек». Также проведена оценка воспроизводимости интенсивности сигнала по площади подложки методом картирования ГКР-спектров и дана оценка предела детектирования исследуемых органических соединений [3].

Таким образом, впервые продемонстрирована возможность создания магнитоуправляемых ГКР-подложек на основе многослойных нанопроволок Ag/Co и Ag/Ni, сочетающих магнитную управляемость, высокую намагниченность и расширенный спектральный диапазон усиления, включая УФ-область. Это позволяет адаптировать подложку под конкретный аналит и источник возбуждения. В перспективе планируется оптимизация состава слоёв, их толщины и интеграция подложек в микрофлюидные чипы для детекции антибиотиков в водных средах и биожидкостях с использованием магнитной сепарации и ГКР-анализа в единой платформе.

1. E. Kozhina, S. Bedin, N. Nechaeva et al. // Applied Sciences. 2021. V. 11. P. 1375.
2. H. Bhatta, A. Aliev, V. Drachev // Sci Rep. 2019. V. 9.
3. E. Kozhina, S. Bedin, A. Martynov et al. // Biosensors (Basel). 2023. V. 13. P. 46.

Полуклассический анализ эффективного аксионного отклика в антиферромагнитных структурах

Э. А. Кокурина*, Д. М. Вагин, Э. Барредо-Аламилла, М. А. Горлач

Физический факультет, Университет ИТМО, ул. Ломоносова, 9, Санкт-Петербург,197101
*elina.kokurina@metalab.ifmo.ru

В физике конденсированного состояния и фотонике особое внимание уделяется линейному магнитоэлектрическому отклику, связанному с нарушением пространственной (P) и временной (T) симметрий и теоремы взаимности. Этот отклик известен как теллегеновский или аксионный отклик, и представляет собой объёмное свойство среды, проявляющее себя лишь на её границе [1]. В таких структурах как топологические изоляторы, аксионный параметр χ принимает квантованные значения. Макроскопические электромагнитные свойства подобных сред описываются материальными уравнениями:

$$\overrightarrow{D} = \varepsilon\overrightarrow{\mathrm{E}} + \chi\,\overrightarrow{B}, \tag{1}$$

$$\overrightarrow{H} = -\chi\overrightarrow{\mathrm{E}} + \mu^{-1}\,\overrightarrow{B}. \tag{2}$$

Несмотря на то, что в природных материалах величина χ мала (10^{-2}–10^{-3}), в метаматериалах она может достигать огромных значений, что открывает ряд новых возможностей [2]. Недавние исследования показали, что существует ещё один тип магнитоэлектрического невзаимного отклика, похожий на аксионный в любых экспериментах по рассеянию падающих электромагнитных волн, но отличающийся от него при помещении внешних источников непосредственно внутрь среды.

Данный тип отклика был недавно предсказан для метаматериалов [3], но остаётся открытым вопрос, возникает ли данный отклик в твердотельных системах и в каких именно. В данной работе мы рассматриваем упрощённую полуклассическую модель антиферромагнетика и рассчитываем его невзаимный отклик на внешнее электромагнитное поле. Для этого анализируется структура, моделируемая как периодическая спиновая решётка, в которой проекции спинов на ось z чередуются от узла к узлу. Для описания взаимодействия спинов используется модель Гейзенберга с обменным интегралом J. Энергия обменного взаимодействия имеет вид

$$W = \sum_{i=0}^{n} J\vec{S}_n\vec{S}_{n+1}\,. \tag{3}$$

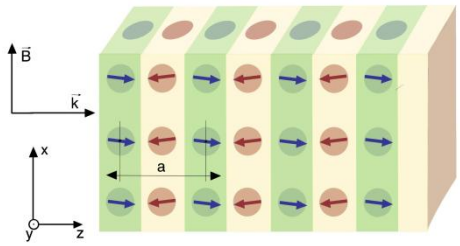


Рис. 1. Спины в антиферромагнетике, осциллирующие под действием поля падающей волны

Для решения этой задачи нам необходимо решить систему уравнений Ландау – Лифшица для динамики спинов совместно с уравнениями Максвелла. Особенностью задачи является то, что аксионный отклик не проявляет себя в объёме, являясь граничным эффектом. В результате, рассчитывая усредненные поля в структуре, мы получаем условия на границе, причём происходит разрыв тангенциальной компоненты усреднённого электрического поля:

$$\begin{cases} \vec{E}^{out} = \vec{E}_0 + \frac{2\pi^2\gamma^2 q\hbar\omega}{Vb\Delta}\vec{H}_0 \\ \vec{H}^{out} = \vec{H}_0 \end{cases} \qquad \tilde{\boldsymbol{\chi}} = \frac{2\pi^2\gamma^2 q\hbar\omega}{Vb\Delta}, \tag{4}$$

где $q = \frac{\omega}{c}$, $\Delta = \omega^2 - (J\hbar)^2\sin^2\left(\frac{k_z a}{2}\right) + 2\frac{\beta(0)}{4\pi} + \left(\frac{\beta(0)}{4\pi}\right)^2$. Здесь ω, V, J, b – частота излучения, объём ячейки, занимаемой одним спином, обменный интеграл и период решётки в поперечном направлении соответственно. Также учтено электромагнитное взаимодействие между двумерными решётками спинов с помощью двумерной решёточной суммы $\beta(0)$.

1. D. M. Nenno et al. Axion physics in condensed-matter systems // Nature Reviews Physics. 2020. V. 2, no. 12. P. 682–696.
2. L. Shaposhnikov et al. Emergent axion response in multilayered metamaterials // Physical Review B. 2023. V. 108, no. 11. P. 115101.
3. T. Z. Seidov et al. Dual origin of effective axion response // Nature Communications. 2025. V. 16, no. 1. P. 5942.

Сверхсильные магнитные поля как ключ к пониманию и улучшению свойств редкоземельных материалов

Н. В. Костюченко[1,2]*, Д. И. Плохов[3,4], А. К. Звездин[2,3]

[1]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991
[3]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991
[4]Российский университет дружбы народов им. Патриса Лумумбы, ул. Миклухо-Маклая, 6, Москва, 117198
*nvkost@gmail.com

В последние десятилетия редкоземельные интерметаллиды стабильно представляют большой интерес благодаря своим уникальным магнитным свойствам: высокой коэрцитивности, большой температуре Кюри и значительному максимальному энергетическому произведению $(BH)_{max}$. Эти характеристики делают их перспективными материалами для широкого круга практических приложений. Наиболее известными представителями данной группы являются соединения типа $R_2Fe_{14}B$, в частности $Nd_2Fe_{14}B$, на основе которых создаются самые энергоёмкие постоянные магниты, широко используемые в современных технологиях [1, 2].

Однако, несмотря на активные исследования, механизмы формирования многих уникальных свойств этих материалов до конца не объяснены. Для корректного описания макроскопических магнитных явлений (например, особенностей кривых намагничивания) необходимо учитывать микроскопические процессы, происходящие в магнитной подсистеме образца [3, 4]. Чтобы понять роль обменного взаимодействия между редкоземельной подрешёткой и подрешёткой железа (4*f*-3*d* обмен) и установить вклад кристаллического поля и магнитной анизотропии в формировании свойств материала, необходимо проведение исследований в условиях наложения сильных и сверхсильных магнитных полей. Из-за очень большой величины эффективных полей межподрешёточного обмена (порядка сотен Тл) измерения в более слабых полях недостаточно информативны, и только в магнитных полях мегагауссного диапазона возможно получение наиболее полной информации об исследуемых соединениях [5].

Метод магнитной магнитокумуляции как способ получения сверхсильных импульсных магнитных полей открывает возможности для систематических исследований экстремальных состояний вещества в различных областях физики [8, 9]. В физике твёрдого тела он позволяет определять ключевые микроскопические параметры (обменные константы, параметры кристаллического поля, константы магнитной анизотропии и др.) путём сопоставления результатов измерений с результатами теоретических расчётов [5–7], использующих, например, квантовую теорию кристаллического поля [3]. Такой синтетический подход, включающий экспериментальные, аналитические и численные методы для исследования свойств редкоземельных интерметаллидов (в том числе модифицированных введением атомов замещения и внедрения), оказался [5–7] исключительно продуктивным для количественного описания процесса полного намагничивания, включающего переход из ферримагнитно-упорядоченного состояния в вынужденное полем ферромагнитное состояние, а также для анализа особенностей магнитных фазовых переходов и т. п. Особое внимание уделялось анализу поведения материалов в сильных и сверхсильных магнитных полях (вплоть до 400 Тл) [6], для выявления всех существенных особенностей кривых намагничивания и их объяснения в рамках предложенных теоретических моделей.

Полученные результаты имеют фундаментальное значение для развития современных моделей магнито-упорядоченных систем, а также практическое значение для создания новых высокоэффективных магнитных материалов с заданным комплексом свойств на основе редкоземельных и 3*d*-переходных металлов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект ФСМГ-2025-0005). Публикация Д. И. Плохова выполнена в рамках государственного задания ИОФ РАН и при поддержке Программы стратегического академического лидерства РУДН.

1. M. D. Coey // Magnetism and Magnetic Materials. Cambridge, England: Cambridge University Press, 2010.
2. O. Gutfleisch, M. A. Willard, E. Brück et al. // Adv. Mater. 2011. V. 23. P. 821.
3. A. K. Zvezdin (ed. K. H. J. Buschow) // Handbook of Magnetic Materials [chapter 4]. 1995. V. 9. P. 405–543.
4. А. К. Звездин, И. А. Лубашевский, Р. З. Левитин и др. // Успехи физических наук. 1998. Т. 168. С. 1141.
5. N. V. Kostyuchenko, I. S. Tereshina, A. I. Bykov et al. // Crystals. 2022. V. 12. P. 1615.
6. Н. В. Костюченко, Д. И. Плохов, И. С. Терешина и др. // ЖЭТФ. 2024. Т. 166, вып. 6 (12). С. 846-857.
7. В. В. Дорофеев, Н. В. Костюченко, Д. И. Плохов, И. С. Терёшина // ФТТ. 2025. Т. 67, вып. 3. С. 502–509.
8. А. Д. Сахаров // Успехи физических наук. 1966. Т. 88. С. 725.
9. М. И. Долотенко. Магнитокумулятивные генераторы МК-1 сверхсильных магнитных полей // Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015.

Транспортные свойства топологического металла

Ю. Б. Кудасов

Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, ул. Духова, 6, Саров, Нижегородская обл., 607186
Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, просп. Мира, 37, Саров, Нижегородская обл., 607188
*kudasov@ntc.vniief.ru

Дан краткий обзор теоретических подходов к проблеме топологии зонной структуры. С одной стороны, концепция фазы Берри и производных величин (векторный потенциал, кривизна Берри) оказалась плодотворной для исследований топологических изоляторов и систем с топологическими дефектами (дираковские и вейлевские металлы) [1]. С другой стороны, было показано, что в металлических гелимагнетиках могут возникать нетривиальные топологические зонные структуры, не связанные (по крайней мере, непосредственно) с фазой Берри [2]. Формально они являются многолистными регулярными накрытиями зоны Бриллюэна [3]. Обсуждаются примеры таких структур в гелимагнетиках. В отличие от альтермагнетиков и *p*-волновых антиферромагнетиков [4, 5], нетривиальное топологическое состояние в металлических гелимагнетиках может приводить к одиночной поверхности Ферми со спиновой текстурой [2].

Исследованы особенности поведения металлических гелимагнетиков в наноструктурах, в частности, роль границ, туннелирование подвижных носителей заряда и т. д. Показано, что, несмотря на наличие незатухающего спинового тока, на границе потенциальной ямы не происходит накопления спиновой плотности. В потенциальной яме у границы находится слой, в котором происходит затухание спинового тока.

Работа выполнена при поддержке Национального центра физики и математики (направление № 7 «Исследования в сильных и сверхсильных магнитных полях»).

1. M. Z. Hasan, C. L. Kane // Rev. Mod. Phys. 2010. 82. 3045.
2. Yu. B. Kudasov // Phys. Rev. B. 2024. 109. L140402.
3. Yu. B. Kudasov // arXiv:2510.14784 (2025).
4. L. Šmejkal, J. Sinova, T. Jungwirth // Phys. Rev. X. 2022. V. 12. P. 040501.
5. B. Brekke, P. Sukhachov, H. G. Giil, A. Brataas and J. Linder // Phys. Rev. Lett. 2024. 133. 236703.

Спиновые токи и краевые состояния в ограниченных геликоидальных магнетиках

М. А. Кузнецов[1]*, Е. А. Никаноров[2], А. А.Фраерман[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950
*kuznetsovm@ipmras.ru

Электронные состояния в неограниченных геликоидальных магнетиках хорошо изучены (см., например, [1] и ссылки там). В ограниченных гелимагнетиках возникают новые краевые состояния электронов, теоретическому изучению которых посвящён этот доклад. В рамках s-d модели поведение электронов в магнитном геликоиде описывается уравнением Шрёдингера с гамильтонианом

— (1)

где – эффективная масса электрона, – константа s-d взаимодействия, – вектор матриц Паули,), $q = 2\pi/\lambda$, λ – шаг геликоида.

В неограниченном образце гамильтониан (1) инвариантен относительно произвольной трансляции вдоль оси геликоида с дополнительным поворотом спинора вдоль этой же оси. Это позволяет найти собственные функции и собственные значения этого гамильтониана и рассчитать плотность спинового тока

— — — (2)

В случае геликоидального распределения намагниченности отлична от нуля только одна диагональная компонента тензора плотности спинового тока Q_{zz}, для которой после суммирования по состояниям, соответствующим разрешённым значениям волнового вектора **k**, получаем

—— — —— — , (3)

где – концентрация электронов.

В ограниченном образце инвариантность относительно произвольной трансляции с дополнительным поворотом спинора вдоль оси отсутствует, и при отражении электронов от границы происходит рассеяние с изменением спинового состояния. Изменение спинового состояния ведёт к изменению потенциальной энергии, и для сохранения полной энергии требуется соответствующее изменение кинетической энергии. Так как импульс частицы вдоль границы геликоида сохраняется, изменяется угол, под которым отражается частица, т.е. отражение с изменением спинового состояния происходит не под зеркальным углом (рис. 1).

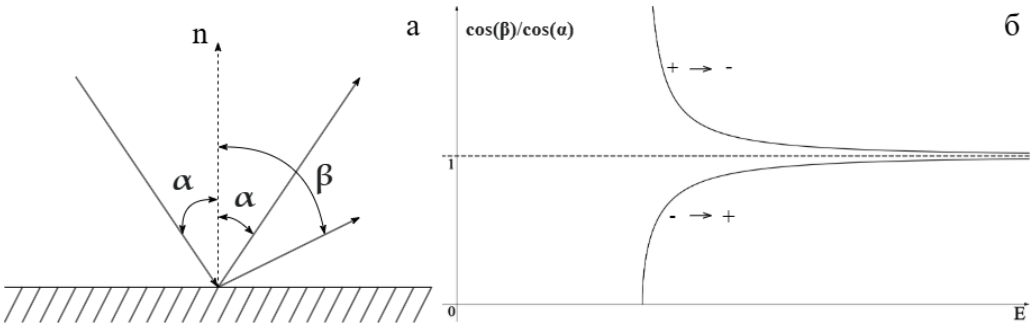


Рис. 1. Незеркальность отражения: *а* – схема незеркального отражения от барьера; *б* – зависимость отношения косинусов угла незеркального отражения β и угла падения α от энергии *E*. Символ "+ → -" означает отражение с минорной ветки (+) на мажорную (-); символ "- → +" означает отражение с мажорной ветки (-) на минорную (+)

В докладе представлены результаты расчёта коэффициентов отражения с сохранением и изменением спинового состояния. Мы также рассчитали вектор средней спиновой плотности $\langle \mathbf{s} \rangle_{\mathbf{k}}$ и показали, что он неколлинеарен вектору **n** вблизи границы геликоида. Проанализированы условия, при которых в исследуемой системе могут существовать поверхностные состояния.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00126.

1. Y. B. Kudasov // arXiv:2510.14784.

Исследование механизмов возникновения термомагнитного эффекта Нернста – Эттингсгаузена в тонких плёнках Co/Pt и Co/Pd

Ю. М. Кузнецов*, Д. А. Здоровейщев, М. В. Дорохин, А. В. Здоровейщев

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, к. 3, Нижний Новгород, 603022
*y.m.kuznetsov@.ru

Эффект Нернста – Эттингсгаузена (ЭНЭ) – явление возникновения напряжения при помещении материала во внешнее магнитное поле и создания разности температур между противоположными гранями. ЭНЭ принято разделять на продольный и поперечный ЭНЭ по отношению к направлению градиента температур. Также ЭНЭ принято разделять на обыкновенную и аномальную составляющие эффекта: первая – линейна по индукции внешнего магнитного поля и определяется транспортными характеристиками материала (концентрация и подвижность свободных носителей заряда, фактор рассеяния). Величина обыкновенной составляющей невелика и представляет в основном методический интерес для исследования тонких плёнок. Ключевой особенностью аномальной составляющей ЭНЭ является нелинейность по отношению к индукции внешнего магнитного поля. Подобное явление наблюдается в магнитных материалах и подобно аномальному эффекту Холла. Аномальная составляющая может существенно превалировать над обыкновенной. В литературе сообщалось наблюдении «гигантского» термомагнитного эффекта в тонкоплёночных материалах с сильной магнитной анизотропией, которые в основном являются либо металлами, либо полуметаллами: CoFe, MnSb, $Li_{0.9}Mo_6O_{17}$, L_{10}-FePt, Fe_3O_4 [1]. Ранее авторами тезисов был продемонстрирован ЭНЭ на полупроводниковых и металлических плёнках [2, 3]: GaAs: δ-Mn, MnSi, (In,Fe)Sb и (Ga,Fe)Sb и (Ga,Mn)As, CoPt. Подобные материалы представляют практический интерес для термомагнитного преобразования энергии и использования в качестве датчиков магнитного поля, питаемых бросовым теплом.

Существует несколько способов подробного достоверного описания механизмов возникновения обыкновенной составляющей термомагнитного ЭНЭ. Основной метод – аналитическое решение уравнения Больцмана в изотермическом приближении с использованием интеграла столкновений. Эта модель согласуется с экспериментальными данными и является основой описания всех термомагнитных и гальваномагнитных явлений. При этом природа возникновения аномальной составляющей термомагнитного эффекта остаётся предметом дискуссии. Существует предположение, что причиной возникновения является спин-орбитальное взаимодействие между свободными носителями заряда и тяжёлым металлом.

В настоящей работе приводятся результаты исследования аномальных эффектов Нернста – Эттингсгаузена $Q(B)$ и Холла $R(B)$ в серии тонких плёнок Co/Pt и Co/Pd, сформированных на подложках полуизолирующего арсенида галлия и сапфира методом электронно-лучевого осаждения в вакууме. В серии варьируется отношение толщин слоёв с целью изменения относительного содержания Co, Pt и Pd. Измерения проводились на воздухе при комнатной температуре с разогревом образца не более 100 °C. Методика измерения термомагнитного эффекта в плёнках Co/Pt и Co/Pd подробно описана в [3].

Экспериментальные магнитополевые зависимости эффектов имеют вид петли гистерезиса, что свидетельствует о наличии ферромагнитного порядка. Ширина петли определяется особенностями строения доменной структуры плёнки. Магнитополевая зависимость $Q(B)$ повторяет магнитополевую зависимость $R(B)$ во всём исследуемом диапазоне температур у всех образцов.

Установлено, что варьирование концентрации платины относительно кобальта приводит к сильному изменению амплитуды термомагнитного эффекта. Кроме того, в структурах Co/Pd термомагнитное напряжение существенно ниже, чем в Co/Pt. Вышеприведённые экспериментальные наблюдения косвенно подтверждают гипотезу о механизме возникновения аномальной составляющей термомагнитного эффекта – изменение концентрации и вида тяжелого металла в тонкой плёнке приводит к изменению спинорбитального взаимодействия, что отражается на величине термомагнитного напряжения Нернста – Эттингсгаузена.

Важно отметить, что намагниченная система «запоминает» своё состояние, при этом внешним «источником питания» подобной ячейки памяти является градиент температуры. Для переключения бита информации необходимо либо перемагнитить плёнку, либо направить градиент температуры в противоположную сторону.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (проект № 24-79-00065).

1. M. Mizuguchi, S. Nakatsuji // Sci. Technol. Adv. Mater. 2019. V. 20, no. 1. P. 262.
2. Yu. M. Kuznetsov et al. // Phys. Uspekhi. 2022. V. 66, no. 3. P. 312.
3. Yu. M. Kuznetsov et al. // Phys. Solid State. 2025. V. 67, no. 6. P. 1084.

Управление магнитными свойствами в тонкоплёночных структурах Pt(Pd)/Co/Pt с оксидированием ферромагнитного слоя и внедрением дихалькогенидов переходных металлов

М. А. Кузнецова*, Р. А. Шестопалов, А. В. Приходченко, Н. Н. Черноусов, А. А. Турпак, А. Г. Козлов

Лаборатория пленочных технологий, Институт наукоемких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет, п. Аякс, 10, к. L, о. Русский, Владивосток, 690922
*kuznetcova.mal@dvfu.ru

Развитие современной спинтроники направлено на создание энергоэффективных устройств для обработки и хранения информации. Ключевыми задачами в этой области являются поиск путей управления магнитной анизотропией, эффективностью спинового управления и стабильностью магнитных структур. Широко исследуются системы на основе гетероструктур тяжёлый металл металл/ферромагнетик), такие как Pt(Pd)/Co/Pt, которые демонстрируют перпендикулярную магнитную анизотропию (ПМА), обусловленную интерфейсными эффектами [1, 2]. В данной работе мы исследуем комбинированное влияние двух факторов: контролируемого оксидирования ферромагнитного слоя Co и введения слоёв дихалькогенидов переходных металлов (TMD), таких как $PtTe_2$, $MoTe_2$. Дихалькогениды переходных металлоов привлекают внимание благодаря своим уникальным спиновым свойствам и потенциально высокой эффективности генерации спинового тока, что может усиливать эффекты спинового орбитального момента (SOT) и вносить вклад в механизмы переключения намагниченности током [3]. Контролируемое окисление ферромагнитного слоя позволяет управлять величиной ПМА, а также формировать системы с обменным смещением в условиях низких температур. Это позволяет целенаправленно управлять интерфейсными эффектами, что критически важно для стабилизации скирмионов и спиновых структур нетривиальной топологии.

Тонкоплёночные структуры на подложках Si/SiO_2, Al_2O_3 и $SrTiO_3$ были синтезированы с помощью магнетронного распыления и молекулярно-лучевой эпитаксии. Анализ роста поверхности проводился методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Часть образцов подвергалась контролируемому окислению слоя Co. Для магнитной характеристики использовались вибрационный магнитометр (VSM) для измерения магнитных параметров и магнито-оптический микроскоп Керра для визуализации доменной структуры и исследования перемагничивания. Для анализа химического состава и морфологии поверхности использовались рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия РФЭС и атомно-силовая микроскопия (АСМ).

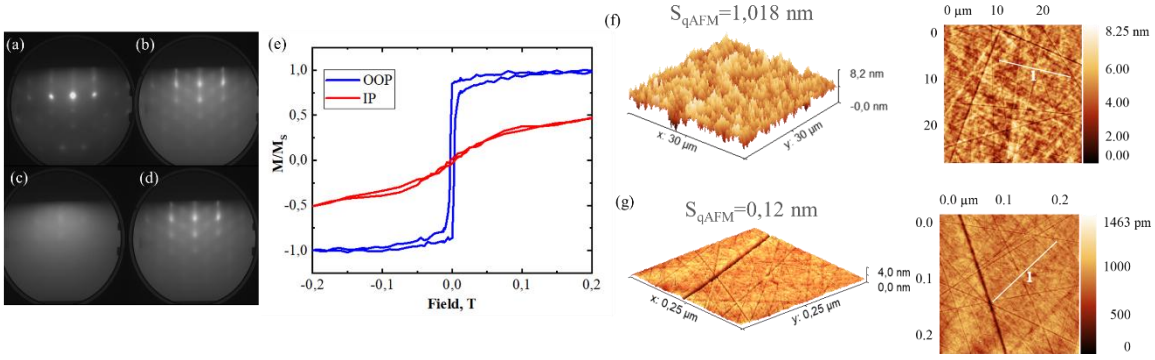


Рис. 1. ДБЭ-изображения подложки MgO (*a*), слоев Pd (*b*), Co/CoO (*c*), Pd (*d*); петли гистерезиса системы MgO/Pd/Co/CoO/Pd (*e*) при внешнем поле вдоль (IP) и перпендикулярно (OOP) относительно плоскости образца; АСМ-изображения PtTe2/Pt/Co/CoO (*f*), PtTe2/Pd/Co/CoO (*g*)

Показано, что выбранная модификация структур Pt(Pd)/Co/Pt методами оксидирования и введения TMD является эффективным инструментом для управления магнитными параметрами и интерфейсными эффектами. Полученные результаты открывают новые возможности для создания стабильных топологических спиновых текстур в тонкоплёночных гетероструктурах, что перспективно для разработки устройств нового поколения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-00162.

1. Bandiera S. et al. Asymmetric interfacial perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co/Pt trilayers // IEEE Magnetics Letters. 2011. V. 2. P. 3000504–3000504.

2. Guan Y., Koyama T., Chiba D. Current-induced magnetic domain wall motion in Pt/Co/Pd and Pd/Co/Pt structures with opposite sign of Dzyaloshinskii-Moriya interaction // AIP Advances. 2017. V. 7, no. 8.

3. Tang W. et al. Spin-orbit torque in Van der Waals-layered materials and heterostructures // Advanced Science. 2021. V. 8, no. 18. P. 2100847.

Исследование магнитострикционных, пьезоэлектрических и плазмонных эффектов в спинтронных ТГц-генераторах на основе структур «упорядоченный плазмон/W/FeGa/Pt/PMN-PT»

М. С. Лаптева[1]*, П. Ю. Авдеев[1], Е. А. Караштин[2], Н. С. Гусев[2], И. А. Федотов[2], М. В. Сапожников[2], А. М. Буряков[1], В. Л. Преображенский[1]

[1]МИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*lapteva@mirea.ru

Спинтронные генераторы терагерцового (ТГц) диапазона в последние годы рассматриваются как перспективные источники ТГц-излучения благодаря высокой амплитуде и широкому спектральному диапазону генерируемых сигналов [1, 2]. В отличие от нелинейных оптических кристаллов и фотопроводящих антенн, такие структуры позволяют управлять поляризацией ТГц-излучения с помощью магнитных и электрических полей, что делает их особенно привлекательными для компактных и высокоэффективных ТГц-систем [3]. Управление параметрами ТГц-генерации через электрическое поле возможно благодаря пьезоэлектрическому контролю магнитных свойств в гибридных структурах на сегнетоэлектрических подложках [4–6]. При подаче напряжения сегнетоэлектрик испытывает пьезоэлектрическую деформацию, изменяющую магнитное состояние ферромагнитного слоя за счёт магнитострикции, что обеспечивает прямой контроль параметров ТГц-генерации. Среди сегнетоэлектриков PMN-PT отличается высоким пьезоэлектрическим откликом и способностью формировать значительные деформации при малых напряжениях, что делает его эффективным для управления магнитным состоянием тонкоплёночных структур. Оптимальная конфигурация металлической части спинтронного генератора, включая материалы и геометрию слоёв, остаётся нерешённой задачей. Перспективно использование магнитострикционного сплава FeGa, обладающего сильной магнитоупругой связью и высокой чувствительностью к деформациям; его интеграция на PMN-PT может повысить эффективность электрического управления, но такие системы пока недостаточно изучены.

В данной работе исследуются магнитострикционные, пьезоэлектрические и оптико-плазмонные эффекты в гибридных структурах «упорядоченный плазмон/W/FeGa/Pt/PMN-PT» и их влияние на спин-зарядовое преобразование и генерацию ТГц-излучения.

Структуры изготавливались методом магнетронного напыления с последующим формированием упорядоченных плазмонных решёток электронно-лучевой литографией. W (2 нм)/FeGa(5 нм)/Pt(2 нм) осаждалась на подложку PMN-PT (011). Для обеспечения электрического контакта на обратную сторону наносились слои Ti (2 нм) и Au (10 нм). Многослойная структура нарезалась на полоски с периодом 200–800 нм и шириной 100–400 нм, формируя регулярную плазмонную решётку. Морфология и степень упорядоченности исследовались методами оптической микроскопии, растровой электронной микроскопии и атомно-силовой микроскопии.

Магнитные и акустические свойства исследовались с помощью магнитооптического эффекта Керра и метода электроакустического импеданса, позволяющего определить параметры упругой связи, резонансные частоты и степень магнитоупругой чувствительности слоя FeGa к деформациям подложки. Эти измерения подтверждают наличие выраженной магнитоупругой связи между FeGa и PMN-PT: индуцированная деформация подложки изменяет магнитную конфигурацию и влияет на параметры ТГц-генерации.

Параметры ТГц-излучения (амплитуда, спектр, временная форма и поляризация) измерялись методом ТГц-спектроскопии с временным разрешением. В структурах упорядоченный плазмон/W/FeGa/Pt/PMN-PT электрическое управление эффективно благодаря сочетанию пьезоэлектрически индуцированного изменения магнитного состояния и анизотропии плазмонной решётки, что увеличивает оптическое поглощение и распределение фототока, существенно влияя на спин-зарядовое преобразование и формирование ТГц-сигнала.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 23–19–00849).

1. T. Seifert et al. Efficient metallic spintronic emitters of ultrabroadband terahertz radiation // Nat. Photonics. Nature Publishing Group UK London. 2016. V. 10, no. 7. P. 483–488.
2. Wu W. et al. Principles of spintronic THz emitters // J. Appl. Phys. 2021. V. 130, no. 9.
3. D. Khusyainov et al. Polarization control of THz emission using spin-reorientation transition in spintronic heterostructure // Sci. Rep. 2021. V. 11, no. 1. P. 697.
4. G. Lezier et al. Fully reversible magnetoelectric voltage-controlled THz polarization rotation in magnetostrictive spintronic emitters on PMN-PT // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120, no. 15.
5. D.Khusyainov et al. Composite Multiferroic Terahertz Emitter: Polarization Control via an Electric Field // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17, no. 4. P. 044025.
6. P. Agarwal et al. Electric-field control of nonlinear THz spintronic emitters // Nat. Commun. 2022. V. 13, no. 1. P. 4072.

Гиромагнитное отношение в ферримагнитных материалах

М. В. Логунов

ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, с. 7, Москва, 125009
logunov@cplire.ru

В докладе представлен обзор результатов исследований особенностей гиромагнитного отношения в различных ферримагнитных материалах. Многоподрешёточная природа ферримагнетиков приводит к значительному разнообразию их магнитных свойств, в частности, гиромагнитного отношения γ. Это обусловлено различными g-факторами Ланде ионов, входящих в состав ферримагнетика, и расщеплением их энергетических уровней под действием кристаллических полей и спин-орбитального взаимодействия. Свойства ферримагнетиков в окрестности точек компенсации магнитного (T_M) и углового (T_A) моментов резко изменяются: в окрестности T_M – квазистатические свойства (коэрцитивная сила, эффект Фарадея и др.), а в окрестности T_A – динамические свойства (гиромагнитное отношение, скорость доменных границ) (рис. 1).

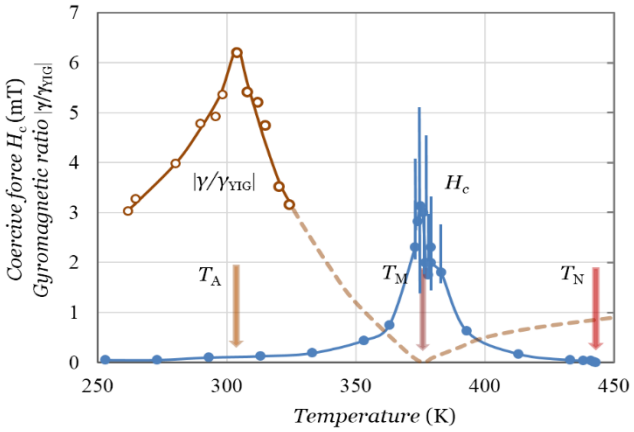


Рис. 1. Коэрцитивная сила H_c и гиромагнитное отношение γ феррита-граната BiGdTm:IG в окрестности точек компенсации магнитного T_M, углового T_A моментов и температуры Нееля T_N

Гиромагнитное отношение в ферримагнетиках не является простым усреднением γ подрешёток. При переходе к макромодели гиромагнитное отношение выражается через отношение суммарной намагниченности к суммарной плотности углового момента подрешёток и, таким образом, является результатом эффективного взаимодействия подрешёток, каждая из которых характеризуется своими величинами гиромагнитного отношения γ. При температуре $T = T_A$ величина $\gamma \to \infty$, что привлекает большое внимание [1–6], поскольку γ – ключевой параметр, определяющий скорость протекания процессов в спиновой системе магнетика: частота колебаний вектора намагниченности и скорость доменных границ прямо пропорциональны γ. Однако использование явления увеличения гиромагнитного отношения в окрестности T_A в прикладных целях затруднено из-за сильной температурной зависимости $\gamma(T)$ и необходимости жёсткой термостабилизации ферримагнетика.

В докладе также рассмотрена недавно обнаруженная экспериментально и подтверждённая теоретически возможность достижения высокого гиромагнитного отношения в тулиевых ферритах-гранатах, не имеющих точек компенсации магнитного и углового моментов [7]. Значительное увеличение гиромагнитного отношения (в 3–5 раз) наблюдалось при разбавлении ионов железа ионами галлия, причём величина гиромагнитного отношения зависела как от содержания ионов галлия, так и от их распределения между октаэдрической и тетраэдрической подрешётками феррита-граната.

1. R. K. Wangsness // Phys. Rev. 1953. V. 91. P. 1085–1091.
2. C. Kittel // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 1587–1590.
3. K.-J. Kim, S. K. Kim, Y. Hirata et al. // Nature Mater. 2017. V. 16. P. 1187.
4. B. A. Ivanov // Low Temp. Phys. 2019. V. 45. P. 1095–1130.
5. M. V. Logunov, S. S. Safonov, A. S. Fedorov et al. // Phys. Rev. Appl. 2021. V. 15. P. 064024.
6. S. K. Kim, G. S. D. Beach, K.-J. Lee et al. // Nature Mater. 2022. V. 21. P. 24.
7. А. С. Федоров, В. В. Демидов, М. В. Логунов // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 122. С. 507–512.

Спин-зависимое фотопоглощение в структурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным δ-слоем

Е. И. Малышева*, М. В. Дорохин, П. Б. Демина, М. В. Ведь, А. В. Здоровейщев**

НИФТИ ННГУ, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950
*malysheva@phys.unn.ru, **dorokhin@nifti.unn.ru

Спин-зависимые эффекты в структурах, сочетающих полупроводниковые и ферромагнитные свойства, представляют интерес с точки зрения интеграции в оптоэлектронные микросхемы [1]. Перспективными являются гетероструктуры с квантовой ямой и близкорасположенным ферромагнитным слоем, работа которых основана на так называемом «эффекте близости». В отличие от классических разбавленных магнитных полупроводников, характер спин-спиновых взаимодействий в подобных структурах полноценно не исследовался.

В данной работе представлены результаты детектирования циркулярно-поляризованного света в диодах на основе гетероструктур с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и близкорасположенным δ-слоем. Структуры сформированы комбинированным методом, сочетающим МОС-гидридную эпитаксию при атмосферном давлении (для роста полупроводниковой части структуры) и импульсное лазерное осаждение (для роста ферромагнитного δ-слоя и покровного слоя GaAs) [2]. Варьировалось расстояние между активной областью (квантовой ямой) и ферромагнитным слоем (толщина спейсерного слоя GaAs). Для формирования фотоприёмника на поверхности образца формировался тонкий полупрозрачный контакт Шоттки на основе Au. Омический контакт к подложке n-GaAs формировался искровым вжиганием Sn-фольги.

Исследования магнитооптических эффектов выполнялись при введении диодов в магнитное поле до 300 мТл в геометрии Фарадея. Для измерения фотоэлектрического эффекта образец облучался циркулярно-поляризованным светом различной полярности. В результате создавалось фото-ЭДС, величина которой при намагничивании δ-слоя марганца зависела от знака циркулярной поляризации засветки. Для количественной оценки эффекта введена относительная магнитная чувствительность:

$$P = (U(\sigma+)-+) - U(\sigma-))/(U(\sigma+) + U(\sigma-))\cdot 100\% , \qquad (1)$$

где U(σ+) – величина фотосигнала при засветке правополяризованным светом со 100 % степенью циркулярной поляризации, U(σ-) – фотосигнал при засветке левополяризованным светом.

Обнаружено, что относительная магнитная чувствительность зависит от намагниченности δ-слоя, а также от длины волны возбуждающего излучения (рис. 1).

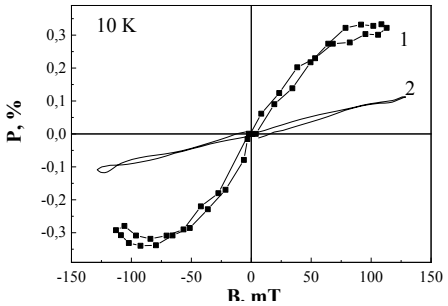


Рис. 1. Магнитополевая зависимость относительной магнитной чувствительности:
1 – для засветки в области КЯ; 2 – для засветки в области GaAs

При намагничивании структуры до максимального поля и межзонном возбуждении (кривая *2* на рис. 1) относительная магнитная чувствительность принимает сравнительно малое значение и линейно зависит от магнитного поля, что можно объяснить эффектом магнитокругового дихроизма в GaAs. При резонансном оптическом возбуждении носителей заряда в квантовой яме (с энергией, близкой к энергии основного перехода, кривая *1* на рис. 1), регистрируется нелинейная зависимость P от магнитного поля, а максимальная величина P (в наибольшем поле) становится значительно выше.

Повышение магнитной чувствительности объясняется спин-зависимым поглощением и резонансным туннелированием носителей заряда из квантовой ямы на состояния намагниченного δ-слоя марганца. Вид зависимости P(B) в этом случае подобен магнитополевой зависимости намагниченности δ-слоя марганца.

Величина относительной магнитной чувствительности в магнитном поле насыщения определяется эффективностью спин-зависимого поглощения и спин-зависимого транспорта носителей заряда. При варьировании расстояния между δ-<Mn> и квантовой ямой максимальное значение P изменяется.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-00047.

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. 40, R179.
2. М. В. Дорохин, Е. И. Малышева, А. В. Здоровейщев и др. // ФТП. 2012. 46. № 12. С. 1554.

Хиральный магнетизм в монослоях дихалькогенидов переходных металлов

В. Н. Манцевич[1,2*], Д. С. Смирнов[2], И. С. Кривенко[3]

[1]Московский Государственный Университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991, Россия
[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
[3]Технический университет Гамбурга, Гамбург, Германия
*vmantsev@gmail.com

Ван-дер-ваальсовы гетероструктуры обладают исключительной способностью к настройке транспортных и оптических свойств, что привело к активным фундаментальным исследованиям этого класса материалов и открыло возможности для их применения в современных устройствах наноэлектроники. Серьёзным прорывом стало комбинирование двумерных полупроводников, таких как графен или дихалькогениды переходных металлов, с магнитными материалами [1]. Наиболее перспективными низкоразмерными магнитными материалами являются тригалогениды хрома и CrSBr, интенсивные исследования которых уже выявили множество новых физических явлений. Поэтому исследование новых систем на основе этих материалов представляется весьма привлекательным.

В работе теоретически исследована система магнитных примесей, расположенных на поверхности монослоя дихалькогенида переходного металла. Разработана теория взаимодействия РККИ в этом материале, учитывающая блокировку спиновых долин в зоне проводимости и обменное взаимодействие магнитных примесей с d0-орбиталями атомов переходных металлов, которые формируют блоховские состояния зоны проводимости. Показано, что наличие двух минимумов в зоне проводимости в сочетании с отсутствием инверсионной симметрии и блокировкой спиновой долины приводит к хиральному РККИ-взаимодействию, которое способствует вращению магнитных моментов в плоскости с периодом, равным трём постоянным решётки. Вместе с антиферромагнитным взаимодействием ближайших соседей-антиферромагнитных частиц, это приводит к 120° нееловскому основному состоянию.

Магнитная термодинамика системы может быть описана классической XY-моделью, в которой возможны два фазовых перехода: переход Березинского – Костерлица – Таулесса при спиновом упорядочении и переход хиральности по типу Изинга [2]. Для описания роли РККИ-взаимодействия проведено моделирование методом Монте-Карло. Различные параметры порядка, восприимчивости и длины корреляций рассчитываются для широкого диапазона температур как в ходе моделирования, так и в рамках теории среднего поля. Продемонстрировано, что РККИ-взаимодействие разрушает фазовый переход, связанный с хиральностью, и фиксирует её знак, зависящий от знака спинового расщепления зоны проводимости в монослое дихалькогенида переходного металла.

Обратное воздействие хирального магнетизма на оптические и транспортные свойства электронов в монослое дихалькогенида переходного металла описано на основе оригинальной k-p модели, полученной из модели сильной связи с шестью орбиталями. Показано, что из-за асимметрии системы «верх-низ» хиральная намагниченность в плоскости может приводить к аномальному антиферромагнитному эффекту Холла. Хиральная намагниченность также изменяет оптические свойства монослоя дихалькогенида переходного металла, приводя к сворачиванию зоны Бриллюэна и обеспечивая междолинное смешивание с переворотом спина. В результате основной экситонный резонанс в оптических спектрах расщепляется на несколько десятков миллиэлектронвольт, и возникает новый резонанс, обусловленный усилением междолинных переходов.

Таким образом, предлагаемая гибридная система успешно сочетает транспортные и оптические свойства полупроводникового монослоя дихалькогенида переходного металла с хиральным магнетизмом и демонстрирует множество уникальных свойств.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00093.

1. K. S. Burch, D. Mandrus, and J.-G. Park // Nature. 2018. V. 563. P. 47.
2. H. Kawamura, Can // J. Phys. 2001. V. 79. P. 1447.

Реализация частотно-селективного демультиплексирования спиновых волн в системе ЖИГ-микроволноводов с кольцевым микрорезонатором

А. А. Манышева*, К. Е. Жумабекова, Н. Ю. Яснев, А. В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского,
ул. Большая Казачья, 112А, корп. 8, Саратов, 410012
aamsgmaam2006@gmail.com

Железо-иттриевый гранат ($Y_3Fe_5O_{12}$, ЖИГ) – перспективный материал для магнонных устройств благодаря низкому затуханию спиновых волн (СВ) и возможности управления их спектрами, что позволяет реализовать компактные функциональные элементы магнонных сетей [1]. В работе предложена магнонная структура, сочетающая крестообразную систему ортогональных микроволноводов и квадратный кольцевой резонатор, выполненные из ЖИГ, для реализации частотного демультиплексирования сигналов спиновых волн.

Конфигурация включает четыре прямолинейных волновода (ширина 300 мкм, длина 4000 мкм) и центральный квадратный резонатор со стороной 900 мкм; толщина всех элементов – 10 мкм (рис. 1, *а*). Возбуждение осуществлялось как в одном канале (P_0), так и одновременно в двух противоположных каналах – P_0 и P_3. Моделирование проводилось в пакете MuMax[3]. Параметры моделирования соответствуют эпитаксиальным плёнкам ЖИГ: Ms = 139 кА/м, α = 0,0005.

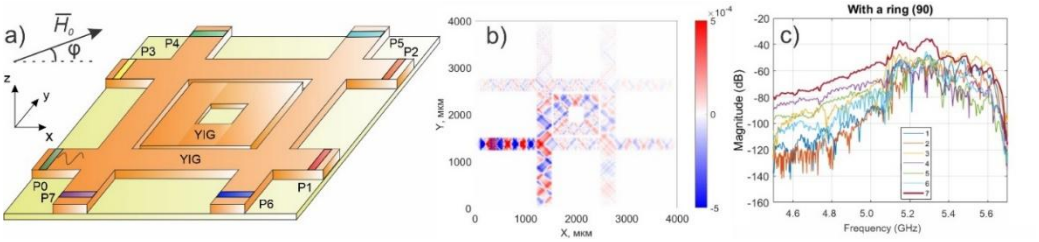


Рис. 1. Схема магнонной структуры с интегрированным кольцевым микрорезонатором (*а*); карта распределения фазы колебаний намагниченности при частоте возбуждения f = 5,288 ГГц, внешнем магнитном поле H_0 = 1,2 kOe, направленном вдоль оси *Y*, и возбуждении в терминале P_0 (*b*); амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) на выходах P_1 – P_7 при том же значении магнитного поля (*c*)

Результаты показывают, что кольцевой резонатор играет двойную роль: он выступает как частотно-селективный фильтр и как активный элемент связи между ортогональными волноводами за счёт дипольдипольного взаимодействия. Установлено, что в зоне сочленения волноводов и резонатора возбуждаются ширинные моды различной чётности, что создаёт дополнительную степень свободы для управления спинволновыми потоками без изменения геометрии.

Особый интерес представляет режим двойного возбуждения. При синфазном возбуждении (разность фаз = 0) наблюдается конструктивная интерференция в центре структуры, усиливающая сигнал в выбранных выходных каналах. При противофазном возбуждении (разность фаз = π) деструктивная интерференция подавляет передачу в одни каналы и перенаправляет энергию в другие. Таким образом, амплитуда и фаза выходного сигнала контролируются исключительно внешними параметрами: частотой, фазой и наличием возбуждения на входах.

Этот механизм открывает путь к реализации магнонной логики на основе интерференции. Показано, что комбинация управляющих параметров – частоты, наличия/отсутствия сигнала на входах P_0/P_3 и фазового сдвига (0 или π) – позволяет реализовать широкий набор логических функций. Анализ выходных амплитуд на шести терминалах при заданных порогах показал, что одна такая структура может заменить до 23 базовых логических элементов, действуя как программируемый логический узел.

Кроме того, кольцевой резонатор сам по себе может хранить «внутреннее состояние»: на разных частотах в нём возбуждаются бегущие моды по/против часовой стрелки или стоячие волны. Это позволяет использовать резонатор не только как пассивный фильтр, но и как элемент памяти или контекстного отклика, сохраняющего информацию в диапазоне частот, а не в дискретной точке. Такой подход естественным образом совместим с концепцией Processing-in-Memory (PIM): спиновые волны позволяют одновременно хранить и обрабатывать информацию без перемещения заряда, минимизируя энергозатраты и задержки.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-30027.

1. Barman A. et al. The 2021 magnonics roadmap // Journal of Physics: Condensed Matter. 2021. V. 33, no. 41.
2. Zenbaa N. et al. A universal inverse-design magnonic device // Nature Electronics. 2025. V. 8, no. 2.
3. Odintsov S. A. et al. Lateral and vertical spin-wave transport in a multimode magnonic ring coupler // Physical Review Applied. 2024. V. 22, no. 1.

Спиновые волны, локализованные в двухслойных структурах с неоднородным внутренним магнитным полем

А. А. Мартышкин*, Е. Н. Бегинин, А. В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, Саратовская обл., 410012
*aamartyshkin@gmail.com

Магноника – это направление физики, в котором исследуется использование спиновых волн, представляющих коллективную прецессию магнитных моментов, для передачи, обработки и хранения информации. Благодаря согласованному характеру прецессии, спиновые волны позволяют реализовывать логические операции на микро- и наноуровне при низком энергопотреблении. Устройства, основанные на магнонных принципах, являются перспективной альтернативой традиционной микроэлектронике на основе комплементарной металл-оксид-полупроводниковой технологии (КМОП) и возможным путём преодоления её фундаментальных ограничений.

Одним из подходов к реализации функциональных магнонных устройств является использование структурированных тонкоплёночных спин-волноведущих систем. Ранее локализованные магнитостатические моды были экспериментально обнаружены в работе [1], где показано, что пространственно неоднородное дипольное поле, создаваемое за счёт изменения топографии ферромагнитной плёнки, приводит к формированию эффективных спин-волновых каналов. В работе [2] было показано, что аналогичная неоднородность внутреннего магнитного поля возникает и в поперечно ограниченных плёнках YIG вследствие неравномерного распределения намагниченности по толщине. Формируемый при этом неоднородный магнитостатический профиль в двухслойных волноводах существенно изменяет спектр спиновых волн и приводит к появлению локальных минимумов эффективного поля, определяющих условия модовой локализации.

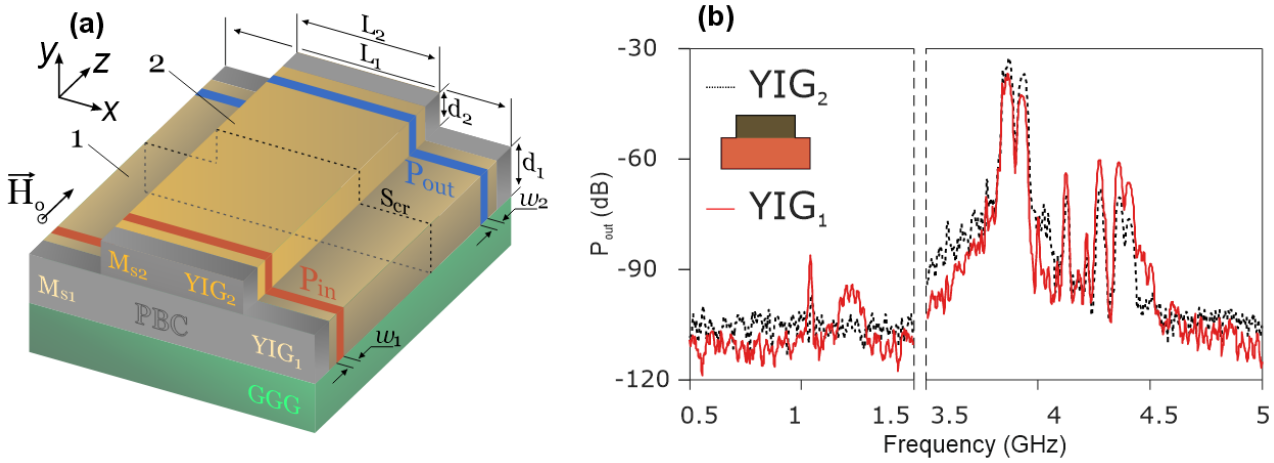


Рис. 1. Схематическое изображение структуры $YIG_1/YIG_2/GGG$ (*a*); амплитудно-частотные спектры СВ, полученные с помощью микромагнитного моделирования в слое YIG_1 (пунктирная кривая) и в слое YIG_2 (сплошная кривая) (*b*)

В настоящей работе исследуются двухслойные ферромагнитные структуры YIG_1/YIG_2, в которых намагниченность насыщения M_{s1} = 904 G и M_{s2} = 1738 G слоёв YIG_1 и YIG_2 формирует неоднородность внутреннего магнитного поля. С помощью микромагнитного моделирования показано существование локализованных спиновых волн в низкочастотной области. Установлено, что профиль локализации и частотно-волновые характеристики локализованных спиновых волн мод существенно зависят от контраста магнитных параметров и толщины слоёв, что открывает возможность управляемой инженерии спектра в многослойных магнонных структурах.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-30027.

1. V. E. Demidov et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 022403.
2. Y. V. Aleksandrova et al. // Physics of Metals and Metallography. 2024. V. 125 (4). P. 346–354.

Исследование одномерных магнетиков в сверхсильном магнитном поле

А. И. Быков[1], А. Н. Васильев[2], Е. А. Бычкова[1], Р. В. Козабаранов[1,3,4], А. С. Коршунов[1], Ю. Б. Кудасов[1,3,4], И. В. Макаров[1], Д. А. Маслов[1,3,4], М. П. Монахов[1], В. В. Платонов[1,3,4], П. Б. Репин[1], В. Д. Селемир[1], И. С. Стрелков[1], О. М. Сурдин[1,3,4], А. В. Филиппов[1]

[1] Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Саров, 607188
[2]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991
[3] Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, 607186
[4] Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, 115409

Проводилось измерение намагниченности одномерных магнетиков в магнитных полях до 500 Тл. Представлены результаты исследования соединения $KCu_7TeO_4(SO_4)_5Cl$. Измерения выполнены при температуре жидкого гелия. Источником сверхсильного магнитного поля служил магнитокумулятивный генератор МК-1 [1]. Получены кривые намагничивания соединений.

Образцы предоставлены физическим факультетом МГУ им. М. В. Ломоносова и химическим факультетом НИУ ВШЭ.

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики.

1. Г. В. Борисков и др. // УФН. 2011. 181. С. 441.

Влияние особенностей магнитной структуры на гистерезисные свойства ансамблей невзаимодействующих наночастиц железа

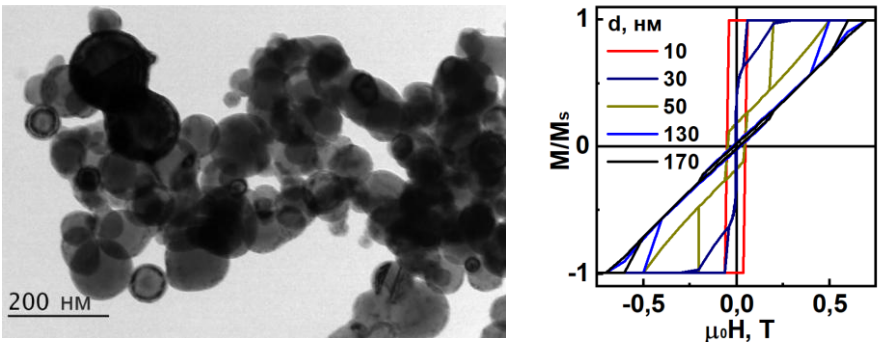
Г. Ю. Мельников[1]*, И. В. Бекетов[2], А. И. Дубанова[1], Е. А. Бурбан[1], Г. В. Курляндская[1]

[1]Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
[2]Институт электрофизики УрО РАН, ул. Амундсена, 106, Екатеринбург, 620216
*grigory.melnikov@urfu.ru

Ансамбли магнитных наночастиц железа в виде порошков, в составе стабилизированных суспензий или наполнителей полимерных композитов представляют интерес с научной и практической точек зрения [1]. Особый интерес для практических приложений представляют магнитные наночастицы железа, получаемые большими партиями с помощью электрофизического метода электрического взрыва проволоки (ЭВП) [2]. Магнитные свойства композитов на основе ансамблей магнитных наночастиц определяются дизайном материала, а именно: распределением наночастиц по размерам, их магнитной структурой и анизотропией, пространственным распределением (которое влияет на магнитное взаимодействие), а также особенностями взаимодействия наночастиц с полимерной матрицей.

Основной проблемой при создании композиционных материалов с заданными/настраиваемыми магнитными свойствами является установление корреляции между различными параметрами их структуры и результирующими магнитными характеристиками. Теоретические расчеты в основном проводятся для ансамблей одинаковых частиц, синтез которых на практике очень затруднён. Широко применяемая модель Стонера – Вольфарта, хотя и учитывает межчастичные взаимодействия, не описывает магнитную структуру отдельной частицы. Такой подход неприменим для описания магнитных свойств композитов, содержащих крупные частицы (для Fe диаметром > 25 нм). Решение этой задачи возможно методами микромагнитного моделирования. Следует, однако, отметить, что совместный учёт магнитной структуры и межчастичных взаимодействий требует значительных вычислительных ресурсов [3]. В данной работе микромагнитная модель петели магнитного гистерезиса ансамбля невзаимодействующих частиц Fe, учитывающая конкретные параметры распределения по размерам и ориентациям осей анизотропии, анализируется путём сравнения с экспериментальными данными, полученными для частиц ЭВП железа.

Магнитные наночастицы железа были получены методом ЭВП. Их фазовый состав и размер области когерентного рассеяния исследовались методами рентгенофазового анализа. Распределение частиц по размерам, использованное в модели, было получено на основе анализа микрофотографий, сделанных с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) (рис. 1, *а*). Экспериментальные петли магнитного гистерезиса были измерены с помощью вибрационного магнетометра при комнатной температуре. Измерения проводились как для наночастиц в виде порошка, так и для эпоксидного композита с их низким содержанием (до 10 массовых процентов), что соответствует модели невзаимодействующего ансамбля. Микромагнитная модель в данной работе была реализована в пакете MuMax[3] для ансамбля наночастиц Fe. На рис. 1, *б* в качестве примера приведены зависимости приведённой намагниченности M/Ms (где M – намагниченность, Ms – намагниченность насыщения, H – напряженность внешнего магнитного поля, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума) для сферических частиц различного диаметра d.



а *б*

Рис. 1. Общий вид ансамбля ЭВП наночастиц железа, ПЭМ (*а*); модельные петли магнитного гистерезиса отдельных наночастиц железа разного размера без учёта дисперсии осей магнитокристаллической анизотропии (*б*)

1. G. Yu. Melnikov, E. Burban, A. V. Svalov. G. V. Kurlyandskaya // Magnetochemistry. 2025. V. 11. P. 57.
2. I. V. Beketov, A. P. Safronov, A. I. Medvedev, J. Alonso et al. // AIP Adv. 2012. V. 2. P. 022154.
3. J. Leliaert, M. Dvornik, J. Mulkers, J. De Clercq et al. // J. Phys. D Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 123002.

Структурно-магнитные свойства тонкоплёночного α-Fe_2O_3

К. А. Меренцова*, А. П. Носов

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18 , Екатеринбург, Свердловская обл., 620108
*merencovak@imp.uran.ru

В настоящей работе представлены комплексные исследования структурных и магнитных свойств наноструктурированных плёнок гематита (α-Fe_2O_3), синтезированных методом магнетронного распыления на монокристаллических сапфировых подложках (c-Al_2O_3). Исследования включали два основных экспериментальных направления: изучение плёнок фиксированной толщины, подвергавшихся различным режимам термообработки, а также исследование плёнок разной толщины, обработанных при одной фиксированной температуре. Для анализа использовались современные методы неразрушающего контроля: рентгеноструктурный анализ, атомно- и магнитно-силовая микроскопия, магнитометрия (SQUID, VSM), спектроскопия Рамана и рентгеновская абсорбционная спектроскопия (XAS). Такой комплексный подход позволил выявить взаимосвязи между морфологией, кристаллической структурой и магнитными свойствами плёнок, а также определить механизмы фазовых переходов и структурных трансформаций, вызванных термообработкой.

Экспериментальные данные для плёнок одной толщины демонстрируют, что в интервале термообработки 1023–1173 K наблюдается формирование дополнительных ферримагнитных включений магнетита (Fe_3O_4) в антиферромагнитной матрице α-Fe_2O_3, сопровождающееся изменением характера магнитных взаимодействий и переходом из антиферромагнитного в ферримагнитное состояние. Магнитометрические и магнитооптические измерения подтвердили наблюдаемые фазовые и структурные изменения: увеличение намагниченности насыщения и уменьшение коэрцитивной силы (рис. 1) коррелируют с формированием ферримагнитных доменов Fe_3O_4, а при нагреве свыше 1173 K эта фаза полностью разрушается, и в плёнке остаётся только фаза α-Fe_2O_3.

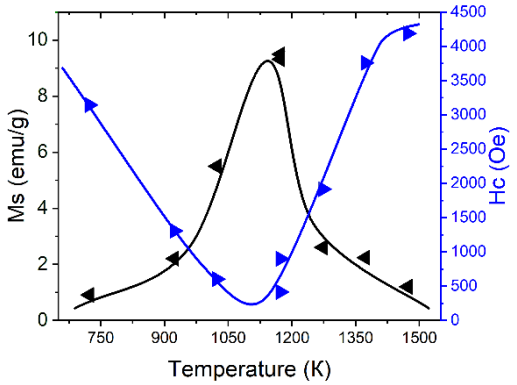


Рис. 1. Зависимости намагниченности насыщения (Ms) и коэрцитивной силы (Hc)

Рентгеноструктурный анализ плёнок различной толщины выявил усиление размерных эффектов с её ростом: в сверхтонких плёнках (< 162 нм) отмечается подавление перехода Морина и изменение параметров элементарной ячейки, свидетельствующее о внутренних напряжениях и деформациях, влияющих на магнитные свойства [1]. Микроскопические исследования показали эволюцию морфологии поверхности от островковой структуры в ультратонких плёнках к более однородной и гладкой при увеличении толщины, что сопровождается снижением остаточных механических напряжений.

Полученные результаты раскрывают фундаментальные механизмы фазовых превращений и магнитной эволюции наноструктурированных гематитовых плёнок, что имеет важное значение для разработки функциональных материалов и спинтронных устройств с контролируемыми топологическими и магнитными характеристиками. Сформированная база знаний может быть использована для создания топологически защищённых магнитных структур [2, 3] и разработки передовых решений в области терагерцовых технологий [4, 5].

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема «Функция» № 122021000035-6, тема «Спин» № 122021000036-3). Исследования проводились с использованием оборудования Центра коллективного доступа ИФМ УрО РАН. Работа поддержана Молодёжным проектом ИФМ УрО РАН.

1. А. П. Носов, И. А. Субботин, М. А. Чуев и др. // Физика металлов и металловедение. 2025. V. 126. P. 520–534.
2. H. Jani, J. Lin, J. Chen et al. // Nature. 2021. V. 590. P. 74–79.
3. M. Hassan, S. Koraltan, A. Ullrich et al. // Nature Physics. 2024. V. 20. P. 615–622.
4. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi et al. // Reviews of Modern Physics. 2018. V. 90. P. 15005.
5. D. Kan, T. Moriyama, R. Aso et al. // Applied Physics Letters. 2022. V. 120. P. 112403.

Трёхмерный микромагнетизм в терминах произведений кватернионных функций

К. Л. Метлов*

Донецкий Физико-Технический Институт им. А. А. Галкина, ул. Розы Люксембург, 72, Донецк, ДНР, 283048
*metlov@donfti.ru

Прогресс в методах визуализации трёхмерных распределений намагниченности с субмикронным разрешением [1] вызвал обновлённый интерес к трёхмерной микромагнитной теории, предметом которой является статика и динамика распределений намагниченности в магнитоупорядоченных средах. В случае одного пространственного измерения (когда векторное поле намагниченности зависит от одной пространственной координаты), микромагнитная теория (доменных границ) может быть сформулирована в терминах действительных функций; двумерную микромагнитную теорию (описывающую цилиндрические магнитные домены, скирмионы, магнитные вихри в наноструктурах) можно сформулировать на языке функций комплексного переменного [2, 3]. Суперпозиция нескольких топологических объектов при этом соответствует произведению таких функций.

В докладе описан способ построения подобного аналитического представления сложных трёхмерных магнитных текстур, содержащих хопфионы и блоховские точки, в виде произведения кватернионных функций [4]. Оно может быть полезно в качестве языка для выражения теоретических моделей трёхмерных магнитных текстур и задания различных топологически нетривиальных начальных условий для микромагнитного моделирования. Несколько примеров таких распределений намагниченности приведены на рис. 1.

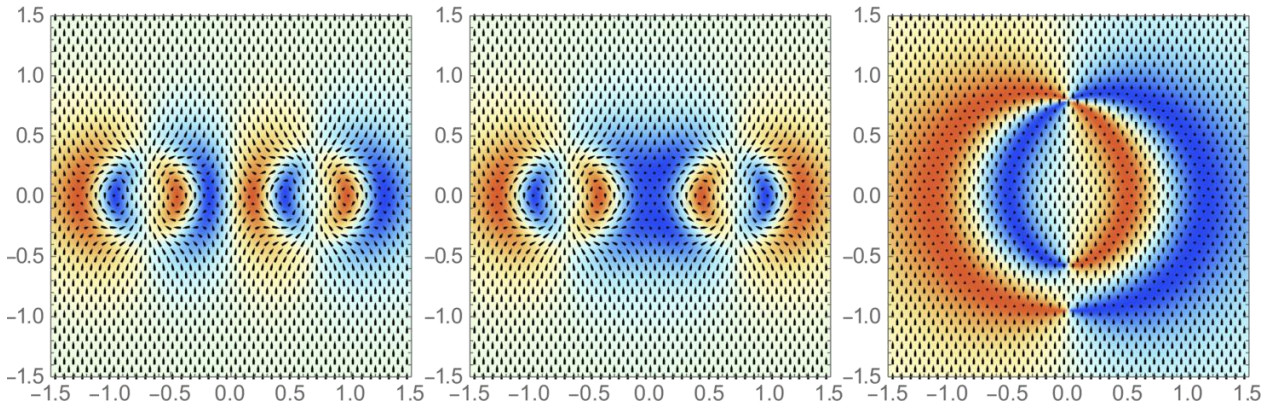


Рис. 1. Сечения распределений намагниченности (слева направо): *а* – двух взаимодействующих хопфионов, *б* – взаимодействующего хопфиона и антихопфиона, *в* – трёх блоховских точек с топологическими зарядами (сверху вниз) 2, –1 и –1. Стрелки изображают проекцию вектора намагниченности на плоскость сечения, цветом показана его перпендикулярная к плоскости сечения компонента. Пространственные координаты по осям даны в произвольных безразмерных единицах

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00076.

1. C. Donnelly, K. L. Metlov, V. Scagnoli et al. // Nat. Phys. 2021. V. 17 (3). P. 316–321.
2. А. А. Белавин, А. М. Поляков // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22, № 10. С. 503–506.
3. K. L. Metlov // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 107201.
4. K. L. Metlov, A. B. Bogatyrëv // ArXiV. 2025. 2509. P. 13902.

Модуляция ТГц-излучения спинтронными излучателями

Е. Д. Мишина[1]*, А. М. Буряков[1], М. В. Сапожников[2], В. Л. Преображенский[1]

[1]МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454
[2]Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950
*mishina@mirea.ru

Спинтронные эмиттеры терагерцового (ТГц) излучения со структурой ферромагнитный металл/немагнитный (тяжелый) металл (ФМ/нм) в последние годы активно исследуются, поскольку формируют новый тип эмиттеров, отличающийся от других как по физическим принципам работы, так и по функциональным характеристикам. Их отличают достаточная эффективность, сравнимая с эффективностью неорганических нелинейно-оптических и превышающая таковую у полупроводниковых эмиттеров, широкий спектр излучения, а также возможность управления характеристиками излучения непосредственно в источнике при комнатной температуре. В таких эмиттерах при помощи магнитного поля можно модулировать амплитуду, поляризацию и фазу ТГц-волны.

Физический механизм генерации ТГц-излучения в бислойных структурах включает четыре основных этапа: возбуждение спин-поляризованных электронов фемтосекундными лазерными импульсами в слое ФМ, супердиффузию этих электронов в слой НМ, преобразование поперечного спинового тока в продольный зарядовый ток посредством обратного спинового эффекта Холла и, наконец, излучение ТГц-волн зарядовым током. Амплитуда ТГц-поля пропорциональна модулю намагниченности, а направление поляризации перпендикулярно вектору намагниченности.

Для модуляции поляризации необходимо, чтобы ФМ-слой обладал одноосной магнитной анизотропией в плоскости. В таком слое в пределах поля анизотропии, приложенного вдоль трудной оси, намагниченность вращается на 180 градусов, выходя на насыщение за пределами поля анизотропии. Следовательно, изменение внешнего магнитного поля в пределах поля анизотропии обеспечивает вращение плоскости поляризации ТГц-волны таже на 180 градусов без изменения амплитуды. Противоположные точки по магнитному полю соответствуют сдвигу фазы также на 180 градусов (π). В ТГц-спинтронных структурах с одноосной магнитной анизотропией и высокой магнитострикцией, осаждённых на пьезоэлектрическую подложку, вращение намагниченности может быть осуществлено электрическим полем. Максимальное достигнутое значения поворота плоскости поляризации в этом случае составляет 120 градусов [1] и в настоящее время ограничено механической прочностью пьезоэлектрика.

Для модуляции амплитуды ТГц-излучения используются спиновые клапаны. Они представляют собой многослойную структуру, состоящую из двух ФМ-слоёв, разделённых прослойкой из НМ-металла (ФМ/НМ/ФМ). Ключевой особенностью архитектуры спиновых клапанов является то, что один ФМ-слой должен быть магнитожёстким, а второй – магнитомягким. В этом случае при изменении магнитного поля в структуре возникают не только два насыщенных состояния по намагниченности, определяющих фазу ТГц-волны, но и множество состояний, позволяющих осуществлять модуляцию её амплитуды. Варьировать магнитожёсткость ферромагнитного слоя в составе клапана можно путём изменения используемых материалов и их толщины при формировании ФМ-слоёв, однако, как правило, это приводит к уменьшению эффективности генерации. Более эффективный способ – закрепление направления намагниченности в одном из слоёв за счёт обменного взаимодействия с антиферромагнитным слоем. Пример функционирования модулятора на основе спинового клапана приведён на рис. 1.

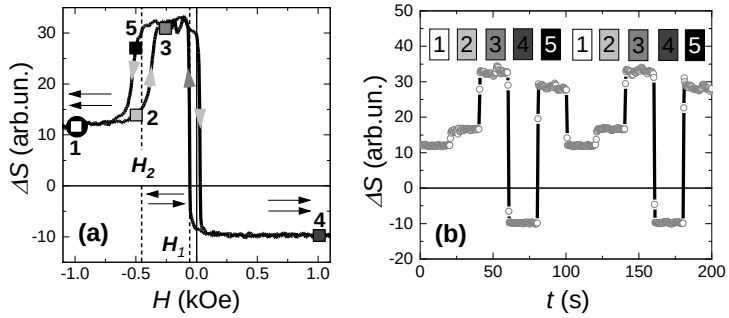


Рис. 1. Магнитно-индуцированная модуляция амплитуды ТГц-импульса в спиновом клапане Co (1,8 нм)/Pt (2 нм)/Co (1,8 нм) / IrMn (5 нм). Петля гистерезиса для ТГц-поля (*a*); модуляция амплитуды в реальном времени при переключении магнитного поля в определенную точку петли гистерезиса (*b*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-19-00849.

1. D. Khusyainov, S. Ovcharenko, A. Buryakov et al. // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 17. P. 044025.

Управление рассеянием спинов и спин-зарядовой конверсией с помощью разделительного слоя в структурах NiFe/Spacer/IrMn

Р. Б. Моргунов[1,2]*, А. И. Чернов[2], М. В. Бахметьев[1,2]

[1]Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, 142432
[2]Российский квантовый центр, Сколково, Москва, 121205
Spintronics2022@yandex.ru

Исследовано преобразование спинового тока в зарядовый ток в гетероструктурах на основе NiFe, где спиновые токи генерировались за счёт ферромагнитного резонанса. Температурная зависимость индуцированного зарядового тока определяется конкуренцией процессов косого рассеяния и боковых перескоков. В NiFe, а также в гетероструктурах NiFe/IrMn и NiFe/Cu/IrMn эта конкуренция приводит к появлению характерного минимума при T ≈ 95 K, унаследованного от слоя NiFe. Разделение NiFe и IrMn спейсером Cu не изменяет положения этого минимума даже при больших толщинах Cu благодаря большой длине спиновой диффузии и слабой спин-орбитальной связи в Cu. Однако амплитуда минимума постепенно уменьшается с увеличением толщины Cu, что отражает снижение эффективности прохождения спинового тока через спейсер.

Иное поведение наблюдается для гетероструктур, содержащих спейсер Ta. Благодаря короткой длине спиновой диффузии и сильному спин-орбитальному взаимодействию Ta, спиновое рассеяние переносится из слоя NiFe в слой Ta. Это приводит к выраженному смещению минимума тока до T ≈ 265 K, сопровождающемуся увеличением его амплитуды с толщиной Ta. В этом случае спин-поляризованные носители не достигают слоя IrMn, и конверсия спина в заряд определяется в основном спейсером Ta. Измерения угла обратного спинового эффекта Холла θ_{ISHE} и длины спиновой диффузии λ_{SD} дополнительно подтверждают противоположную роль спейсеров Cu и Ta. Для спейсера Cu угол θ_{ISHE} положителен (рис. 1, *a*), а длина спиновой диффузии ограничена толщиной спейсера примерно до 5 нм (рис. 1, *b*).

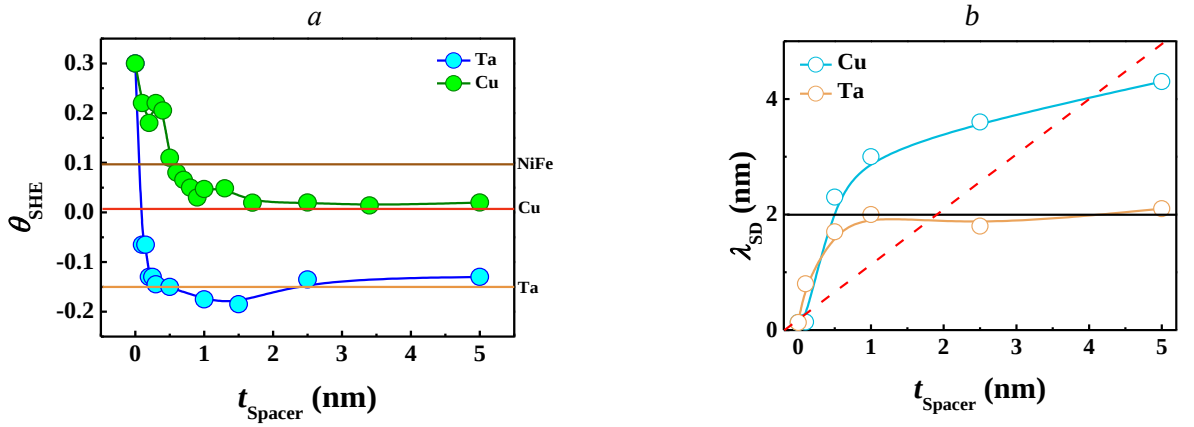


Рис. 1. Зависимости угла спинового эффекта Холла от толщины спейсеров Ta и Cu при 300 K. Горизонтальные линии – известные из литературы значения θ_{ISHE} для NiFe 5 нм и Ta 5 нм, а также Cu 10 нм при 300 K (*a*); зависимости длины спиновой диффузии λ_{SD} от толщины спейсеров Cu и Ta при T = 300 K (*b*). Пунктирная линия – биссектриса, указывающая на равенство толщины спейсера и длины спиновой диффузии. Горизонтальная линия – длина спиновой диффузии для Ta при комнатной температуре. Длина спиновой диффузии для меди составляет ~500 нм по данным других работ

Для спейсера Ta угол θ_{ISHE} отрицателен (рис. 1, *a*), а длина спиновой диффузии изначально мала (рис. 1, *b*), что согласуется с его сильным спин-орбитальным взаимодействием. Как тип, так и толщина спейсера определяют баланс механизмов спинового рассеяния и эффективность конверсии спина в заряд. Это открывает путь к проектированию спин-орбитальных зарядовых токов в гетероструктурах ферромагнетик/переходный металл путём подбора спейсера с заданными свойствами.

М. В. Бахметьев поддержан грантом РНФ № 24-72-00043 на исследование SHE. Р. Б. Моргунов поддержан Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание № 124013100858-3).

Подход в теоретическом описании сплава $Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$ (x = 0; 0,1; 0,3; 0,5; 1 ат. %) с учётом влияния магнитострикции

Е. В. Морозов[1], Д. А. Карпухин[1], В. В. Коледов[1], А. В. Головчан[2]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, 125009
[2]Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, 283048
*evgvmorozov@gmail.com

В последние годы выходит большое количество публикаций, посвящённых твердотельным фазовым переходам (ФП) в интерметаллических сплавах.

Проблема связана с особенностями протекания процессов в системах, где возможно взаимодействием между двумя и более ФП, происходящими в одном кристалле. Цель работы – поиск теоретических подходов к решению этих задач в рамках феноменологической теории.

На графиках зависимостей M(T) (рис. 1) видно, что магнитоструктурный ФП 1-го рода и ФП 2-го рода в точке Кюри находятся рядом по температуре. Для описания используется функция свободной энергии Гельмгольца в разложении до четвертого порядка по деформации (ε) и намагниченности (M).

$$F(\varepsilon, M) = \frac{1}{2}a\varepsilon^2 + \frac{1}{3}b\varepsilon^3 + \frac{1}{4}c\varepsilon^4 + \frac{1}{2}\alpha M^2 + \frac{1}{4}\beta M^4 + \frac{1}{2}NM^2 + \frac{1}{2}B_0\varepsilon^2 M^2 + \frac{1}{2}B_a\varepsilon M^2 - MH, \quad (1)$$

$$a = a_0(T - T_s),$$

$$\alpha = \alpha_0(T - T_c),$$

где a_0, a, b, c – упругие модули; α_0, α, β – магнитные модули; N – фактор размагничивания (формфактор); B_0 – параметр объёмной магнитострикции; B_a – параметр анизотропной магнитострикции; H – внешнее магнитное поле; T_s и T_c – критические точки магнитоструктурного и магнитного ФП.

Поскольку аустенитная фаза сплава $Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$ (x= 0; 0,1; 0,3; 0,5; 1 ат. %) соответствует кубическому ферромагнетику, то ε = 0 является одним из решений термического уравнения состояния:

$$\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} = 0. \quad (2)$$

Напишем уравнение состояния с учётом (2):

$$\frac{\partial F}{\partial \varepsilon} = a_0(T - T_s)\varepsilon + b\varepsilon^2 + c\varepsilon^3 + B_0M^2\varepsilon + \frac{1}{2}B_aM^2 = 0.$$

Для соблюдения условия ε = 0, получим, что $B_a = 0$, т. к. в ферромагнитной фазе M > 0. То есть для описания поведения сплава $Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$ (x= 0; 0,1; 0,3; 0,5; 1 ат. %) корректно использовать функцию свободной энергии в виде:

$$F(\varepsilon, M) = \frac{1}{2}a_0(T - T_s)\varepsilon^2 + \frac{1}{3}b\varepsilon^3 + \frac{1}{4}c\varepsilon^4 + \frac{1}{2}\alpha_0(T - T_c)M^2 + \frac{1}{4}\beta M^4 + \frac{1}{2}NM^2 + \frac{1}{2}B_0\varepsilon^2 M^2 - MH.$$

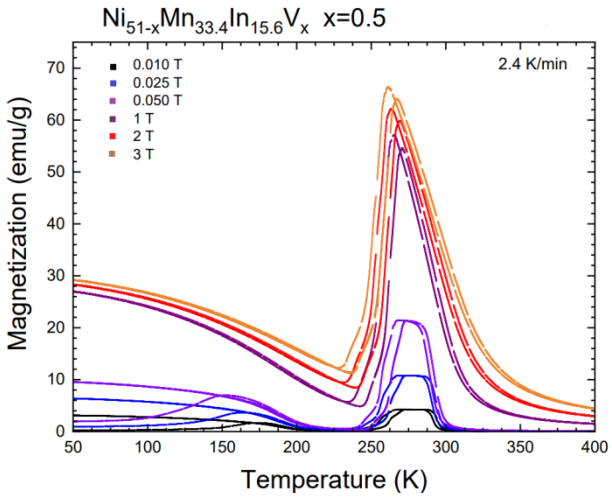


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности сплава Гейслера $Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$ при x = 0,5 в разных магнитных полях

Авторами создан аналитический подход для расчёта коэффициентов в разложении функции свободной энергии с выводом итогового выражения для каждого из них, а также произведён анализ устойчивости ФП 1-го рода для сплава $Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$ (x = 0; 0,1; 0,3; 0,5; 1 ат. %).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-19-00942.

Electron-lattice coupling and insulator – bad metal transition in $RNiO_3$

A. S. Moskvin[1,2]*

[1]Ural Federal University, Ekaterinburg, 51, Lenin str., 620083
[2]Institute of Metal Physics, UdO RAS, Ekaterinburg, 18, S. Kovalevskaya str., 620108
*alexander.moskvin@urfu.ru

Nickelates $RNiO_3$ (R = rare earth, or yttrium Y) belong to a broad class of Jahn-Teller (JT) magnets which demonstrate extremely unusual electrical and magnetic properties. The insulator-bad metal (IBM) transition in nickelates [1] is considered to be a canonical example of the Mott transition, traditionally described in the framework of the Hubbard *U-t*-model and the density functional theory (DFT). However, we have recently shown that this transition, as well as the entire phase diagram of orthonickelates [2, 3], can be adequately described within the charge triplet (CT) model and $\Sigma = 1$ pseudospin formalism [4, 5] beyond the framework of the Hubbard model and DFT approaches The CT-model takes into account the real insulating phase of nickelates as the result of the so-called anti-Jahn-Teller charge disproportionation (CD) [2,3] with the formation of a charge ordered (CO) system of spin-triplet (S = 1) electron $[NiO_6]^{10-}$ and spinless (S = 0) hole $[NiO_6]^{8-}$ centers, equivalent to a system of effective spin-1 composite bosons in a nonmagnetic lattice [3]. The CD-phase is described by an effective $\Sigma = 1$ pseudospin Hamiltonian

$$\hat{H}_{ch} = \frac{1}{2}U\sum_i \hat{\Sigma}_{iz}^2 + V\sum_{i>j}\hat{\Sigma}_{iz}\hat{\Sigma}_{jz} - t_b\sum_{i\neq j} S_{ij}\hat{B}_i^{\dagger}\hat{B}_j - \mu\sum_i \hat{\Sigma}_{iz} \ ,$$

where first two terms are local and nonlocal correlations, respectively, the third term describes the boson transport and bosonic double exchange with S_{ij} being the overlap integral for the on-site spin states [3], $\hat{B}_i^{\dagger}/\hat{B}_j$ are creation/annihilation operators for effective composite bosons, μ is chemical potential. The charge degree of freedom is of primary importance for nickelates, the IBM transition is the CO-NO "melting" transition to nonordered NO-, or bad metal phase. However, the transition is accompanied by significant lattice effects [2, 3], a noticeable increase in the unit cell volume and a structural transition from orthorhombic Pbnm to monoclinic $P2_1/n$ below $T_{IBM} = T_{CO}$. In contrast to the authors of the purely lattice IBM transition model [6], we argue the both effects can be explained by taking into account the electron-lattice coupling with a local fully-symmetric (breathing) mode $Q_i^{A_{1g}}$ of ligand displacements in NiO_6 centers, described by a simplified Hamiltonian

$$\hat{H}_{e-lat} = -\sum_i \left(\frac{a}{2}\hat{\Sigma}_{iz}^2 - g\hat{\Sigma}_{iz}\right) Q_i^{A_{1g}},$$

where the first term determines the renormalization of the effective parameter of local correlations and the unit cell volume change, while the second one determines the so-called "bond disproportionation" effect and the Pbnm – $P2_1/n$ structural transition, the nature of which is associated with the dependence of the size of the NiO_6 octahedron on the electron density. Within the framework of the two-sublattice model and the effective field approximation, we constructed a phase diagram of orthonickelates, found the contribution of the electron-lattice interaction to the change in the unit cell volume, bond disproportionation, and explained the effects of external pressure [7].

The research was supported by the Ministry of Science and Higher Education of the RF, project FEUZ-2023-0017.

1. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura // Rev. Mod. Phys. 1998. V. 70. P. 1039.
2. D. J. Gawrylyuk, Y. M. Klein, T. Shang et al. // Phys. Rev. B. 2019. V. 100. P. 205137.
3. Y. M. Klein, M. Kozłowski, A. Linden et al. // Crystal Growth and Design. 2021. V. 21. P. 4230.
4. A. Moskvin // Magnetochemistry. 2023. V. 9. P. 224.
5. S. Moskvin // JETP Letters. 2025. V. 121. P. 411.
6. G. G. Guzmán-Verri, R. T. Brierley, P. B. Littlewood // Nature. 2019. V. 576. P. 429.
7. M. Medarde, P. Lacorre, K. Conder et al. // Physica B. 1998. V. 241–243. P. 751.

Исследование магнитных свойств образцов топологических изоляторов $Mn_{1+\delta}Sb_{2-\delta}Te_4$ методом ФМР-спектроскопии

М. М. Муравьев[1]*, Д. С. Калашников[1], А. А. Наумов[1,3], А. С. Фролов[1,3], В. С. Столяров[1,2]

[1]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141701
[2]Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 127030
[3]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 3, Москва, 119991
*muravev.mm@phystech.edu

Магнитные топологические изоляторы (МТИ) широко исследуются в настоящее время [1, 2]. Топологически защищённые поверхностные состояния в них открывают перспективы как для фундаментальной науки, так и для практических приложений. В данной работе четыре образца состава $Mn_{1+\delta}Sb_{2-\delta}Te_4$ (MST) исследовались методом ФМР-спектроскопии (Рис. 1). Измеряемые монокристаллические образцы с характерными размерами $6 \times 2 \times 0{,}2$ мм^3 были выращены с использованием модифицированного метода Бриджмена.

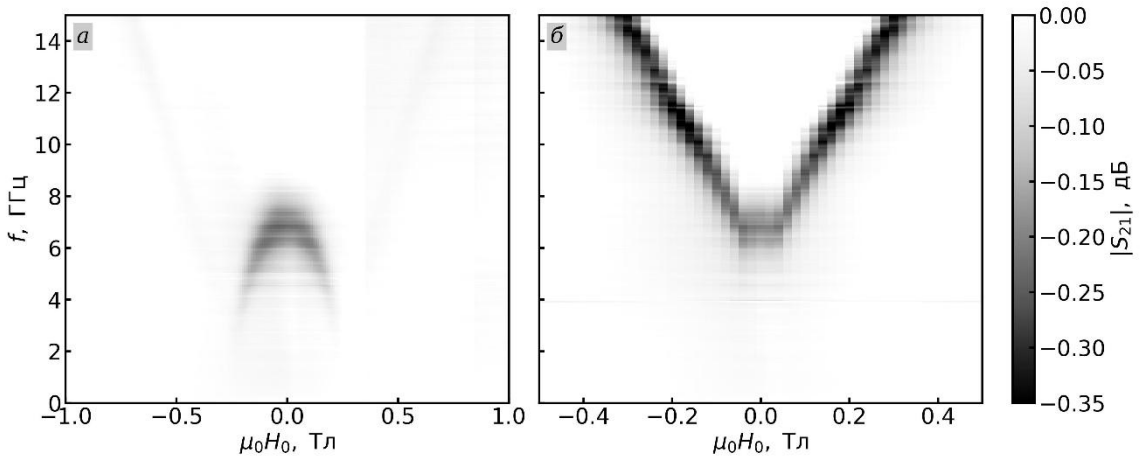


Рис. 1. Карты коэффициента пропускания сигнала в координатах «частота – поле» для образца $MnSb_2Te_4$ при температуре $T \simeq 20{,}7$ К в постоянном магнитном поле, направленном: *а* – в плоскости образца, *б* – перпендикулярно плоскости образца

Магнитные свойства MST сильно зависят от концентрации марганца [3]. Тип магнитного упорядочения также может изменяться при небольшой вариации δ, однако в нашей работе для всех образцов наблюдался ферромагнитный отклик. Нами были получены температурные зависимости эффективных полей анизотропии и гиромагнитного отношения, а также исследовалось гильбертово затухание в образцах MST. Зависимость анизотропии от температуры хорошо согласуется с теорией Акулова – Каллена – Каллена [4, 5] в рамках модели среднего поля.

На основании экстраполяции для образцов были определены температура Кюри и эффективное поле анизотропии, соответствующее нулевой температуре. Определённые таким образом параметры впоследствии могут быть использованы, например, при микромагнитном моделировании для проектирования устройств для спинтроники. Одним из перспективных направлений дальнейшей работы является исследование образцов с меньшим содержанием марганца, а также поверхностных магнитных свойств в тонких плёнках МТИ.

Работа выполнена при поддержке Мегагранта 075-15-2025-010.

1. Intrinsic magnetic topological insulators of the $MnBi_2Te_4$ family / A. Y. Vyazovskaya et al. // Communications Materials. 2025. V. 6, no. 1. P. 88.

2. Observation of the axion quasiparticle in 2D $MnBi_2Te_4$ / J.-X. Qiu et al. // Nature. 2025. P. 1–8.

3. Site mixing for engineering magnetic topological insulators / Y. Liu et al. // Physical Review X. 2021. V. 11, no. 2. P. 021033.

4. N. Akulov Zur quantentheorie der temperaturabhangigkeit der magnetisierungskurve // Zeitschrift fur Physik. 1936. Jg. 100, Nr. 3. S. 197–202.

5. H. B. Callen, E. Callen. The present status of the temperature dependence of magnetocrystalline anisotropy, and the l (l+1)/2 power law // Journal of Physics and Chemistry of Solids. 1966. V. 27, no. 8. P. 1271–1285.

Магнитооптические эффекты в 1D плазмонных кристаллах на основе решетки Co/Au на феррите граната

Т. В. Мурзина[1]*, А. А. Доценко[1], Н. С. Гусев[2], И. А. Федотов[2], С. А. Гусев[2], В. Б. Новиков[1], И. А. Колмычек[1]

[1]МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, Москва, 119991
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*murzina@mail.ru

Развитие области магнитофотоники во многом связано с исследованиями магнитных плазмонных структур, позволяющих управлять световыми потоками за счёт локализации оптического поля и усиления оптических и магнитооптических (МО) эффектов при возбуждении искусственных резонансов в таких структурах. Наиболее изученными системами являются магнитные плазмонные кристаллы (МПК), состоящие из металлической метаповерхности и магнитного диэлектрика [1]. Ранее было показано, что в спектральной окрестности резонанса локальных поверхностных плазмонов или плазмон-поляритонов (ППП) достигается значительное увеличение магнитооптических эффектов за счёт локализации оптического поля в материале магнетика и модификации закона дисперсии ППП при приложении магнитного поля. Аналогичный механизм усиления связан с распространением волноводных мод в слое диэлектрика [2].

Однако до настоящего времени не было проведено последовательного сравнительного исследования спектральных особенностей МО-отклика одного и того же типа МПК в разных схемах приложения магнитного поля и геометрии взаимодействия с оптическим излучением. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований резонансных магнитооптических эффектов в одномерных МПК, состоящих из решётки полос Co(15 нм)Au(10 нм) с периодом структуры 0,7 мкм, изготовленной методом электронной литографии на поверхности эпитаксиальной плёнки редкоземельного феррита граната толщиной 3 мкм.

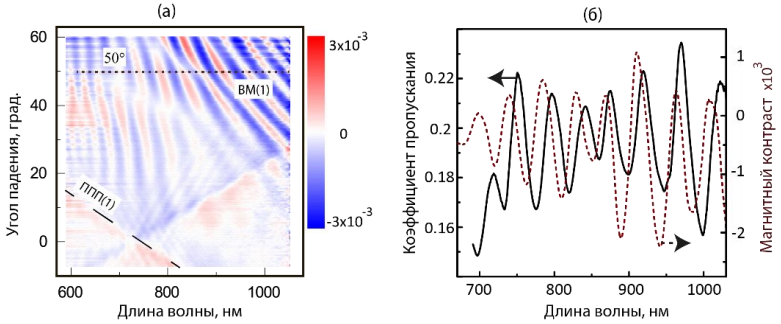


Рис. 1. Частотно-угловой спектр магнитного контраста исследованного МПК (*а*) и спектры коэффициента пропускания (сплошная линия) и магнитного контраста (пунктирная линия) (*б*) для угла падения зондирующего излучения 50°

Спектры пропускания МПК демонстрируют особенности, отражающие возбуждение (i) ППП первого порядка дифракции, (ii) волноводных мод (ВМ) 1, 2 и 3 порядков, распространяющихся в плёнке граната и (iii) интерференционные эффекты в ней. Наиболее отчётливо эти особенности проявляются в спектрах магнитного контраста:

$$\rho = \frac{I(+H)-I(-H)}{I(H)+I(-H)},$$

где $I(\pm H)$ – интенсивность прошедшего или отражённого излучения для противоположных значений насыщающего магнитного поля H; пример такого спектра для поперечного магнитного поля представлен на рис. 1, *а*: обозначены особенности, соответствующие возбуждению ППП 1-го порядка, также видны семейства волноводных мод, в том числе 1-го порядка. На рис. 1, *б* приведён спектр пропускания МПК (сплошная линия) для угла падения света θ = 50°, для которого в области длин волн 700–1000 нм наблюдается семейство мод ВМ(1). Пунктиром на рис. 1, *б* показан спектр магнитного контраста для θ = 50°, соответствующий срезу зависимости на рис. 1, *а* для этого угла падения. Видно, что максимумы модуля магнитного контраста достигаются вблизи спектрального «склона» пропускания в области волноводных мод, тогда как при возбуждении ППП эффект проявляется значительно слабее (см. рис. 1, *а*). Аналогичные эксперименты выполнены также для меридиональной геометрии приложения магнитного поля, в схемах на просвет и на отражение. Во всех случаях для рассмотренной МПК структуры усиление магнитооптических эффектов, связанное с магнитоиндуцированной модуляцией дисперсии волноводных мод, превышало аналогичный эффект при возбуждении ППП в структуре. Это подтверждается выполненными расчётами МО отклика МПК в схемах на пропускание и отражение.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 19-72-20103.

1. V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, A. N. Kalish et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. P. 045118.
2. A. L. Chekhov, V. L. Krutyanskiy, A. N. Shaimanov et al. // Opt. Express. 2014. V. 22. P. 17762.

Магнетизм бинарных плёночных систем Sm-T (T = Co, Ni)

А. Н. Низаев[1]*, Е. В. Кудюков[1], А. Н. Горьковенко[1], В. Н. Лепаловский[1], К. Г. Балымов[1], А. Д. Учаев[1], В. О. Васьковский[1,2]

[1]Уральский Федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
[2]Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*azat.nizaev@urfu.ru

Изучение магнитных свойств тонкоплёночных систем на основе редкоземельных (R) и 3d-переходных (T) металлов на данный момент является одним из важных направлений развития магнетизма конденсированного состояния. Совокупность 4f-локализованного магнетизма R и коллективизированного магнетизма T, а также структурная специфика плёночного состояния позволяет получать среды с неколлинеарными сперо-, аспероили сперимагнитным вариантами упорядочения [1]. В настоящее время значительный объём исследовательских данных накоплен по плёночным системам на основе тяжёлых R, таких как Gd, Tb, Dy, Ho. Однако определённый интерес представляют и R-T комбинации с лёгкими редкоземельными элементами, обладающие спецификой магнитной структуры. Данная работа посвящена изучению магнетизма тонких плёнок на основе Sm, отличающегося малым собственным магнитным моментом, но играющим определяющую роль в формировании магнитной анизотропии бинарных R-T систем.

Исследовались плёнки $Sm_{100-x}Co_x$ и $Sm_{100-x}Ni_x$, полученные методом магнетронного распыления в режиме сораспыления Sm- и T-мишеней в концентрационном диапазоне $0 \le x \le 100$. Структурная аттестация образцов проводилась на дифрактометре Bruker D8, магнитные свойства определялись с использованием измерительного комплекса PPMS DynaCool (опция «вибромагнитометр») в диапазоне температур T от 5 до 350 К и в магнитных полях до 90 кЭ, ориентированных в плоскости образцов.

Анализ структурного состояния образцов $Sm_{100-x}Co_x$ и $Sm_{100-x}Ni_x$ показал, что плёнки чистых Sm и T-элементов находятся в поликристаллическом состоянии с ГПУ- и ГЦК-структурами, свойственными Sm,Co и Ni соответственно. Однако в диапазоне концентраций $10 < x < 90$ в плёнках реализуется рентгеноаморфное состояние.

Магнитометрия систем $Sm_{100-x}Co_x$ и $Sm_{100-x}Ni_x$ показала, что в основном состоянии (T = 5 К) результирующий магнитный момент на образцах регистрируется только при x > 50 для плёнок с Co и x > 60 для плёнок с Ni. При дальнейшем увеличении концентрации T-элементов наблюдается монотонный рост намагниченности насыщения, сопровождающийся резким падением коэрцитивной силы от уровня ~ 40 кЭ до сотен Э, что является следствием усиления магнетизма T-элементов, который, как показано нами ранее, также является функцией состава [2].

На рис. 1 (красные точки) представлены концентрационные зависимости эффективных магнитных моментов Co и Ni, которые получены по значениям спонтанной намагниченности в предположении, что величина магнитного момента Sm близка к нулю. Их монотонное уменьшение по мере роста концентрации Sm является следствием модификации 3d-зоны T-элементов за счёт электронов проводимости редкоземельного элемента. Для сравнения здесь же приведены аналогичные зависимости (чёрные точки), определённые на плёночных системах с немагнитным Y, имеющим структуру внешней электронной оболочки подобную R-элементам. Как видно, для плёнок с Co имеется согласие, а для плёнок с Ni – расхождение между данными, полученными на Y- и Sm-содержащих системах. В работе обсуждаются детали и дана интерпретация установленным закономерностям.

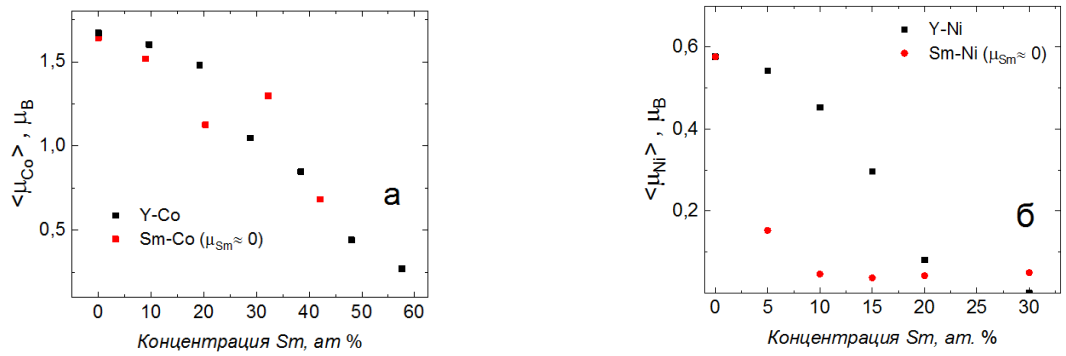


Рис. 1. Концентрационные зависимости эффективных магнитных моментов Co и Ni:
а – в плёнках (Y,Sm)-Co, *б* – (Y,Sm)-Ni

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, проект FEUZ-2026–0016.

1. M. Krnel, S. Vrtnik, A. Jelen, P. Kozelj, Z. Jaglicic, A. Meden, M. Feuerbacher, J. Dolinsek // Intermetallics. 2020. V. 117. P. 106680.
2. А. Н. Низаев, Е. В. Кудюков, А. Н. Горьковенко, Е. А. Степанова, Н. В. Селезнёва, А. В. Свалов, В. Н. Лепаловский, В. О. Васьковский // ФТТ. 2025. Т. 67. С. 1207.

Условия переключения намагниченности Ni микрочастиц с конфигурационной анизотропией без внешнего магнитного поля

Д. А. Бизяев[1], А. А. Бухараев[1,2], Н. И. Нургазизов[1]*, А. П. Чукланов[1]

[1]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, ФИЦ КазНЦ РАН, Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029
[2]Академия наук Республики Татарстан, ул. Баумана, 20, Казань, 420111
*niazn@mail.ru

В стрейнтронике при использовании планарных микро- и наночастиц для создания логических устройств одной из проблем является обеспечение поворота направления намагниченности частиц на 180° за счёт механических напряжений [1]. Напрямую такой поворот осуществить невозможно в силу соображений симметрии, поэтому его осуществляют за счёт нескольких последовательных поворотов. Например, в работе [2], это было сделано через два последовательных поворота на 90° направления намагниченности 4-х лепестковой Ni-частицы на сегнетоэлектрической подложке. Механические напряжения в частице при этом создавались путём последовательной подачи двух электрических импульсов на подложку. Для создания таких напряжений в частицах можно также использовать и разность в коэффициентах термического расширения монокристаллической подложки [3]. В этом случае нагрев или охлаждение образца относительно температуры формирования частиц на подложке будет приводить к их растяжению или сжатию, т. е. созданию магнитоупругой анизотропии в двух взаимно перпендиклярных направлениях. При использовании частиц, у которых в свободном состоянии наблюдается четыре стабильных направления намагниченности (однородных или квазиоднородных) отличающихся от соседнего на 90°, можно попытаться развернуть первоначальное направление на 180°, нагревая и охлаждая образец.

В данной работе исследовалась возможность такого поворота намагниченности в Ni-частицах с конфигурационной анизотропией в зависимости от их формы и размеров. Для моделирования распределения намагниченности в исследуемых частицах использовалась программа OOMMF [4]. Моделирование осуществлялось для частиц квадратной формы с вогнутыми сторонами (рис. 1, *а*), высотой 30 нм и с латеральными размерами в диапазоне от 0,1 до 9 мкм. Под вогнутостью сторон (concavity side, далее CS) понималось обратное соотношение (взятое в процентах) ширины частицы в самом узком месте к стороне исходного квадрата. Считалось, что частица сформирована на подложке из монокристаллического LiB_3O_5 (далее LBO) при 30 °C. Моделировалось изменение распределения намагниченности в частице при её последовательном одноосном растяжении, снятии напряжения, одноосном сжатии, снятии напряжения. Величина создаваемого напряжения составляла 320 МПа, что соотвествует нагреву или охлаждению на 20 °C. Были найдены латеральные размеры, форма и ориентация частиц относительно кристаллографических осей подложки (рис. 1, *ж*), при которых происходит поворот направления квазиоднородной намагниченности на 180° (рис. 1, *б–е*). Было показано, что поворот намагниченности для частиц с небольшим CS происходит в довольно узком диапазоне размеров. Было показано, что увеличение CS приводит к увеличению латеральных размеров частиц и диапазона значений, в котором происходит поворот намагниченности. Было показано, что ОЛН частицы для поворота намагниченности обязательно должны быть развернуты относительно кристаллографических осей подложки на малый угол, и его оптимальное значение составляет 5°.

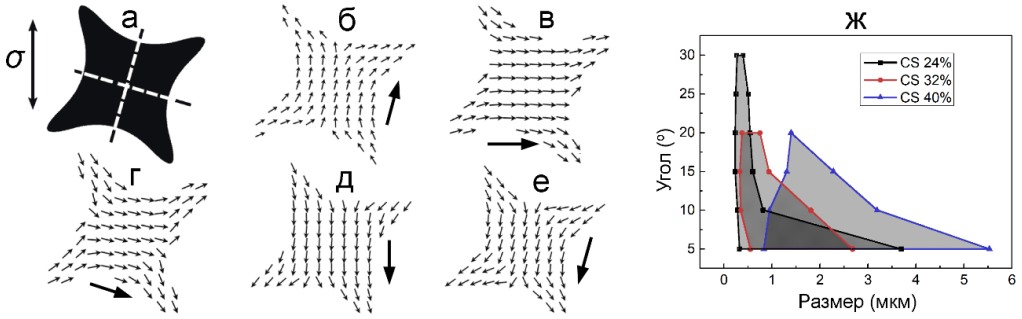


Рис. 1. Маска частицы (CS 32%), использованной для моделирования (*а*). Пунктиром обозначены ОЛН частицы, буквой σ – направление одноосного растяжения. Изменение магнитной структуры Ni частицы, сформированной на LBO, при последовательном изменении температуры образца: *б* – исходное состояние при начальной температуре 30 °C; *в* – после нагрева до 50 °C; *г* – после охлаждения до 30 °C; *д* – после охлаждения до 10 °C; *е* – после нагрева до 30 °C (возврат к исходной температуре – окончание цикла); *ж* – суммарный вектор намагниченности частицы обозначен большой стрелкой. Диаграмма латеральных размеров стороны частицы и углов её ОЛН относительно направления одноосного напряжения, при которых происходит поворот намагниченности на 180°, при разной вогнутости сторон частицы

1. A. A. Bukharaev et al. // Physics – Uspekhi. 2018. V. 61. P. 1175–1221.
2. Z. Wang et al. // ACSNano. 2014. V. 8. P. 7793–7797.
3. A. A. Bukharaev et al. // Technical Physics Letters. 2025. V. 51. P. 3–5.
4. M. J. Donahue, D. G. Porter. OOMMF User's Guide. V.1.0 (Nat. Inst. Standards Technol., Gaithersburg, MD, 1999).

Стабилизация вихревых и скирмионных состояний в структурах ферромагнетик / антиферромагнетик

А. Н. Орлова[1]*, Н. С. Гусев[1], С. А. Гусев[1], Е. А. Караштин[1,2,3], И. Ю. Пашенькин[1], М. В. Сапожников[1,2], Е. В. Скороходов[1], И. А. Федотов[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ННГУ им. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
[3] МИРЭА – Российских технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
*orlova.anastasia@ipmras.ru

Гибридные структуры ферромагнетик / антиферромагнетик (ФМ / АФМ) представляют интерес в связи с их возможным применением в устройствах магнитной памяти, датчиках поля и генераторах электромагнитного излучения. Основной особенностью таких структур, используемых в устройствах, является смещение петли намагничивания ФМ-слоя относительно нулевого поля за счёт обменной связи со слоем АФМ, называемой обменным смещением. Это позволяет создавать различные магнитные структуры, необходимые для приложений, таких, как структура с «закрепленным» на АФМ референсным ФМ-слоем в магнитных датчиках поля и ячейках памяти, а также вихревой спин-трансферный наноосциллятор, частотой которого можно управлять за счёт взаимодействия с АФМ – ожидается увеличение частоты гиротропной моды в несколько раз по сравнению с аналогичным массивом ФМ-дисков [1, 2].

Основным методом создания структур ФМ / АФМ, в которых намагниченность ФМ-слоя контролируемо «закреплена» на АФМ, является термический отжиг при температуре, превышающей температуру блокировки АФМ, в приложенном магнитном поле или в нулевом поле [1]. Данная работа посвящена исследованию возможности создания неоднородных магнитных состояний в системе ФМ / АФМ, где в качестве АФМ-слоя используются IrMn, FeMn, NiO, а в качестве ФМ-слоя – NiFe (анизотропия «лёгкая плоскость») или периодическая структура $[Co/Pt]_3$ (анизотропия «лёгкая ось»). Структуры получены методом магнетронного распыления на кремниевой подложке. Подобраны параметры (толщины ФМ- и АФМ-слоёв), при которых в системе наблюдается сильный обменный сдвиг петли гистерезиса. Путём отжига в приложенном магнитном поле величиной 1500 Э получены смещённые петли для обоих типов анизотропии. Температура отжига: для IrMn – 240 °C, для FeMn – 160 °C, для NiO – 300 °C. Отжиг образца с анизотропией типа «лёгкая ось» в нулевом поле (начальное состояние – однородно намагниченное) позволил получить гистерезис намагниченности, представляющий собой сумму петель, смещённых в противоположные стороны (в разных пропорциях; рис. 1, *a*), что объясняется многодоменным неоднородным состоянием, закреплённым в FeMn. В частности, наблюдались одиночные скирмионы, стабильные в отсутствии внешнего магнитного поля (вставка на рис. 1, *a*). Для реализации неоднородных (вихревых) состояний в системе с анизотропией типа «лёгкая плоскость» методами электронно-лучевой и оптической литографии и ионного травления изготовлены массивы дисков микронных и двухмикронных размеров. Путём отжига в нулевом поле реализован импринтинг вихревых состояний из ферромагнетика в IrMn, FeMn (рис. 1, *b*) и NiO, что показано измерениями МОКЕ, МСМ и лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии. Наилучший (по-видимому, наиболее однородный от диска к диску) результат демонстрирует IrMn, в котором петля МОКЕ наиболее типична для вихревого основного состояния.

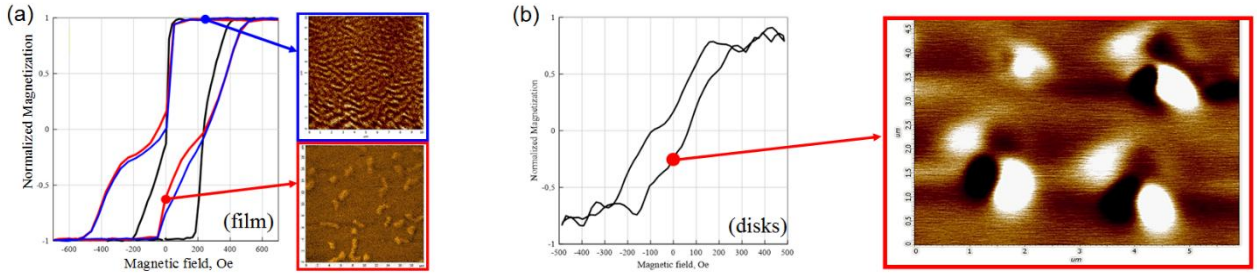


Рис. 1. Петли МОКЕ и МСМ-изображения: *a* – для плёнки Pt(10)/$[Co(0.5)/Pt(1.5)]_2$Co(0.5)/Pt(0.25)/FeMn(15)/Pt(5) до (чёрная линия) и после (синяя, красная линии) термического отжига без поля из разного начального состояния; *b* – для массива дисков диаметром 2 мкм, изготовленных из плёнки Ta(5)/NiFe(12)/FeMn(10)/Ta(5). Толщины указаны в нм

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-20055.

1. J. Sort, K. S. Buchanan, V. Novosad et al. // PRL. 2006. V. 97. P. 067201.
2. K. S. Buchanan, A. Hoffmann, V. Novosad, S. D. Bader // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 07B102.

Магнитоэлектрический эффект в туннельных магнитных контактах W/CoFeB/MgO/CoFeB/W с перпендикулярной анизотропией

И. Ю. Пашенькин[1], М. В. Сапожников[1,2], И. А. Федотов[1], Н. С. Гусев[1], Р. В. Горев[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2] Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950
*pashenkin@ipmras.ru

В последнее время туннельные магнитные контакты (ТМК) с перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА) вызывают значительный интерес благодаря их существенным преимуществам перед ТМК с анизотропией типа «лёгкая плоскость» для магниторезистивной памяти с произвольным доступом (MRAM). Ячейки с ПМА обладают меньшей плотностью тока переключения за счёт эффекта передачи спинового момента (spin-transfer torque MRAM или STT-MRAM). Кроме того, такие ячейки обладают лучшей масштабируемостью, поскольку их анизотропия не зависит от формы ТМК, также их можно располагать плотнее ввиду меньшего магнитостатического взаимодействия. В таких системах инжекция спин-поляризованного тока в свободный слой для переключения может осуществляться при протекании электрического тока через дополнительный слой тяжёлого металла за счет спинового эффекта Холла (spin-orbit torque MRAM или SOT-MRAM), что существенно снижает энергию переключения. Несмотря на все преимущества использования ПМА, проблема высокой плотности тока переключения ($10^6 – 10^7$ А/см^2) состояния ТМК остается одним из основных факторов, сдерживающих масштабирование MRAM. В связи с этим поиск способов управления магнитным состоянием ячеек с помощью электрического поля (магнитоэлектрический эффект) остается одной из наиболее актуальных задач спиновой электроники. В предыдущих работах нами был продемонстрирован магнитоэлектрический эффект в ТМК CoFeB/MgO/CoFeB с плоскостной анизотропией, заключающийся в зависимости межслоевого обменного взаимодействия между свободным и закреплённым слоем от приложенного к контакту электрического напряжения [1, 2]. Ожидается, что в ТМК с перпендикулярной анизотропией ввиду более тонких магнитных слоёв этот эффект будет проявляться сильнее, чем в системах с плоскостной анизотропией.

В рамках данной работы была освоена технология изготовления ТМК W(3)/CoFeB(1)/MgO(2) /CoFeB(1,5)/W(3) с перпендикулярной магнитной анизотропией, демонстрирующих магнетосопротивление 50 % при комнатной температуре, исследована зависимость формы кривых магнетосопротивления (кривых намагничивания свободного слоя) от величины и полярности приложенного к барьеру напряжения. Зафиксировано изменение ширины и положения кривой намагничивания свободного слоя при приложении импульсов напряжения, что является результатом совместно проявляющихся эффектов зависимости магнитной анизотропии (VCMA) и межслоевого обменного взаимодействия от электрического поля. Проведённые температурные исследования показали, что наблюдаемые эффекты не могут быть объяснены термическим разогревом. Однако чтобы исключить или отделить наблюдаемые магнитоэлектрические эффекты от температурных, необходимо минимизировать магнитостатическое взаимодействие свободного и закреплённого слоёв ТМК. Для этого в качестве закреплённого слоя используют синтетический антиферромагнетик (САФ), представляющий собой два слоя ферромагнетика, связанные антиферромагнитным межслоевым РККИ-взаимодействием через прослойку немагнитного металла, чаще всего рутения. Нами получены структуры $[Co/Pt]_n/Ru/[Co/Pt]_m$ с величиной эффективного поля антиферромагнитного межслоевого взаимодействия около 3 кЭ, которые в дальнейшем планируется интегрировать в качестве закреплённого слоя в ТМК.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 25-72-20055.

1. Пашенькин И. Ю. Магнитоэлектрический эффект в туннельных магниторезистивных контактах CoFeB/MgO/CoFeB / И. Ю. Пашенькин, М. В. Сапожников, Н. С. Гусев, В. В. Рогов, Д. А. Татарский, А. А. Фраерман, М. Н. Волочаев // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111, вып. 12. С. 815.

2. Pashen'kin I. Yu. Magnetization Reversal of Magnetic Tunnel Junctions by Low-Current Pulses / I. Yu. Pashen'kin, N. S. Gusev, D. A. Tatarskiy, M. V. Sapozhnikov // IEEE Trans. Electron Devices. 2024. V. 71, no. 4. P. 2755–2759.

Самоорганизация магнитных наноструктур в различных средах

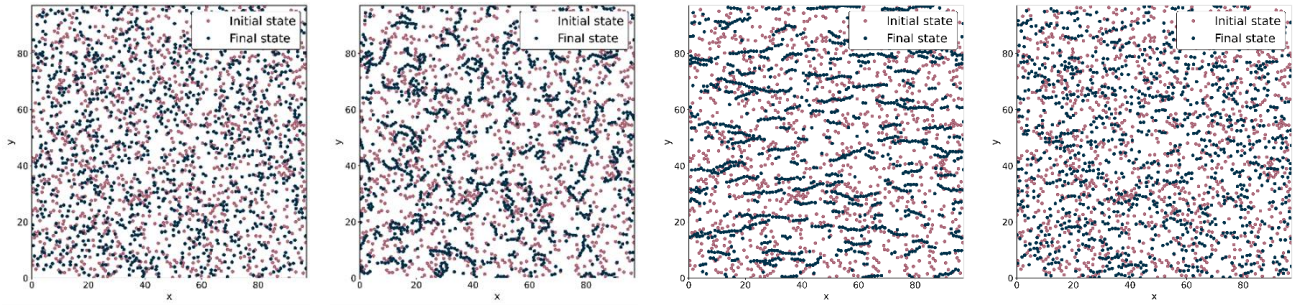
Н. С. Перов*, М. Р. Каландия, Л. А. Макарова, С. В. Самченко, Н. Н. Перова

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
*perovns@my.msu.ru

Процессы самоорганизации магнитных наноструктур представляют собой фундаментальное явление, лежащее в основе формирования их морфологии, магнитных свойств и функциональных характеристик [1]. В отличие от традиционных упорядоченных систем, самоорганизация магнитных наноструктур обусловлена в первую очередь взаимодействием между магнитными и упругими подсистемами, а также особенностями внешней среды.

В жидкой или эластичной матрице основное влияние на процессы самоорганизации магнитных структур оказывает вязкость среды. Контролируемое протекание этих процессов открывает возможности для создания материалов с заданными параметрами магнитного упорядочения, анизотропии и механического отклика [2]. В частности, для создания магнитоуправляемых микросистем часто используют магнитные нано- или микрочастицы, распределённые в среде. Самоорганизация магнитных частиц определяется диполь-дипольным взаимодействием, которое зависит от расстояния между частицами и взаимной ориентации их магнитных моментов. Система частиц стремится к конфигурациям, минимизирующим потенциальную энергию.

Во внешнем магнитном поле в системе магнитных частиц, распределённых в жидкой или упругой матрице, может происходить структуризация магнитной компоненты. Конфигурация магнитного поля позволяет управлять размером, формой и динамикой включений, вплоть до создания стабильных потоков частиц, чей размер не зависит от гидродинамических параметров, а определяется исключительно магнитными свойствами элементов системы. Характерные иллюстрации, полученные в ходе моделирования монослоёв феррожидкости в открытом программном пакете ESPResSO, демонстрируют самоорганизацию частиц в жидкой среде в отсутствии внешнего магнитного поля и формирование линейных цепочек во внешнем магнитном поле (рис. 1). Моделирование диполь-дипольных взаимодействий проводилось с использованием метода, основанного на суммировании Эвальда [3].



а *б* *в* *г*

Рис. 1. Моделирование процесса структуризации магнитных частиц в монослое феррожидкости: *а* – в отсутствие внешнего магнитного поля при слабом диполь-дипольном взаимодействии; *б* – в отсутствие внешнего магнитного поля при сильном диполь-дипольном взаимодействии; *в* – во внешнем магнитном поле при сильном диполь-дипольном взаимодействии; *г* – во внешнем магнитном поле при слабом диполь-дипольном взаимодействии

В аморфных и аморфно-нанокристаллических лентах и плёнках самоорганизация реализуется в процессе релаксации структуры при термообработке. Возникающая нанокристаллизация ведёт к формированию систем мелкодисперсных зерён в аморфной матрице, что изменяет соотношение локальных магнитных взаимодействий и вызывает эволюцию доменной структуры. Магнитные методы, в частности магнитометрия и магнитооптическая микроскопия, позволяют визуализировать динамику этих процессов, выявляя корреляцию между морфологическими изменениями и характером перемагничивания.

Таким образом, самоорганизация магнитных наноструктур является универсальным механизмом, определяющим формирование их свойств в зависимости от природы матрицы и условий синтеза. Исследование закономерностей этого процесса с применением магнитных и структурных методов позволяет не только глубже понять физику взаимодействий в наномагнитных системах, но и целенаправленно проектировать материалы для приложений в области сенсорики, электроники и спинтроники.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00563.

1. S. Kantorovich. The influence of self-Assembly on the magnetic response of dipolar soft systems / S. Kantorovich, A. Ivanov // Soft Matter Self-Assembly / ed. by P. Ziherl, C. N. Likos, E. Zaccarelli, F. Sciortino. V. 193. IOS Press, 2016. P. 137–163.

2. L. Chen. Microstructures and viscoelastic properties of anisotropic magnetorheological elastomers / L. Chen, X. L. Gong, W. H. Li // Smart Materials and Structures. 2007. V. 16. P. 2645–2651.

3. A. Bródka. Ewald summation method with electrostatic layer correction for interactions of point dipoles in slab geometry / A. Bródka // Chemical Physics Letters. 2004. V. 400. P. 62–67.

Селективная перекачка энергии спиновых волн в латерально связанных двухслойных ферритовых микроволноводах с различной намагниченностью насыщения

А. С. Пташенко*, А. В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского,
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012
*andrey.po3@mail.ru

В работе представлены результаты комплексного экспериментального и численного исследования распространения поверхностных спиновых волн (СВ) в системе двух латерально связанных микроволноводов, выполненных на основе двухслойной структуры из ферритовых плёнок с различными магнитными параметрами (намагниченности насыщения 904 Гс и 1738 Гс, толщины 6,8 мкм и 8,9 мкм). Показано, что локализация СВ на границах раздела слоёв и интерфейсах «феррит/воздух» приводит к формированию двух частотных диапазонов распространения и проявлению невзаимности. Экспериментально зарегистрирована селективная перекачка энергии от активного волновода к пассивному через магнитостатическое взаимодействие, что подтверждается характером амплитудно-частотных характеристик на трёх выходных портах. Анализ дисперсионных зависимостей выявил условия фазового сопряжения, определяющие эффективность обмена энергией между волноводами в определённых частотных окнах. Полученные результаты открывают возможности для разработки магнонных логических элементов и устройств управления спин-волновыми потоками.

Современная магноника – область спинтроники, посвящённая управлению и использованию спиновых волн (СВ) для передачи и обработки информации, – активно развивается как альтернатива традиционной электронике благодаря потенциально низкому энергопотреблению и отсутствию джоулева нагрева [1]. Одним из её ключевых направлений является разработка функциональных магнонных элементов, таких как логические вентили, фильтры и маршрутизаторы спин-волновых сигналов [2]. В этом контексте особый интерес представляют структуры с латеральным связыванием микроволноводов [3, 4], где перенос информации осуществляется за счёт магнитостатического взаимодействия между соседними каналами. Особенно перспективными являются двухслойные ферритовые системы [5, 6], в которых различие магнитных параметров слоёв позволяет управлять локализацией и дисперсией спиновых волн, а также реализовывать эффекты невзаимности [7] и частотной селективности [8]. В данной работе представлены результаты экспериментального и численного исследования распространения и перекачки энергии СВ в системе двух латерально связанных микроволноводов на основе двухслойной структуры из плёнок железо-иттриевого граната (YIG) с различной намагниченностью насыщения.

Исследуемая структура состоит из двух параллельных микроволноводов шириной ~10 мкм, выполненных на подложке GGG и образованных двухслойной ферритовой плёнкой YIG (рис. 1, *a*). Первый слой имеет намагниченность насыщения $M_{s1} = 904$ Гс и толщину $d_1 = 6{,}8$ мкм, второй – $M_{s2} = 1738$ Гс и $d_2 = 8{,}9$ мкм. Активный (первый) волновод возбуждается с помощью копланарной микрополосковой антенны, подключённой к генератору СВ-сигнала. Второй волновод пассивен: в нём не предусмотрено прямое возбуждение, и любой регистрируемый сигнал обусловлен исключительно магнитостатическим связыванием с активным каналом.

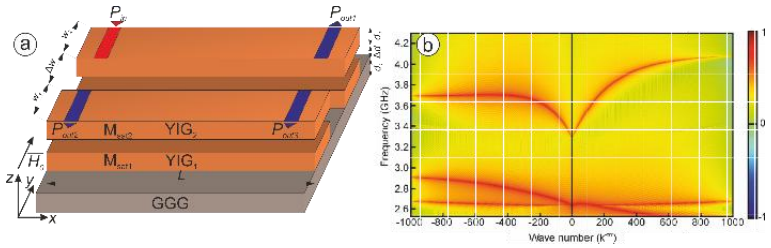


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры (*a*); дисперсионная характеристика двухслойного волновода с различными значениями намагниченности на порте P1 (*b*)

Для регистрации сигнала использовались три выходных порта: порт 1 – напротив возбуждающей антенны в активном волноводе, порты 2 и 3 – на противоположных концах пассивного волновода. Измерения амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) проводились в диапазоне частот 4–9 ГГц. Численное моделирование для расчёта дисперсионных характеристик и пространственного распределения динамической намагниченности методом конечных элементов с учётом реальных геометрических и магнитных параметров структуры проводилось в программном пакете mumax[3].

АЧХ (рис. 2) демонстрируют наличие двух выраженных полос пропускания на порту 1, что связано с формированием двух мод поверхностных спиновых волн, локализованных в разных слоях двухслойной структуры. На портах 2 и 3, расположенных на пассивном волноводе, наблюдается сужение спектра и снижение добротности резонансов, что свидетельствует о частичной перекачке энергии от активного канала.

При этом эффективность передачи существенно зависит от частоты: максимумы перекачки совпадают с областями пересечения или близости дисперсионных ветвей связанных мод.

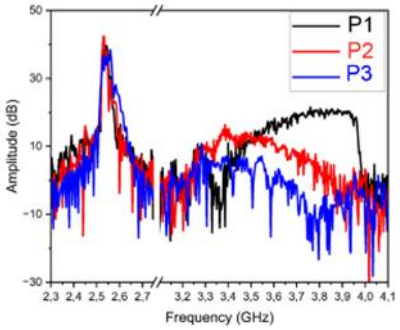


Рис. 2. АЧХ на выходных антеннах в исследуемой структуре

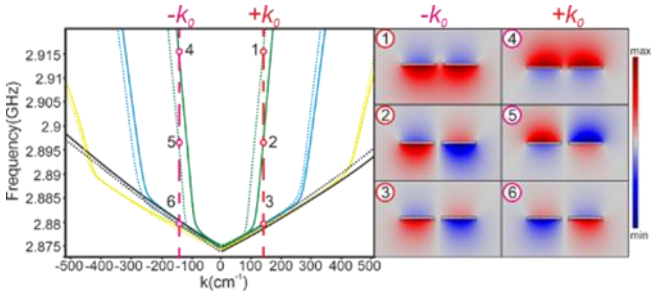


Рис. 3. Дисперсионные характеристики для прямой и обратной СВ в ВЧ области исследуемой структуры (зелёные линии – первая мода, синии – вторая мода, жёлтые – третья мода)

Кроме того, численное моделирование (рис. 1, *b*, 3) подтвердило существование двух частотных диапазонов распространения СВ, обусловленных различием в Ms и толщинах слоёв. Более того, выявлена явная невзаимность дисперсионных зависимостей: ветви для волн с волновыми векторами $k > 0$ и $k < 0$ не совпадают, что связано с асимметричной локализацией мод вблизи границ раздела слоёв и интерфейсов «YIG/воздух». Анализ распределения динамической намагниченности (рис. 3, панели 1–6) показал, что при смене знака *k* максимумы амплитуды смещаются из одного слоя в другой, что дополнительно усиливает эффект невзаимности и влияет на условия фазового сопряжения между связанными волноводами.

Проведённое исследование показало, что в латерально связанных двухслойных микроволноводах на основе YIG с различной намагниченностью насыщения реализуется частотно-селективная перекачка энергии спиновых волн, обусловленная совместным влиянием геометрических параметров, магнитной неоднородности и условий фазового согласования. Невзаимность распространения и двумодовый характер спектра открывают возможности для разработки новых типов магнонных устройств, включая неконтролируемые (unidirectional) маршрутизаторы [10], частотные фильтры и логические элементы с пространственным кодированием информации. Полученные результаты вносят вклад в фундаментальное понимание динамики связанных спин-волновых систем и служат основой для проектирования функциональных магнонных схем следующего поколения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 23-79-30027).

1. M. Krawczyk, J. Gräfe, C. Adelmann, S. Cofofana, A. Naeemi, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands, S. A. Nikitov, H. Yu, D. Grundler and A. Sadovnikov. The 2021 Magnonics Roadmap // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V. 33. P. 413001.

2. A. Grubišić, M. H. Guimarães, D. Afanasiev, J. H. García Aguilar, I. Aguilera, M. N. Ali, S. Bhattacharyya, Y. M. Blanter, R. Bosma, Z. Cheng and Z. Dan. Roadmap on quantum magnetic materials. 2025.

3. P. Saraiva, A. Nogaret, J. C. Portal, H. E. Beere and D. A. Ritchie. Dipolar spin waves of lateral magnetic superlattices // Physical Review B. Condensed Matter and Materials Physics. 2010. V. 82(22). P. 224417.

4. S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, S. A. Nikitov and A. V. Sadovnikov. Bilayer magnonic crystal directional coupler: Interlayer spin-wave coupling and formation of localized beams within a three-dimensional magnonic architecture // Physical Review Applied. 2025. V. 23(3). P. 034043.

5. V. V. Tikhonov, E. H. Lock, A. S. Ptashenko and A. V. Sadovnikov. Excitation of exchange spin waves in the transition layer of the two-layer ferrite-ferrite structure // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2023. V. 587. P. 171251.

6. A. M. Grishin, V. S. Dellalov, V. F. Shkar, E. I. Nikolayev and A. I. Linnik. Spin-wave resonances in two-layer garnet films // Physics Letters A. 1989. V. 140(3). P. 133–135.

7. A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Y. P. Sharaevskii, A. I. Stognij, N. N. Novitski, V. K. Sakharov, Y. V. Khivintsev and S. A. Nikitov. Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure // Physical Review B. 2019. V. 99(5). P. 054424.

8. K. Davídková, K. Levchenko, F. Bruckner, R. Verba, F. Majcen, Q. Wang, M. Lindner, C. Dubs, V. Vlaminck, J. Klíma and M. Urbánek. Nanoscale spin-wave frequency-selective limiter for 5G technology // Physical Review Applied. 2025. V. 23(3). P. 034026.

9. A. V. Chumak, P. Kabos, M. Wu, C. Abert, C. Adelmann, A. O. Adeyeye, J. Åkerman, F. G. Aliev, Anane, A., A. Awad and C. H. Back. Advances in magnetics roadmap on spin-wave computing // IEEE Transactions on Magnetics. 2022. V. 58(6). P. 1–72.

Возникновение ферромагнетизма в антиферромагнитных слоистых кристаллах

В. М. Пудалов[1], А. Ю. Левахова[1*], А. В. Садаков[1], К. С. Перваков[1], В. А. Власенко[1], А. Л. Васильев[2], А. В. Овчаров[2], В. И. Бондаренко[2], П. Д. Григорьев[3], Н. С. Павлов[4], И. И. Гимазов[5], Д. Е. Железнякова[5], Р. Б. Зарипов[5], Ю. И. Таланов[5]

[1]Центр им. В. Л. Гинзбурга, Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991
[2]НИЦ «Курчатовский институт», Москва, 123182
[3]Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, Черноголовка, 143423
[4]Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, 620016
[5]Казанский Физико-технический институт им. Е. К. Завойского, 420008
*levakhovaayu@lebedev.ru

В чистых полуметаллических слоистых антиферромагнетиках ($MnBi_2Te_4$, $EuRbFe_4As_4$, $EuIn_2As_2$, $EuCd_2As_2$, $EuSn_2As_2$, $EuFe_2As_2$, $EuSn_2P_2$ и др.) электроны или куперовские пары распространяются в переменном магнитном поле АФМ-упорядоченной решётки. Помимо обычных для AFM-полуметалла свойств, эти слоистые материалы демонстрируют ряд необычных, которые до сих пор оставались неизученными [1, 2]. В частности, в AFM-состоянии DC-намагниченность имеет слабую нелинейность и даже гистерезис в слабых полях; AC-восприимчивость возрастает с уменьшением температуры. При измерениях спинового резонанса (ESR) в $EuSn_2As_2$ наблюдается дополнительный резонанс, нетипичный для AFM-состояния. Чтобы найти этому объяснение, мы исследовали микроструктуру монокристаллов $EuSn_2As_2$ с помощью просвечивающего электронного микроскопа и выявили планарные дефекты толщиной в монослой. Эти дефекты имеют локальный состав $EuSnAs_2$ с отсутствующими атомами Sn. Суперъячейка дефектного переходного слоя имеет формулу $Eu_7Sn_{12}As_{14}$, содержит нечётное число атомов Eu и обладает ненулевым магнитным моментом. Расчёты зонной структуры и намагниченности методом DFT подтверждают FM-упорядочение дефектного слоя. На основе этого мы предложили двухфазную модель метаматериала, в которой FM-дефекты внедрены в AFM-решётку [3]. Модель описывает все вышеперечисленные особенности, включая зависимости ESR от температуры и магнитного поля [4].

1. P. D. Grigorev et al. Universal negative magnetoresistance in antiferromagnetic metals from symmetry breaking of electron wave function // NPJ-Commun. Mater. 2025 (in press).
2. K. S. Pervakov et al. Intrinsic negative magnetoresistance in layered AFM semimetals: the case of $EuSn_2As_2$ // ArXiv: 2411.03971.
3. A. Yu. Levakhova et al. Emergence of ferromagnetism from planar defects in $EuSn_2As_2$ antiferromagnet (tbp).
4. I. I. Gimazov et al. Ferromagnetic resonance in an antiferromagnetic crystal $EuSn_2As_2$ (tbp).

Изменение магнитных свойств искусственного многослойного ферримагнетика GdTbDyHoEr/Co при варьировании толщины слоёв и параметров термообработки

А. С. Русалина*, А. Н. Горьковенко, Г. В. Курляндская, А. В. Свалов

Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
*anastasia.rusalina@urfu.ru

Магнитные многослойные структуры и интерметаллические сплавы на основе тяжёлых редкоземельных элементов (RE) и переходных металлов группы железа (TM) представляют как фундаментальный, так и прикладной интерес [1–3]. Варьирование толщины слоёв позволяет изменять эффективный состав многослойной плёнки RE/TM, а её отжиг может приводить к образованию интерметаллического сплава RE-TM [4]. Так называемые высокоэнтропийные сплавы (HEA), включающие пять и более металлических компонентов, взятых в равных или близких мольных долях, характеризуются однофазной кристаллической структурой, высокой прочностью и малым коэффициентом диффузии [5]. В многослойных структурах RE/TM замена слоя RE на сплав HEA может привести к формированию более чёткой межслойной границы и меньшей интенсивности взаимной диффузии материала слоёв при термообработке.

В работе исследовано влияние толщины слоёв и температуры отжига на магнитные свойства многослойных плёнок $[HEA/Co]_n$, где в качестве сплава HEA был выбран сплав GdTbDyHoEr. Образцы были получены методом ионно-плазменного распыления в присутствии магнитного поля величиной 250 Э, ориентированного в плоскости подложки. Толщины слоёв редкоземельного сплава и Co были одинаковы и изменялись от 3 нм до 7 нм. Последующий отжиг проводился в течение часа при температурах до 300 °C в отсутствии внешнего магнитного поля.

На температурных зависимостях намагниченности $M(T)$ для всех образцов в исходном состоянии наблюдается характерный для ферримагнетиков минимум при температуре компенсации T_{comp}. Все образцы обладали одноосной магнитной анизотропией в плоскости плёнки (рис. 1, *a*). Последующий отжиг приводит к росту величины T_{comp} и изменению величины коэрцитивной силы H_c и поля анизотропии H_a. В частности, для плёнки $[HEA(7\text{ нм})/Co(7\text{ нм})]_6$ при комнатной температуре H_c изменилась от 55 Э до 25 Э, H_a уменьшилась с 95 Э до 30 Э в исходном состоянии и после отжига при 300 °C, соответственно. При этом наблюдавшаяся в образцах в размагниченном состоянии мелкая «пятнистая» доменная структура (рис. 1, *a*, вставка) сменилась крупной полосовой доменной структурой (рис. 1, *b*, вставка).

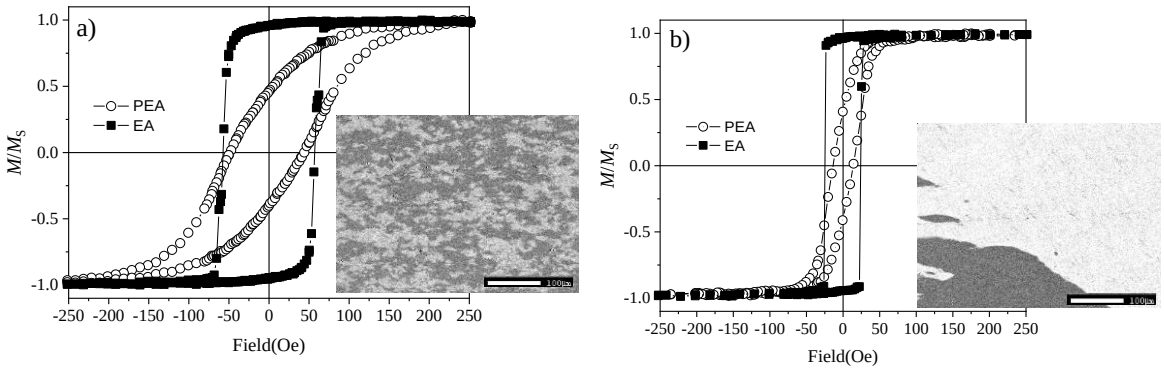


Рис. 1. Петли гистерезиса плёнки $[HEA(7\text{ нм})/Co(7\text{ нм})]_6$ вдоль оси трудного (PEA) и лёгкого (EA) намагничивания при комнатной температуре в исходном состоянии (*a*) и после отжига при T = 300 °C (*b*)

Сравнительный анализ величин M, H_c и H_a, изменения формы доменной структуры в совокупности с данными рентгеновской рефлектометрии для исследованных образцов позволяет сделать предположения о степени межслойной взаимной диффузии и возможности варьирования магнитных параметров искусственного ферримагнетика GdTbDyHoEr/Co.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-29-00199.

1. P. Li, T. J. Kools, H. Pezeshki et al. // Phys. Rev. B. 2025. V. 111. P. 064421.
2. S. Ghosh, R. Raj, S. Mukherjee et al. // Phys. Rev. B. 2025. V. 112. P. 134406.
3. М. А. Кузнецов, А. Б. Дровосеков, А. А. Фраерман // ЖЭТФ. 2021. Т. 159, вып. 1. С. 95−110.
4. M. A. Basha, H. Bhatt, Y. Kumar et al. // Mater. Lett. 2021. V. 283, P. 128879.
5. А. С. Рогачев // ФММ. 2001. Т. 121, вып. 8. С. 807−841.

Дискретный коллапс и топологические феномены в системах спин-волноводных структур

А. В. Садовников*, Е. Н. Бегинин, С. А. Никитов[1]

Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012
*sadovnikovav@gmail.com

Существует проблема, связанная с затуханием спиновых волн, которая ограничивает возможности создания устройств обработки информационных сигналов на основе принципов переноса углового момента или спина электрона для квантовых вычислительных архитектур. Тем не менее, использование спиновых волн (СВ), распространяющихся в различных структурах, таких как плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ), предоставляет важные преимущества за счёт возможности управления их свойствами. Например, длина волны СВ может варьироваться от единиц миллиметров до десятков нанометров, а частотный диапазон – от сотен мегагерц до десятков гигагерц. При этом применяются как монокристаллические пленки ЖИГ, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложках из галлий-гадоллиниевого граната, так и поликристаллические плёнки, созданные на пьезоэлектрических или полупроводниковых подложках. Однако использование поликристаллических плёнок усиливает потери при распространении спиновых волн. Проблема затухания спиновых волн остаётся актуальной и на сегодняшний день. В связи с этим в последнее время активно исследуется возможность применения спиновых волн в многослойных магнонных структурах, что открывает новые перспективы для минимизации потерь и повышения эффективности устройств.

Современные исследования демонстрируют значительный интерес к переходу от двухмерных к трёхмерным архитектурам магнонных сетей. Этот подход активно развивается в рамках концепций обработки и хранения данных на основе принципов магноники [1–4], поскольку позволяет сократить расстояние, на которое необходимо передавать спиновые волны (СВ). Одним из ключевых способов управления свойствами СВ является использование многоканальных магнонных структур. Такие структуры могут быть созданы, например, за счёт формирования волноведущих элементов в изолированных слоях, расположенных друг над другом.

Подобные решения уже позволили реализовать ряд функциональных устройств магноники, включая системы для демультиплексирования сигналов в частотной и пространственной областях, а также устройства линейного и нелинейного переключения в магнитных микроволноводах [1–5]. Для анализа динамической намагниченности в каждом отдельном слое успешно применяется метод мандельштам-бриллюэновской спектроскопии, который позволяет строить детализированные карты распределения намагниченности.

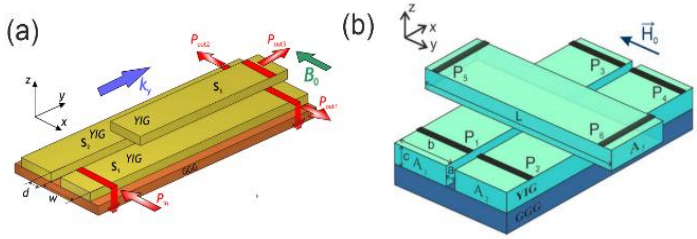


Рис. 1. Примеры магнонных структур (*a*) и структуры с системой латерально расположенных полосок (*b*)

Интеграция магнонных структур для повышения функциональности в задачах обработки сигналов приводит нас к концепции магнонных сетей. Эти сети представляют собой не просто набор блоков, соединённых последовательно или параллельно, а сложные системы, демонстрирующие коллективную динамику спиновых волн. Такая динамика основана на методах и подходах нелинейной физики волновых явлений в гиротропных средах.

В рамках магноники наблюдаются уникальные эффекты, характерные для нелинейных явлений, такие как формирование тёмных и светлых дискретных солитонов. Особый интерес представляет класс трёхмерных структур, которые могут быть использованы в качестве элементов межсоединений в многослойных топологиях магнонных сетей. Эти сети способны выполнять функции по обработке информационных сигналов, открывая новые возможности для развития технологий передачи и преобразования данных.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 23-79-30027).

1. S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, S. A. Nikitov and A. V. Sadovnikov // Phys. Rev. Applied. 2024. V. 22. P. 014042.
2. S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, S. A. Nikitov, F. Y. Ogrin, A. V. Sadovnikov // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 124 (11). P. 112408.
3. A. A. Martyshkin, S. E. Sheshukova, A. V. Sadovnikov // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 124 (9). P. 092413.
4. A. A. Grachev, A. V. Sadovnikov // Appl. Phys. Lett. 2025. V. 127. P. 112407.
5. A. A. Grachev, S. A. Odintsov, E. N. Beginin and A. V. Sadovnikov // Phys. Rev. Applied. 2024. V. 21. P. 024031.

Спиновые волны в ферримагнитных плёнках: безщелевая дисперсия и нутационные моды

А. В. Садовников

Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012
sadovnikovav@gmail.com

Основная идея магноники [1–3] заключается в использовании спиновых волн (СВ) или магнонов в качестве носителей информационных сигналов в микро- и наноструктурах на основе магнитоупорядоченных материалов. При этом исследований посвящено изучению прецессии магнитного момента в структурированных ферромагнитных пленках. Спин-волновые устройства, работающие в диапазоне частот от единиц гигагерц до ТГц, имеют длину СВ на четыре-пять порядков меньше, чем радиоволны аналогичной частоты, поэтому могут хорошо интегрироваться в современные микро- и наноразмерные электронные устройства. В качестве материалов для создаваемых прототипов магнонных устройств можно отметить диэлектрические и металлические ферромагнитные плёнки. Используемый в сверхвысокочастотной (СВЧ) магнитоэлектронике железо-иттриевый гранат (ЖИГ) является магнитным материалом с самым низким параметром затухания СВ диэлектрической магноники [4]. В то же время высокая стоимость ЖИГ и сложность технологии литографического изготовления структур на основе диэлектрических магнитных плёнок является существенным ограничением на пути широкого применения ЖИГ, позволяя ферримагнитным плёнкам и структурам на основе пермаллоев – сплавов железа и никеля – стать конкурентным материалом для изготовления магнонных структур. В последнее время особо важной задачей на пути интеграции магнитных структур в полупроводниковые устройства для обработки информационных сигналов является увеличение рабочей частоты. При этом одним из методов увеличения частоты сигналов, закодированных в виде амплитуды и фазы СВ, является использования антиферромагнитных материалов, поддерживающих возбуждение и распространение СВ в диапазонах частот от сотен ГГц до единиц ТГц. Альтернативным методом повышения частоты быстродействия магнонных устройств является применение нутационных спиновых волн (НСВ) [5]. Последние представляют собой пространственно распределённый процесс нутации спина, заключающийся в колебаниях магнитного момента в окрестности траектории прецессии, что подобно колебаниям гироскопа при выведении его из равновесия. В настоящей работе была показана возможность формирования безщелевой дисперсии СВ при возбуждении моды Гольдстоуна и показана возможность формирования пакетов нутационные мод СВ с помощью метода бриллюэновской спектроскопии (рис. 1).

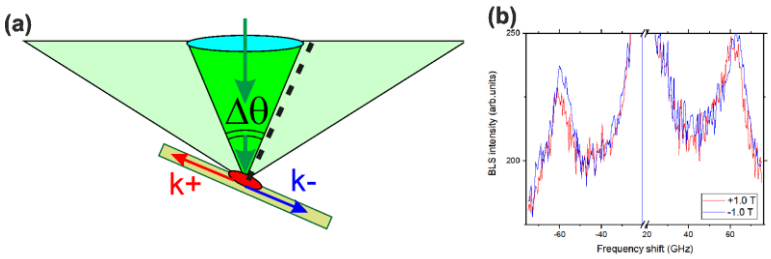


Рис. 1. Типичная схема исследования магнонов методом бриллюэновской спектроскопии (*a*); пример спектров неупругого рассеяния света при комнатной температуре на ферримагнитной плёнке CoGd (*b*)

Исследование нутационных спиновых волн открывает новые горизонты в развитии спинтронных устройств, существенно расширяя их функциональные возможности. Подобно тому, как магнонные сети демонстрируют сложную коллективную динамику за счет взаимодействия спиновых волн, нутационные моды создают дополнительный степень свободы для манипулирования спиновыми состояниями.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 23-79-30027).

1. A. V. Sadovnikov, A. A. Zyablovsky, A. V. Dorofeenko, S. A. Nikitov // Phys. Rev. Applied. 2022. V. 18. P. 024073.
2. A. A. Martyshkin, C. S. Davies and A. V. Sadovnikov // Phys. Rev. Applied. 2022. V. 18. P. 064093.
3. V. G. Bar'yakhtar, B. A. Ivanov // Low Temperature Physics. 2015. V. 41 (9). P. 663–669.
4. С. А. Никитов // УФН. 2020. Т. 190. С. 1009–1040.
5. K. Neeraj, N. Awari, S. Kovalev et al. Inertial spin dynamics in ferromagnets // Nat. Phys. 2021. V. 17. P. 245–250.
6. J.-E. Wegrowe and M.-C. Ciornei // American Journal of Physics. 2012. V. 80. P. 607–611.
7. S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, S. A. Nikitov and A. V. Sadovnikov // Phys. Rev. Applied. 2024. V. 22. P. 014042.
8. S. A. Odintsov, S. E. Sheshukova, S. A. Nikitov, F. Y. Ogrin, A. V. Sadovnikov // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 124 (11). P. 112408.
9. A. A. Martyshkin, S. E. Sheshukova, A. V. Sadovnikov // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 124 (9). P. 092413.
10. A. A. Grachev, S. A. Odintsov, E. N. Beginin and A. V. Sadovnikov // Phys. Rev. Applied. 2024. V. 21. P. 024031.

Аналитическая модель теллегеновского мета-атома

Д. А. Салтыкова*, Д. А. Бобылев, М. А. Горлач

Университет ИТМО, Физический факультет, Кронверкский просп., 49, Санкт-Петербург, 197101
*daria.saltykova@metalab.ifmo.ru

Теллегеновская среда – особый тип бианизотропной среды, в которой электрическое поле, приложенное к структуре, индуцирует намагниченность, а магнитное поле вызывает электрическую поляризацию [1]. Отклик Теллегена требует нарушения как симметрии по отношению к обращению времени, так и симметрии к инверсии пространственных осей. Это приводит к невыполнению теоремы взаимности и невзаимному распространению волн, что делает подобные структуры перспективными кандидатами для создания оптических изоляторов, циркуляторов и компактных невзаимных оптических устройств. С фундаментальной точки зрения, отклик Теллегена тесно связан с электродинамикой гипотетических аксионов [2], предлагая платформу для лабораторного изучения явлений за пределами Стандартной модели. Однако природные теллегеновские материалы обладают чрезвычайно малым невзаимным магнитоэлектрическим откликом [3], что ограничивает их применение.

Ситуация изменилась благодаря использованию метаматериалов: в таких структурах удалось экспериментально добиться сильного и контролируемого магнитоэлектрического отклика [4]. Тем не менее, в настоящее время отсутствует строгий аналитический подход к описанию механизма возникновения теллегеновского отклика, а пути его максимизации остаются малоизученными. В данной работе мы представляем полуаналитическую модель мета-атома Теллегена и явно вычисляем его магнитоэлектрическую поляризуемость. В частности, мы рассматриваем радиально намагниченный цилиндр, изображённый на рис. 1, и изучаем его возбуждение плоской электромагнитной волной с TM-поляризацией.

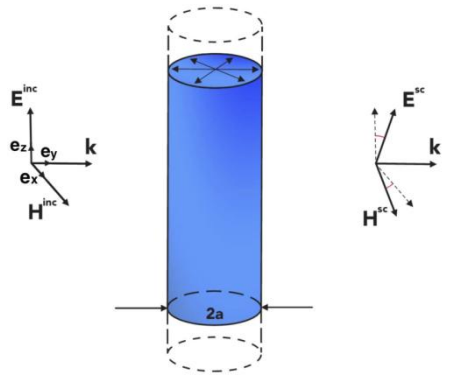


Рис. 1. Рассеяние TM-поляризованной плоской волны
на бесконечном радиально намагниченном цилиндре радиуса *a*

Геометрия исследуемой системы гарантирует чистый теллегеновский отклик при подавлении прочих магнитооптических эффектов. Используя теорию возмущений, мы выводим аналитические выражения для электрической, магнитной и магнитоэлектрической поляризуемостей и анализируем их частотную зависимость. Мы обнаруживаем, что отклик Теллегена достигает пика на частотах дипольных резонансов, а в определённых режимах даже превышает теоретический предел, предполагающий отсутствие частотной дисперсии.

Численное моделирование рассеяния плоской волны на гиротропном цилиндре подтверждает адекватность нашей модели и явно демонстрирует ненулевой кросс-поляризованный сигнал в дальнем поле, что служит признаком возникающего магнитоэлектрического отклика. В совокупности результаты показывают, что максимумы в отклике Теллегена совпадают с электрическим и магнитным дипольными резонансами мета-атома. Следовательно, управляя частотами дипольных мод мета-атома за счёт изменения его геометрических параметров и добиваясь их перекрытия, можно максимизировать отклик Теллегена, доведя его до экстремальных значений. Результаты работы представляют теоретическую основу для достижения сильного отклика Теллегена, который обладает потенциалом применения в различных задачах невзаимной фотоники и фундаментальной физики.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-10026.

1. B. D. H. Tellegen. The gyrator, a new electric network element // Philips Res. Rep. 1948. V. 3, no. 2. P. 81–101.
2. F. Wilczek. Two applications of axion electrodynamics // Physical Review Letters. 1987. V. 58, no. 18. P. 1799.
3. A. P. Pyatakov, A. K. Zvezdin. Magnetoelectric and multiferroic media // Physics-Uspekhi. 2012. V. 55, no. 6. P. 557.
4. Q. Yang et al. Gigantic Tellegen responses in metamaterials // Nature Commun. 2025. V. 16, no. 1. P. 151.

Анизотропия электронного спинового резонанса в гексабориде самария

А. Н. Самарин*, А. В. Семено, В. С. Журкин, А. Д. Божко, Е. А. Артемов, А. В. Мантузов, В. В. Глушков

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991 ГСП-1
*sasha@lt.gpi.ru

В коррелированном топологическом изоляторе (КТИ) SmB_6 поверхностные киральные состояния защищены нетривиальной топологией объёмного электронного спектра (в точках Г/X, X и K/M поверхностной зоны Бриллюэна для граней (100), (110) и (111) соответственно) [1] или кристаллической симметрией решётки (в точке Y поверхностной зоны Бриллюэна для грани (110)) [2]. Несмотря на существенную зависимость поверхностной проводимости от способа подготовки поверхности [3], форма и параметры спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) SmB_6 практически идентичны для поверхностей после абразивной полировки и химического травления [4]. Важно отметить, что появление сигнала ЭСР в области температур $T < 5{,}6$ К [4] коррелирует с переходом к режиму проводимости, определяемому поверхностными носителями заряда [3]. При этом вопрос о механизме взаимодействия ЭСР-активных магнитных моментов и поверхностных киральных носителей заряда для граней с различными ориентациями ((100), (110) и (111)) остаётся открытым.

В работе представлены результаты исследования электронного спинового резонанса (ЭСР) в КТИ SmB_6. Измерения выполнены на оригинальном высокочастотном ЭСР-спектрометре ИОФ РАН [5] на частоте 60 ГГц в магнитном поле до 7 Тл при температурах от 1,8 К до 15 К. Исследован ряд монокристаллических образцов SmB_6 с поверхностями, подвергнутыми полировке алмазным порошком с различными размерами гранул (от 10 мкм до 0,5 мкм), а также химическому травлению в азотной кислоте и химико-механической полировке.

В результате измерений магнитного резонанса в SmB_6 для основных кристаллографических направлений (100), (110), (111) впервые обнаружена сильная зависимость спектров ЭСР от ориентации поверхности относительно внешнего магнитного поля, которая проявляется в качественном изменении формы спектра и положения линий (рис. 1). Измеренные данные позволили определить величины g-фактора и ширину резонанса для каждой из наблюдаемых линий. Для направления (100) наблюдался эффект инверсии линии ЭСР (рис. 1). Для объяснения эффекта инверсии была разработана качественная модель ЭСР-поглощения для системы с произвольными электродинамическими параметрами, определены диапазоны применимости разработанной модели.

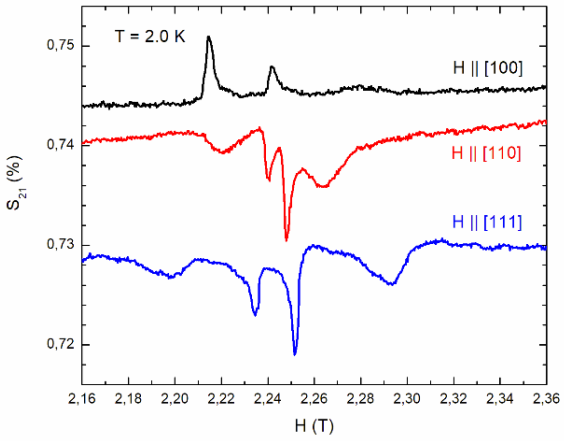


Рис. 1. Полевые зависимости коэффициента пропускания резонатора с образцом SmB_6 при температуре 2 К для различных направлений внешнего магнитного поля относительно образца. Экспериментальные кривые сдвинуты по вертикальной оси для наглядности. Поверхности после химического травления в азотной кислоте

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-20032.

1. Y. S. Eo et al. // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. P. 155109.
2. Dong-Choon Ryu et al. // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. P. 125101.
3. V. V. Glushkov et al. // JETP Letters. 2022. V. 116. P. 791.
4. S. V. Demishev et al. // Sci. Rep. 2018. V. 8. P. 7125.
5. A. N. Samarin et al. // Physics Procedia. 2015. V. 71. P. 337.

Искусственные ферромагнитные кластеры в парамагнитной пленке FeAl: магнитные и магнитотранспортные свойства

М. В. Сапожников[1], Н. И. Полушкин[1], И. Ю. Пашенькин, А. М. Буряков[2], А. В. Горбатова[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2] МИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
*msap@ipmras.ru

В работе была изучена взаимосвязь между аномальным эффектом Холла (АЭХ) и эффективностью терагерцовой генерации в спинтронных эмиттерах на основе неупорядоченных пленок сплавов Fe_xAl_{1-x}. При варьировании концентрации железа от 100 % до 60 % был обнаружен немонотонный характер зависимости величины АЭХ с выраженным пиком при составе $Fe_{80}Al_{20}$. Важнейшим результатом является наблюдение прямой корреляции между амплитудой АЭХ и интенсивностью генерируемого терагерцового излучения в структурах FeAl/Pt. Это указывает на то, что в данной системе аномальный эффект Холла служит надежным индикатором связи спиновой поляризации электронов на уровне Ферми с величиной спинового тока, текущего из ферромагнитного слоя в слой платины в процессе генерации.

Примечательно, что уменьшение концентрации магнитного элемента (железа) в сплаве не приводит к ослаблению спин-зависимых свойств, а, напротив, усиливает как АЭХ, так и терагерцовую генерацию. Особую значимость полученному результату придаёт то, что данные эффекты наблюдаются в исходно неупорядоченных пленках, не подвергавшихся отжигу. Это выгодно отличает систему FeAl от классических спиновых источников, таких как сплавы Гейслера, чья высокая спиновая поляризация и, как следствие, возможная высокая эффективность генерации обусловлены их кристаллическим порядком, достичь которого в тонкоплёночных технологиях крайне сложно. Таким образом, нестехиометрические сплавы FeAl представляют собой перспективную и технологически более гибкую альтернативу для создания высокоэффективных спинтронных терагерцовых эмиттеров.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 25-79-00247).

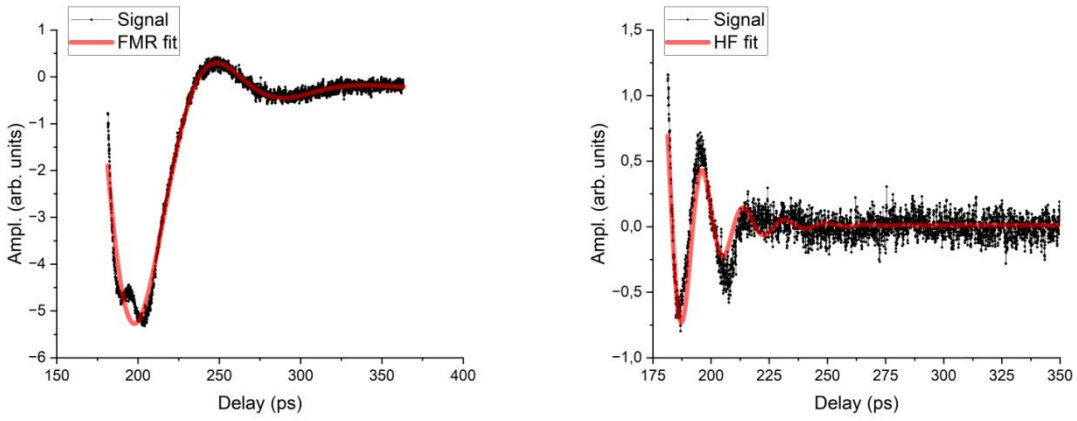
Возбуждение лазерными импульсами двухчастотных когерентных колебаний намагниченности в квазиодноосной плёнке феррита-граната

С. С. Сафонов[1*], М. А. Конаныкина[2], А. С. Федоров[1], С. А. Никитов[1], М. В. Логунов[1,2]

[1]ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Моховая улица, 11, стр. 7, Москва, 125009
[2]Факультет физики НИУ ВШЭ, Покровский бульвар, 11, Москва, 109028
*sergej-safonov-81@bk.ru

Ферримагнетики рассматриваются как перспективные материалы для формирующегося прикладного направления – ферримагнитной спинтроники [1]. При накачке спиновой системы магнетика лазерными импульсами возможно возбуждение когерентных колебаний намагниченности как на частоте ферромагнитного, так и более высокочастотного обменного резонансов, а также субпикосекундное переключение состояния намагниченности [1–7].

В данной работе приведены результаты исследования возбуждения фемтосекундными лазерными импульсами двухчастотных когерентных колебаний намагниченности в квазиодноосной плёнке феррита-граната. Монокристаллическая плёнка состава TmBiGa:IG синтезирована на подложке GGG с ориентацией (111). Поле одноосной перпендикулярной анизотропии пленки ~1,5 кЭ и на два порядка превышало поле кубической анизотропии. Длина волны накачки составляла 637 нм, зондирования – 515 нм. Для накачки использовали циркулярно, эллиптически и линейно поляризованные импульсы лазера. Квазиодноосные свойства пленки привели к независимости результатов возбуждения от ориентации кристаллографических осей феррита-граната относительно направлений линейной или эллиптической поляризации импульса накачки. Максимальную амплитуду сигналов (рис. 1) регистрировали при циркулярной поляризации импульсов лазера. При смене направления циркулярной поляризации фаза ФМР-компоненты (11 ГГц) изменялась на 180 градусов, в то время как фаза высокочастотной компоненты (56 ГГц) сохранялась, что свидетельствует о разных механизмах возбуждения компонентов колебаний намагниченности.



а *б*

Рис. 1. Временная развёртка колебаний намагниченности в квазиодноосной плёнке феррита-граната при накачке циркулярно поляризованными импульсами лазера. *а* – общий сигнал с доминированием колебаний на частоте ферромагнитного резонанса (11 ГГц); *б* – высокочастотная компонента частотой 56 ГГц, выделенная из общего сигнала

1. S. K. Kim, G. S. D. Beach, K.-J. Lee et al. // Nature Mater. 2022. V. 21. P. 24–34.
2. A. H. M. Reid, A. V. Kimel, A. Kirilyuk et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 107402.
3. L. A. Shelukhin, V. V. Pavlov, P. A. Usache et al. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. P. 224430.
4. A. V. Kimel and M. Li // Nature Rev. Mater. 2019. V. 4. P. 189–200.
5. T. G. H. Blank, K. A. Grishunin, E. A. Mashkovich et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. P. 037203.
6. D. M. Krichevsky, N. A. Gusev, D. O. Ignatyeva et al. // Phys. Rev. B. 2023. V. 108. P. 174442.
7. T. Hiraoka, R. Kainuma, K. Matsumoto et al. // J. Phys. Soc. Japan. 2024. V. 93. P. 023702.

Исследование спин-токовой конверсии в гетероструктуре Py/$Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$

В. О. Сахин[1]*, Б. Ф. Габбасов[2], Д. Г. Зверев[2], Е. Ф. Куковицкий[1], Н. Н. Гарифьянов[1], А. А. Камашев[1]

[1]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, 420029
[2]Институт физики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008
*vsakhin@yahoo.com

Топологические изоляторы (ТИ) – это класс материалов, перспективных для применений в спинтронике. В объёме они являются узкозонными полупроводниками, однако на их поверхности существуют проводящие дираковские состояния. Сильное спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) в ТИ на основе халькогенидов висмута приводит к возникновению спин-импульсного локинга в поверхностных состояниях. Это свойство делает ТИ естественными кандидатами для исследования обратного спинового эффекта Холла (ОСЭХ) [1, 2], который представляет собой преобразование спинового тока в зарядовый в системах с сильным СОВ [3]. Предполагается, что в ТИ это преобразование происходит преимущественно на топологических поверхностных состояниях, что потенциально обеспечивает более высокую эффективность [2]. Таким образом, исследование ОСЭХ в данных системах представляет не только фундаментальный интерес, но и является важным шагом для разработки спинтронных устройств нового поколения, использующих спиновые токи в топологически защищённых состояниях.

Традиционно для изучения ОСЭХ используются бислойные системы ферромагнетик/тяжёлый металл [4, 5]. В настоящей работе были созданы гетероструктуры, состоящие из ферромагнитного слоя пермаллоя и подложки из топологического изолятора $Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$ (BSSTS), обладающего сильным СОВ. Пермаллой является классическим ферромагнетиком, который ранее уже применялся в исследованиях ОСЭХ [6] и, как было установлено, обладает хорошей адгезией к поверхности BSSTS. Преимущество использования соединения BSSTS заключается в низкой объемной концентрации носителей заряда, что позволяет минимизировать вклад объёма в проводимость при низких температурах [7]. Гетероструктуры были изготовлены путём механического расщепления монокристаллов BSSTS с последующим нанесением слоя пермаллоя методом магнетронного напыления. Для измерений гетероструктура размещалась на специальной площадке, геометрия которой позволяет детектировать возникающее напряжение и минимизировать влияние дополнительных магнитогальванических эффектов.

Измерения ферромагнитного резонанса (ФМР) в слое пермаллоя и напряжения в слое BSSTS проводились одновременно с использованием спектрометра электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Возбуждение ФМР в слое пермаллоя обеспечивает спиновую накачку – инжекцию спинового тока в прилегающий слой BSSTS. При приложении внешнего магнитного поля в плоскости образца инжектированный спиновый ток преобразуется в зарядовый за счёт ОСЭХ. Возникающий при этом зарядовый ток детектировался с помощью синхронного усилителя на частоте модуляции поля ЭПР-спектрометра.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ № 21-72-20153-п и частично в рамках государственного задания ФИЦ КазНЦ РАН.

1. M. Jamali, J. S. Lee, J.-P. Wang // Nano Lett. 2015. V. 15 (10). P. 7126–7132.
2. N. Khang, Y. Ueda, P. N. Hai // Nature Mater. 2018. V. 17. P. 808–813.
3. X. Wang // Commun Phys. 2021. V. 4. P. 55.
4. K. Ando, A.Takhashi et al. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 103913.
5. A. Kadikova, B. Gabbasov, I. Yanilkin et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. P. 1094–1098.
6. A. Tsukahara, Y. Ando et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. P. 235317.
7. V. Sakhin, E. Kukovitsky, Y. Talanov et al. // Jetp Lett. 2022. V. 115. P. 239–244.

Высокоэнтропийный сплав GdTbDyHoEr в плёночном состоянии: структура, магнитные фазовые переходы, магнитокалорический эффект

А. В. Свалов*, А. С. Русалина, А. В. Архипов, А. Н. Горьковенко, Н. В. Селезнёва, А. А. Юшков, Г. В. Курляндская

Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
*andrey.svalov@urfu.ru

Использование тонких магнитных плёнок в компактных системах магнитного охлаждения сопряжено с рядом ещё нерешённых научных и технических проблем [1]. Тем не менее, особенности магнитокалорического эффекта в плёночных структурах остаются в фокусе внимания исследователей [1–3].

В данной работе исследовано влияние толщины и температуры отжига на структуру и магнитные свойства плёнок высокоэнтропийного сплава GdTbDyHoEr. Образцы толщиной от 50 нм до 1000 нм были получены методом ионно-плазменного распыления. Плёнки были защищены буферным и покрывающим слоями Ta толщиной 10 нм. Последующий отжиг проводился в течение часа при температурах до 500 °C.

На дифрактограммах плёнок, толщина которых превышает примерно 200 нм, отчётливо видны три пика, положения которых хорошо согласуются с положениями линий, характерных для гексагональной кристаллической решётки (пространственная группа P63/mmc) сплава GdTbDyHoEr. Средний размер кристаллитов изменяется от 5 ± 2 нм при толщине образца 50 нм до 13 ± 2 нм при толщине 1000 нм. Отжиг приводит к значительному росту интенсивности линии (100) и двукратному увеличению среднего размера кристаллитов.

Температурные зависимости намагниченности M(T) для плёнок в исходном состоянии имеют вид, характерный для ферромагнетиков. Температура возникновения магнитного упорядочения T_{ord} для плёнок толщиной более 200 нм составляет примерно 160 K и заметно снижается при уменьшении толщины плёнки (рис. 1, *a*). Локальный максимум на зависимостях M(T), являющийся следствием перехода в состояние геликоидального антиферромагнетика (ГАФМ), характерного для объёмных образцов сплава GdTbDyHoEr [4], наблюдается только для плёнок толщиной 1000 нм, подвергнутых отжигу при T > 200 °C (рис. 1, *b*). Быстрый рост намагниченности при T < 150 K (рис. 1, *b*) является следствием магнитного фазового перехода из состояния ГАФМ в ферромагнитное состояние. Температурный гистерезис в интервале 120 K < T < 150 K при измерении M(T) в режиме ZFC-FC (рис. 1, *b*) позволяет рассматривать этот переход как фазовый переход первого рода.

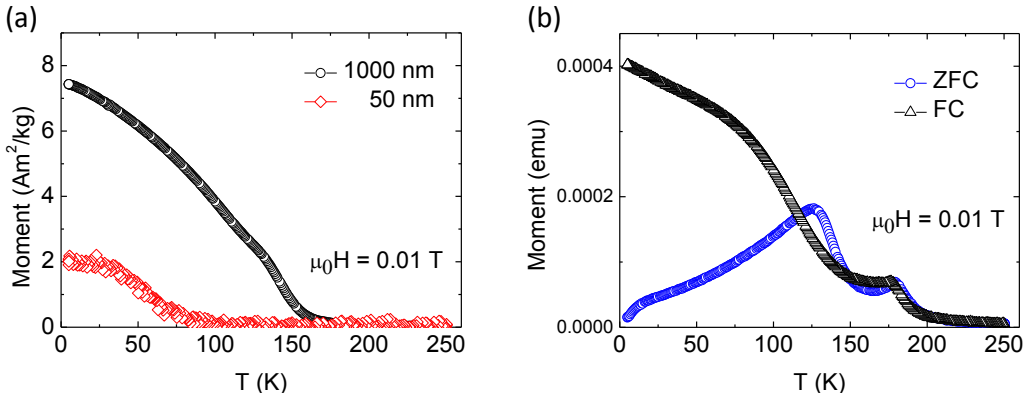


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности плёнки GdTbDyHoEr(1000 нм): *a* – в исходном состоянии; *b* – после отжига при T = 400 °C

Магнитокалорические свойства плёночных образцов были охарактеризованы величиной изменения магнитной части энтропии ΔS_M, определённой на основе соотношения Максвелла по данным измерений магнитных изотерм. Максимум на кривых $-\Delta S_M(T)$ наблюдается вблизи температуры T_{ord}. Отметим, что максимальные значения $-\Delta S_M$ и хладоемкости, определяемой численным интегрированием как площадь под кривой $-\Delta S_M$ (T), оказались практически одинаковы для плёнки GdTbDyHoEr(1000 нм) в исходном состоянии и после отжига при T = 400 °C: примерно 3 Дж/кг·K и 300 Дж/кг при $\mu_0 H$ = 4 Тл, соответственно.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-29-00199.

1. N. T. M. Duc, H. Srikanth and M.-H. Phan // Sci. Technol. Adv. Mater. 2025. V. 26. P. 2546287.
2. C. S. Pereira, R. Almeida, T. Niehoff et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2025. V. 58. P. 075502.
3. I. Y. Pashenkin, R. V. Gorev, M. A. Kuznetsov et al. // J. Phys. Chem. C. 2024. V. 128. P. 8853−8860.
4. А. В. Свалов, Д. С. Незнахин, А. В. Архипов и др. // ФММ. 2024. Т. 125, вып. 12. С. 1487–1493.

Разработка Spice-модели спин-вентильной структуры и библиотеки элементов на ее основе

А. В. Бардушкин, К. А. Селина*, Ю. А. Юсипова

ООО «Альфачип», Центральный проспект, корп. 438А, Зеленоград, 124498
*selina@alphachip.ru

Спин-вентильные структуры нашли широкое применение в микроэлектронике благодаря обратимости вычислительных процессов, возможности реализации детерминированных и вероятностных алгоритмов, а также архитектурному совмещению функций хранения и обработки информации. Высокая чувствительность спиновых вентилей к магнитному полю и температуре находит применение в различных магнитных датчиках, в то время как возможность управления состоянием спинового вентиля электрическим током используется в устройствах хранения данных и вычислительных приборах [1].

В основе работы спиновых вентилей лежит эффект гигантского магнетосопротивления, который заключается в изменении электрического сопротивления ферромагнетика в магнитном поле. Спиновый вентиль представляет собой многослойную структуру, состоящую из толстого ферромагнитного слоя с фиксированным вектором намагниченности $\mathbf{M_1}$, немагнитной прослойки и тонкого ферромагнитного слоя с вектором намагниченности $\mathbf{M_2}$, который может изменять своё положение. Его поведение можно описать уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта (LLG), которое характеризует изменение ориентации вектора $\mathbf{M_2}$ под воздействиями внешних факторов:

$$\frac{\partial \mathbf{M_2}}{\partial t} = -|\gamma|\mu_0 \left[\mathbf{M_2} \times \boldsymbol{H}_{\text{эфф}}\right] + \frac{\alpha}{M_s}\left[\mathbf{M_2} \times \frac{\partial \mathbf{M_2}}{\partial t}\right],$$

где γ – гиромагнитное отношение, μ_0 – магнитная постоянная, α – коэффициент диссипации, M_s – намагниченность насыщения, $\mathbf{H_{эфф}}$ – эффективное магнитное поле, которое представляет собой векторную сумму внешнего приложенного магнитного поля $\mathbf{H}$, поля размагничивания $\mathbf{H_p}$, обусловленного формой образца, поля магнитной анизотропии $\mathbf{H_a}$, связанного с кристаллической структурой материала, а также токового члена Слончевского – Берже $\mathbf{H_т}$, описывающего влияние спинового тока на динамику намагниченности.

На основе данного физико-математического описания разработана схемотехническая модель спинового вентиля на языке Spice (рис. 1) с возможностью гибкой настройки пользователем. Параметры dx, dy, dz определяют геометрические размеры свободного слоя, а mx0, my0 и mz0 – проекцию вектора $\mathbf{M_2}$ в начальный момент времени. Величину и направление магнитного поля задают его проекции Hx, Hy, Hz. Толщину и удельное сопротивление ферромагнетика и немагнетика определяют dpin, RoFm и dn, RoNm, соответственно. Bs задаёт произведение намагниченности насыщения M_s на магнитную постоянную μ_0. Выбрать форму вентиля и направление анизотропии можно соответствующими переменными Df и Da. Параметры Ka, P и alpha обозначают коэффициенты анизотропии, спиновой поляризации и диссипации, соответственно.

Для верификации корректности функционирования модели в качестве эталонных использовались теоретические исследования [1]. Результаты моделирования в Cadence Spectre подтвердили корректное воспроизведение режимов работы спинового вентиля, включая переключение между состояниями и прецессию намагниченности.

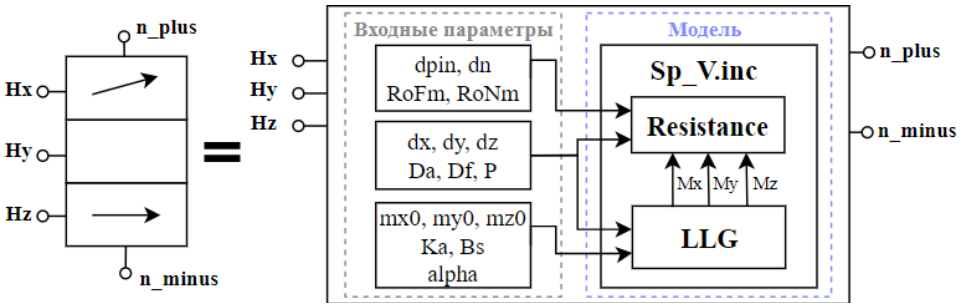


Рис. 1. Структурное представление Spice-модели спинового вентиля

На основе данной модели разработана библиотека элементов, состоящая из следующих компонентов: аналоговый датчик величины магнитного поля, позволяющий провести точное измерение интенсивности магнитных воздействий; бистабильный датчик магнитного поля способен фиксировать направление внешнего магнитного поля; программируемый магниторезистивный элемент, моделирующий поведение переменного резистора с управляемым сопротивлением; ячейка магниторезистивной памяти с произвольным доступом и стохастический нейрон p-bit, реализующий принципы вероятностных вычислений.

Все элементы библиотеки, реализованные как параметризованные Spice-подсхемы, верифицированы в симуляторе Cadence Spectre. Результаты моделирования показали хорошее соответствие теоретическим исследованиям [1], а также подтвердили высокое быстродействие и энергоэффективность элементов.

1. Iu. A. Iusipova // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2025. V. 89. P. 533–540.

Температурные особенности гистерезисных свойств плёночных композитов на основе антиферромагнетика Cr-Mn-M (M = Pt, W, Cu)

С. В. Семенова[1]*, А. А. Фещенко[1], А. Н. Горьковенко[1], В. Н. Лепаловский[1], В. О. Васьковский[1,2]

[1]Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
[2]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219
*severova.sveta.severova@yandex.ru

Бислойные плёночные структуры типа антиферромагнетик/ферромагнетик привлекают внимание исследователей в связи реализации в них эффекта обменного смещения. Наличие указанного эффекта позволяет использовать такие композиты в качестве функциональных сред для устройств спинтроники [1]. Источником обменного закрепления ферромагнитного слоя, как правило, выступает антиферромагнитный слой с температурой Нееля (T_N), превышающей комнатную температуру. К числу таковых потенциально относится высокотемпературный антиферромагнитный сплав Cr-Mn. Однако, согласно литературным данным [2], этот сплав обладает низкой магнитной анизотропией, что снижает его функциональность в составе композитов с обменным смещением. Традиционным способом управления магнитной анизотропией магнитоупорядаченных веществ является варьирование базового состава за счёт введения дополнительных элементов. Ранее было показано, что в случае сплава Cr-Mn положительный эффект, то есть увеличение магнитной анизотропии, даёт легирующая добавка Pt [3]. Однако экономический аспект стимулирует поиск альтернативных вариантов легирования.

В данной работе проведено сопоставительное исследование гистерезисных свойст плёночных композитов на основе сплава Cr-Mn-M, где M = Pt, Cu, W. Основное внимание уделено изучению влияния легирования на температурную вариацию параметров эффекта обменного смещения.

Образцы для исследования представляли собой многослойные плёнки Ta(5нм)/$(Cr_{70}Mn_{30})_{100-x}M_x(L)$ /$Fe_{20}Ni_{80}$(10нм)/Ta(5нм). Они были получены методом магнетронного распыления на покровных стёклах Corning. В эксперименте варьировались содержание легирующих элементов M = Pt, W, Cu в диапазоне $0 \le x \le 30$ ат.% и толщина антиферромагнитного слоя в диапазоне $30 \le L \le 70$ нм. Для измерения магнитных свойств плёнок использовались Керр-магнитометр EvicoMagnetics, измерительный комплекс PPMS DynaCool 9T и вибромагнитометр LakeShore Cryotronics 7407.

На рисунке 1 в качестве примера представлены температурные зависимости поля обменного смещения $H_{ex}(T)$ некоторых из исследованных композитов. Они ярко демонстрируют характерный эффект легирования – образование немонотонности в температурном изменении H_{ex}, которая эффективно стабилизирует данный параметр в области низких температур. В работе проанализировано влияние состава антиферромагнитного слоя, его толщины и магнитной предыстории на указанную особенность $H_{ex}(T)$; дана модельная интерпретация полученных данных.

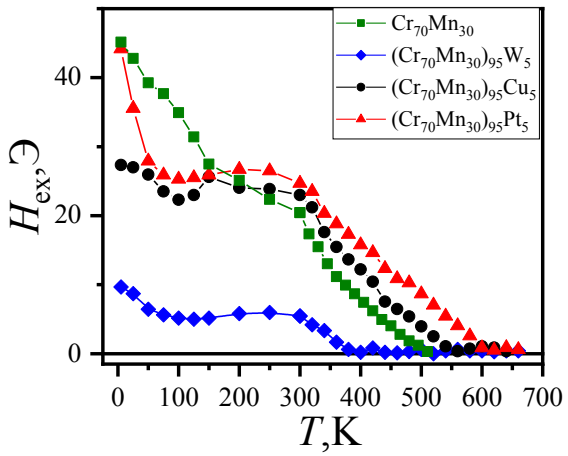


Рис. 1. Температурные зависимости поля обменного смещения в плёнках Ta/$(Cr_{70}Mn_{30})_{100-x}M_x$/$Fe_{20}Ni_{80}$/Ta

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, FEUZ-2024-0060.

1. D. Xiong et al. // Fundamental Research. 2022. V. 2, no. 4. P. 522–534.
2. S. Soeya et al. // Journal of applied physics. 1996. V. 80, no. 2. P. 1006.
3. M. E. Moskalev et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2024. V. 596. P. 171958.

Электронные свойства магнитных сплавов Гейслера Co-Mn-Al для спинтроники и наноэлектроники

А. А. Семянникова[1]*, Е. Д. Чернов[1], А. В. Лукоянов[1,2], В. Ю. Ирхин[1], Е. И. Шредер[1], А. А. Маркин[1], А. С. Боголюбский[1], Е. Б. Марченкова[1,2], В. В. Марченков[1,2]**

[1]Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
[2]Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620062
*semiannikova@imp.uran.ru; **march@imp.uran.ru

Сплавы Гейслера $Co_{2-x}Mn_{1+x}Al$ (x = 0; 0,25; 0,5; 0,75; 1) являются перспективными магнитными материалами для устройств спинтроники, нано- и микроэлектроники, поскольку могут обладать высокой степенью спиновой поляризации носителей заряда вблизи комнатной температуры, а их температура Кюри существенно превышает комнатную. Наличие вблизи уровня Ферми E_F электронов только с одним направлением спина позволяет реализовать в этих сплавах состояния полуметаллического ферромагнетика (ПМФ) и спинового бесщелевого полупроводника (СБП), а линейного закона дисперсии – экзотических бесщелевых поверхностных состояний, реализующихся в топологических полуметаллах (ТПМ) [1–4].

Цель работы – установить закономерности изменения электронных характеристик сплавов Гейслера $Co_{2-x}Mn_{1+x}Al$ (x = 0; 0,25; 0,5; 0,75; 1) при переходе из состояния топологического полуметалла к состоянию спинового бесщелевого полупроводника, то есть от Co_2MnAl к Mn_2CoAl.

Сплавы Гейслера $Co_{2-x}Mn_{1+x}Al$ (x = 0; 0,25; 0,5; 0,75; 1) синтезированы методом индукционной плавки в атмосфере аргона. Полученные слитки отжигались в течение 7 суток при 600 °C с последующей закалкой в воду. Исследование микроструктуры поверхности сплавов, а также элементный анализ проводились с помощью растрового электронного микроскопа «Tescan Mira», оснащённого анализаторами EDS и EBSD для структурно-текстурного и элементного анализа. Температурные зависимости электросопротивления и сопротивления Холла измерены общепринятым четырёхконтактным методом в диапазоне температур от 4,2 до 300 K. Измерения эффекта Холла проводились при температуре T = 4,2 K в магнитных полях до 100 кЭ. Оптические свойства исследованы эллипсометрическим методом Битти при комнатной температуре. Расчёты из первых принципов проводились в рамках теории функционала плотности (DFT). Обменно-корреляционный функционал был выбран в форме обобщенного градиентного приближения (GGA) с псевдопотенциалами PBE (Perdew-Burke-Enzerhof). Электронная структура сплавов была рассчитана с использованием стандартных ультрамягких потенциалов из библиотеки псевдопотенциалов Quantum ESPRESSO.

Установлено, что при вариации содержания марганца и кобальта в сплавах $Co_{2-x}Mn_{1+x}Al$ (x = 0; 0,25; 0,5; 0,75; 1) наблюдается существенное изменение электросопротивления. При переходе от Co_2MnAl к Mn_2CoAl электросопротивление увеличивается от 252 мкОм·см до 383 мкОм·см, соответственно. При этом вид зависимостей $\rho(T)$ изменяется с «металлического» на «полупроводниково-подобный». Продемонстрировано, что в формировании оптических свойств исследованных сплавов определяющую роль играют межзонные переходы. Установлено, что при комнатной температуре электропроводность и оптическая проводимость при 0,38 эВ уменьшаются с ростом концентрации марганца при x = 0,5 и 0,75, соответственно, а затем слабо изменяются с ростом x. Высказано предположение, что такое поведение связано с изменениями в зонном спектре сплавов, наиболее сильно проявляющимися в сплаве Mn_2CoAl. Выполненные расчеты электронной структуры и магнитных свойств соединений с учетом экспериментальных данных по кристаллической структуре свидетельствуют о реализации в Co_2MnAl состояния ТПМ, а в Mn_2CoAl – СБП. Поскольку исследуемые сплавы являются ферромагнитными, то помимо нормального, в них наблюдается аномальный эффект Холла. С использованием однозонной модели выполнена оценка концентрации и подвижности носителей заряда, преобладающих в этих соединениях. Согласно [2, 4], большая величина аномального эффекта Холла в соединении Co_2MnAl указывает на особенности ТПМ (кривизну Берри). С ростом концентрации марганца наблюдается переход в состояние СБП с исчезающе малой энергетической щелью для одной проекции спина.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-00152.

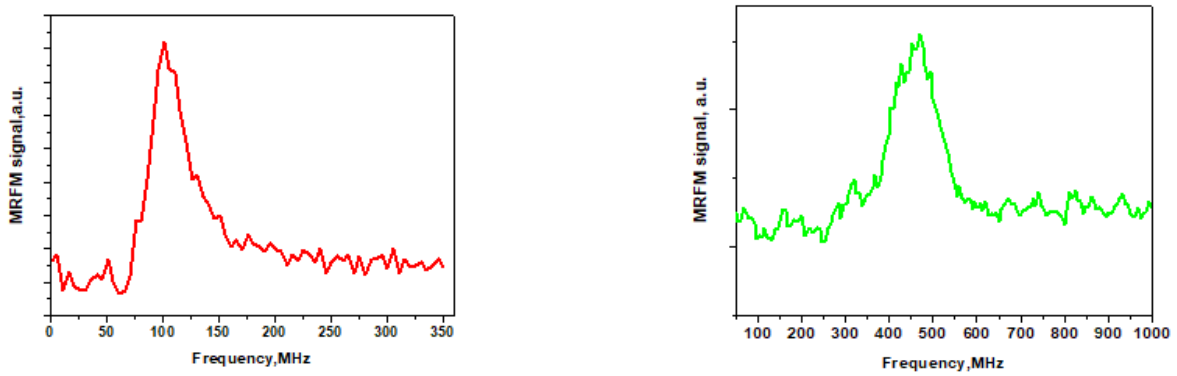
1. T. Graf, C. Felser, S. S. P. Parkin // Prog. Solid State Chem. 2011. V. 39 P. 1–50.
2. K. Manna, Y. Sun, L. Muechler, J. Kübler, C. Felser // Nat. Rev. Mater. A. 2018. V. 3(8). P. 244–256.
3. V. V. Marchenkov, V. Yu. Irkhin // Phys. Metals Metallogr. 2021. V. 12. P. 1133–1157.
4. P. Li, J. Koo, W. Ning et al. // Nat. Commun. 2020. V. 11. P. 3476.

Исследование гиротропной моды в системе ферромагнетик-антиферромагнетик

Е. В. Скороходов*, Е. А. Караштин, И. Ю. Пашенькин, И. А. Федотов, М. В. Сапожников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*evgeny@ipmras.ru

Структурированные ферромагнитные наноструктуры перспективны с точки зрения создания новых систем обработки и хранения информации, обнаружения слабых магнитных полей и генерации электромагнитного излучения. Одним из наиболее перспективных компактных встроенных источников электромагнитного излучения являются вихревые спин-трансферные наноосцилляторы, представляющие собой магниторезистивный контакт, в котором один из ферромагнитных слоёв (свободный слой) находится в вихревом магнитном состоянии. Принцип действия этих устройств основан на явлении автоколебаний в гиротропном режиме под действием спин-поляризованного электрического тока. Частоты гиротропного режима лежат в диапазоне 0,1–1 ГГц. Перестройка частоты в вихревых наноосцилляторах осуществляется в диапазоне (от 0,1 до 1 ГГц) за счёт изменения величины тока или внешнего магнитного поля. Ограничение настройки частотного диапазона обусловлено существованием критического значения тока, превышение которого приводит к затуханию автоколебаний. Существует также предельное значение для внешнего магнитного поля, при превышении которого вихревое состояние разрушается. Однако для многих применений представляет интерес диапазон выше 1 ГГц. Альтернативным способом регулировки частоты генерации является реализация импринтинга вихревого состояния свободного слоя в антиферромагнетик, что достигается отжигом образца при температуре, превышающей температуру Нееля антиферромагнетика [1, 2]. Теоретические оценки показывают, что сильное обменное взаимодействие между ферромагнетиком и антиферромагнетиком приводит к значительному изменению частоты генерации, тем самым расширяя область применения наноколебателей. Величиной этого взаимодействия можно управлять, изменяя толщину магнитных слоев. В данной работе мы экспериментально исследуем гиротропные моды в ферромагнетике, соединённом с антиферромагнетиком. Методом магнетронного распыления были получены ферромагнитная плёнка Fe(0,5)NiFe(12)Ta(5) и антиферромагнитно-ферромагнитная плёнка Ta(20)IrMn(5)Fe(0,5)NiFe(12)Ta(5). Затем методом электронной литографии и ионного травления из полученных пленок были сформированы круглые и эллиптические диски микронного и субмикронного размеров. Структуры на основе плёнки антиферромагнетик-ферромагнетик были подвергнуты термическому отжигу при температуре 350 °C, в результате чего был осуществлен переход вихревого состояния из ферромагнетика в антиферромагнетик. На рис. 1 представлены спектры ферромагнитного резонанса, полученные методом магнитно-резонансной силовой микроскопии, для ферромагнитного диска и для диска, изготовленного из плёнки ферромагнетик-антиферромагнетик, на которых можно видеть, что резонансная частота гиротропной моды для диска из плёнки ферромагнетик-антиферромагнетик смещается в область высоких частот.



а *б*

Рис. 1. Спектры ферромагнитного резонанса, полученные методом магнитно-резонансной силовой микроскопии: *а* – для ферромагнитного диска, *б* – для диска, изготовленного из плёнки ферромагнетик-антиферромагнетик

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-20055.

1. J. Sort, K. S. Buchanan, V. Novosad, et al. // PRL. 2006. V. 97. P. 067201.
2. G. Salazar-Alvarez, J. J. Kavich, J. Sort, et al. // Applied Physics Letters. 2009. V. 95. P. 012510.

Ферми-жидкость спинонов в квазиодномерном антиферромагнетике

А. И. Смирнов*

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, Москва, 119334
*smirnov@kapitza.ras.ru

Одномерные цепочки спинов S = 1/2 с антиферромагнитным обменом обладают необычным основным состоянием в виде квантовой спиновой жидкости, в котором отсутствует классический порядок. Это состояние сильно коррелировано и описывается как ансамбль квазичастиц со спином S = 1/2 – фермионами, получившими название спинонов. Возбуждения, наблюдаемые в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов или электронному спиновому резонансу, представляют собой парные образования типа «квазичастица-дырка», возникающие при переносе спинона из-под уровня Ферми наружу. Спектр значений переданной энергии при фиксированном переданном импульсе оказывается при этом весьма широким и имеет вид так называемого двухспинонного континуума, радикально отличающегося от спектра магнонов в обычном антиферромагнетике. От обычных фермиевских систем (например, электронов в металлах), спиновые цепочки отличаются тем, что фермионы в них не являются микрочастицами материи, а представляют собой коллективные динамические структуры макроскопической спиновой системы диэлектрического кристалла.

В работе мы изучали спектры поглощения электромагнитных волн в кристаллах $K_2CuSO_4Br_2$, содержащих цепочки ионов Cu^{2+} (S = 1/2), и Cs_2CoCl_4 с цепочками ионов Co^{2+} (S = 3/2) и получили экспериментальные свидетельства как самого существования спинонов, так и их ферми-жидкостного взаимодействия. Взаимодействие спинонов типа «рассеяние назад» наряду с взаимодействием Дзялошинского – Мории приводит к добавочному сдвигу границ спектра поглощения в магнитном поле. На основе экспериментального определения границ спектра и их зависимости от магнитного поля была определена вероятность рассеяния спинонов друг на друге и перенормировка спектра за счёт взаимодействия ферми-жидкостного типа в $K_2CuSO_4Br_2$ [1].

Для кристаллов Cs_2CoCl_4 с цепочками ионов Co^{2+} (S = 3/2), обладающих сильной анизотропией, возможно представление на основе псевдоспинов s = 1/2 вследствие того, что состояния с Sz = +/–3/2 отделены большой щелью в кристаллическом поле. Цепочки обладают анизотропией XXZ-типа, и их спектр сохраняет в общих чертах вид двухспинонного континуума, однако по сравнению с гейзенберговской цепочкой имеет расщепление уже в нулевом поле, которое развивается по мере установления внутрицепочечных корреляций при понижении температуры ниже характерной обменной величины [2]. Мы наблюдали образование спектра, соответствующего коллективному движению спинов в XXZ-цепочке при охлаждении образца в интервале от 2 до 0,2 К, после чего происходило магнитное упорядочение с еще одной радикальной перестройкой спектра. Смещение частоты магнитного резонанса в результате развития спин-жидкостных корреляций соответствует теоретическому спектру XXZ-цепочки псевдоспинов s = 1/2 методом DMRG [3].

Полученные результаты указывают на ферми-жидкостное (а не ферми-газовое) поведение спинонов, а также на существование хорошо определённых квазичастиц в спин-жидкостной фазе XXZ-цепочечного антиферромагнетика.

При температуре ниже 0,22 К наблюдается переход Cs_2CoCl_4 в упорядоченное антиферрмагнитное состояние, при этом спектр магнитного резонанса приобретает многомодовый характер, но основная часть (90 %) спектрального веса остаётся вблизи частоты, соответствующей коррелированной XXZ-цепочке, что позволяет найти качественное описание спектра возбуждений слабо упорядоченного квазиодномерного антиферромагнетика без решения проблемы динамики сложной многоподрешёточной структуры [4].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00259-П.

1. K. Yu. Povarov, T. A. Soldatov, Ren-Bo Wang, A. Zheludev, A. I. Smirnov, O. A. Starykh // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. P. 187202.
2. T. A. Soldatov, V. S. Edelman and A. I. Smirnov // Applied Magnetic Resonance. 2024. V. 55. P. 1137.
3. P. Laurell et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. P. 037201.
4. T. A. Soldatov and A. I. Smirnov // Phys. Rev. B. 2025 accepted.

Геометрическая симметрия как принцип проектирования эффективного пространственно-частотного демультиплексирования в магнонных схемах

А. А. Солянов*, П. А. Жиронкин, В. Д. Клусов, А. В. Садовников

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского,
ул. Большая Казачья, 112А, корп. 8, Саратов, 410012
*solyanov555@gmail.com

Современные исследования в области магноники направлены на создание реконфигурируемых устройств, способных управлять спиновыми волнами без движения заряда. Интерес представляют структуры с геометрической симметрией, поскольку они позволяют реализовать эффекты пространственно-частотной селекции, лежащие в основе магнонных логических элементов и демультиплексоров [1]. Ключевую роль в таких системах играют резонансные элементы, которые за счёт интерференции и локализации мод обеспечивают избирательную передачу сигнала в заданный канал [2].

В настоящей работе (рис. 1) методами микромагнитного моделирования (MuMax³ с шагом сетки $6 \times 6 \times 10$ мкм^3) исследована крестообразная структура на основе железо-иттриевого граната (ЖИГ, $Y_3Fe_5O_{12}$) с центральным кольцевым резонатором (внешний радиус – 1000 мкм, внутренний – 500 мкм). Толщина структуры – 10 мкм, ширина волноводов – 300 мкм. Показано, что при ориентации внешнего магнитного поля (H_0 = 120 мТл) вдоль осей симметрии наблюдается зеркальная симметрия распределения энергии между выходными каналами. Отклонение угла поля на 10–30° нарушает симметрию и приводит к перераспределению сигнала между каналами, реализуя эффект пространственно-частотной селекции в диапазоне 5,0–5,3 ГГц. Наличие резонатора формирует узкополосные резонансные каналы и усиливает интерференционное взаимодействие волн, не разрушая общей симметрии системы.

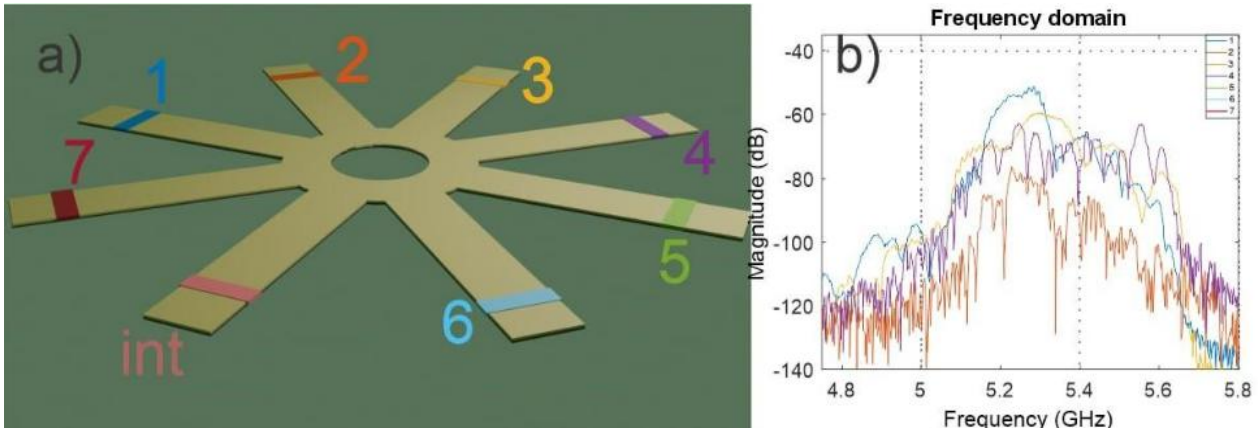


Рис. 1. Схема исследуемой структуры (*a*); *b* – амплитудно-частотная характеристика на выходах структуры при $\mu_0 H$ = 0,12 Тл

Полученные результаты демонстрируют, что предложенная геометрия, вдохновлённая концепциями магнонных интерферометров [1] и резонаторных систем [2], открывает путь к созданию реконфигурируемых магнонных устройств (демультиплексоров, переключателей), управляемых исключительно направлением внешнего магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-30027.

1. A. A. Grachev, A. V. Sadovnikov, S. A. Nikitov. Strain-tuned spin-wave interference in micro-and nanoscale magnonic interferometers // Nanomaterials. 2022. V. 12, no. 9. P. 1520.

2. A. A. Grachev, A. V. Sadovnikov. Directional coupling of the spin waves in a resonator system of T-shaped magnonic microwaveguide // Applied Physics Letters. 2025. V. 127, no. 11.

Исследование доменных стенок механо-индуцированных ЦМД методом нелинейно-оптической микроскопии

М. А. Степанов[1]*, Н. В. Митетело[1], С. Д. Лавров[1], А. П. Пятаков[1,2]

[1]МИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
[2]Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
*stepanov_m@mirea.ru

Недавно было показано, что локальное механическое воздействие, аналогично действию локального электрического поля в той же пространственной области, в средах с выраженным магнитоэлектрическим взаимодействием позволяет зарождать цилиндрические магнитные домены (ЦМД) в монодоменизированной структуре, а также формировать другие типы магнитных неоднородностей с киральным и вихревым распределением вектора намагниченности [1]. Индуцированные таким образом домены остаются стабильными после снятия механического напряжения, что открывает перспективы управляемого формирования произвольных доменных структур без постоянного внешнего воздействия. Однако при этом остаются практически неисследованными вопросы о микромагнитной структуре доменных границ таких зарождённых цилиндрических доменов и параметров их подвижности, а именно: распределение намагниченности в области доменных границ, зависимость типа доменных границ и параметров подвижности при локальном внешнем воздействии от условий зарождения. Важной, но малоизученной проблемой является сравнение структуры доменных границ в спонтанном состоянии и при приложении различных комбинаций внешних магнитных полей. В частности, остается неясным, насколько существенно меняется тип доменной границы (неелевский, блоховский или смешанный) при изменении ориентации и величины внешнего поля, а также вопрос о влиянии этих факторов на устойчивость ЦМД.

В данной работе с помощью метода нелинейно-оптической микроскопии с разрешением по поляризации, исследованы особенности микромагнитной структуры доменных границ механо-индуцированных ЦМД, зарождённых и стабилизированных при различных направлениях внешних магнитных полей. В качестве модельной системы используется плёнка феррит-граната состава $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ класса симметрии *m* с кристаллографической ориентацией (210). Такие структуры демонстрируют ярко выраженное магнитоэлектрическое взаимодействие, локализованное преимущественно в области доменных границ, что делает их подходящим объектом для исследования влияния локальных механических и электрических воздействий на зарождение и эволюцию доменной структуры [2].

Для зарождения ЦМД использовался вольфрамовый зонд с радиусом закругления порядка 6 мкм, обеспечивший локальное механическое воздействие на поверхность плёнки (её изгиб). Одновременно с этим реализуется возможность прикладывания внешнего магнитного поля к области воздействия. Варьируя направление и величину этого поля, стало возможным формирование ЦМД в различных внешних условиях, качественное и количественное исследование зависимости структуры их доменных границ от конфигурации внешнего магнитного поля.

Микромагнитная структура плёнок исследовалась методом микроскопии второй оптической гармоники с разрешением по поляризации. Данный экспериментальный подход обеспечивает чувствительность к отдельным компонентам вектора намагниченности и их пространственному распределению с субволновым разрешением, что позволяет напрямую визуализировать распределение намагниченности в области доменных границ и определять тип доменной стенки, включая анализ его изменения при переходе от спонтанной полосовой структуры к структуре с индуцированными ЦМД. Экспериментально получены карты распределения латеральной *x*-компоненты намагниченности для различных условий зарождения ЦМД, а также для спонтанной полосовой доменной структуры. Анализ этих карт позволил обнаружить как «неелевские», так и смешанные типы доменных границ и выявить влияние условий зарождения ЦМД на структуру доменной границы и её подвижность при оптическом и локальном электрическом воздействии. Кроме того, в ряде областей были обнаружены отдельные типы магнитных неоднородностей – «блоховские» линии, обладающие высокой подвижностью при различных внешних воздействиях.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10116.

1. A. A. Karpacheva, N. V. Mitetelo, M. A. Stepanov et al. // JETP Letters. 2025. V. 122(2). P. 97–102.
2. A. P. Pyatakov, A. S. Sergeev, E. P. Nikolaeva et al. // Physics-Uspekhi. 2015. V. 10(58). P. 981.

Частотно-полевая зависимость ферромагнитного резонанса анизотропных суперпарамагнитных наночастиц

С. В. Столяр[1,2]*, И. Г. Важенина[2], Р. Н. Ярославцев[1,2], О. А. Ли[1], Е. Д. Николаева[1], А. М. Воротынов[2], Д. А. Великанов[2], Р. С. Исхаков[2], А. О. Шохрина[1], Ю. Л. Райхер[3]

[1] ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 50, Красноярск, 660036
[2]ИФ СО РАН, ул. Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036
[3]ИМСС УрО РАН, ул. Академика Королёва, 1, Пермь, 614018
*stol@iph.krasn.ru

Устойчивый интерес к явлению ферромагнитного резонанса (ФМР) в суперпарамагнитных наночастицах связан с их способностью нагреваться при резонансном поглощении энергии СВЧ-поля [1]. Повышение температуры при ФМР может достигать десятков градусов [1], что позволяет рассматривать данную методику как перспективную в прикладных задачах гипертермии опухолевых клеток [1, 2]. В настоящей работе исследованы статические M (H, T) и динамические (ФМР) свойства анизотропных порошков γ-Fe_2O_3, γ-Fe_2O_3/SDS (SDS – додецилсульфат натрия), полученных методом химического осаждения. На вставке рис. 1, *а* показано распределение по размерам (D – диаметр) изготовленных порошков. На рис. 1, *а* приведены кривые намагничивания M (H) порошка γ-Fe_2O_3 при разных температурах. Анализ кривых M (H) с использованием закона приближения намагниченности к насыщению, позволил определить намагниченность насыщения M, константу анизотропии K. На рис. 1, *б* приведены температурные зависимости коэрцитивного поля H_c и намагниченности M_s, удовлетворяющие закону Блоха. На рис. 1, *в* представлены частотные зависимости мнимой части магнитной проницаемости $\mu''(f)$ порошка γ-Fe_2O_3/SDS, полученные при различных магнитных полях при комнатной температуре. Максимумы на зависимостях $\mu''(f)$ соответствуют условию ФМР. На рис. 1, *г* приведена частотно-полевая зависимость ФМР изготовленного порошка γ-Fe_2O_3/SDS.

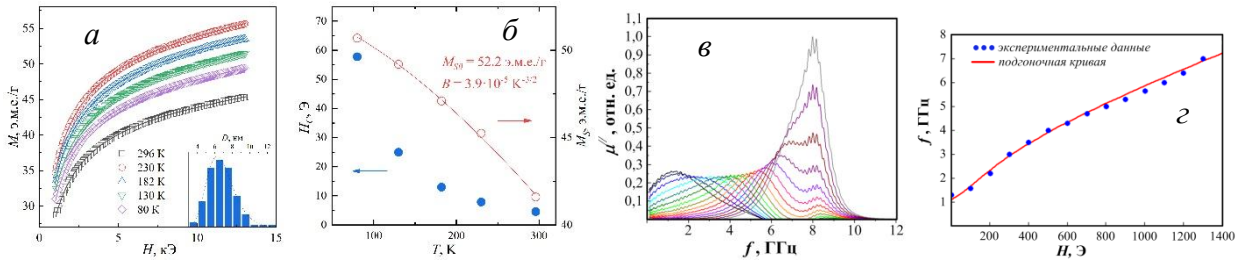


Рис. 1. Кривые намагничивания γ-Fe_2O_3, распределение частиц по размерам (на вставке) (*а*), *б* – температурные зависимости H_c и M_s, *в* – частотная зависимость μ′′, *г* – частотно-полевая зависимость ФМР

Анализ экспериментальных данных $f(H)$ выполнен в рамках модели анизотропного суперпарамагнетика. В случае одноосной магнитной анизотропии для частоты свободной прецессии суперпарамагнитной частицы в работах [3, 4] получено выражение:

$$H_{res}(\omega) = \frac{\omega}{\gamma}\left[1 - 2\varepsilon_A \frac{(\xi_0 - 3L_1)^2}{\xi_0^3 \cdot L_1}\right],$$

где $\varepsilon_A = KV/k_BT$, $L_1 = \coth\xi_0 - (1/\xi_0)$ – функции Ланжевена, $\xi_0 = (\omega/\gamma)\cdot(MV/k_BT)$, k_B – постоянная Больцмана, K – константа анизотропии, M – намагниченность, V – объём частицы. Кривая на рис. 1, *г* приведена со следующими подгоночными параметрами: $K = 1{,}75\cdot10^5$ эрг/см^3 и $M = 260$ Гс, $D = 11$ нм. В работе обсуждаются магнитные параметры порошков, полученные различными экспериментальными методиками.

Исследование выполнено в рамках научной тематики Госзадания ФИЦ КНЦ СО РАН.

1. J.-H. Lee, Y. Kim, S.-K. Kim // Sci Rep. 2022. V. 12. P. 5232.
2. С. В. Столяр, О. А. Ли, Е. Д. Николаева и др. // ФММ. 2023. V. 124, no. 2.
3. Ю. Л. Райхер, В. И. Степанов // ЖЭТФ. 1992. V. 102 (4). P. 1409.
4. Yu. L. Raikher, V. I. Stepanov // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 6250.

Brave New Altermagnetism

S. V. Streltsov

M. N. Mikheev Institute of Metal Physics, Ekaterinburg, 620108, Russia

The combination of a centrosymmetric crystallographic structure with local structural alternations and collinear antiferromagnetism can lead to broken PT (Parity x Time-reversal) symmetry, resulting in non-relativistic spin-split bands [1, 2]. Such magnetic systems were termed altermagnets [3]. Later, notion of altermagnetism of extended also on materials with non-collinear spin structures. These materials now attract considerable attention from both theoretical and experimental communities. In this short talk we will briefly discuss the main ideas lying behind altermagnetism, some particular altermagnets having structure of 6H perovskites and various physical effects related to altermagnetism.

Support by RSF 23-12-00159 is acknowledged.

1. S. Hayami, Y. Yanagi, and H. Kusunose // J. Phys. Soc. Jpn. 2019. V. 88. P. 123702.
2. L.-D. Yuan, Z. Wang, J.-W. Luo, E. I. Rashba, and A. Zunger // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 014422.
3. L. Šmejkal, J. Sinova, and T. Jungwirth // Phys. Rev. X. 2022. V. 12. P. 040501.
4. S. Streltsov, S.-W. Cheong // NPJ Quantum Materials. 2025. V. 10. P. 102.

Нейтронный поляризационный анализ на магнитных наноструктурах

В. Г. Сыромятников[1,2]

[1]Национальный исследовательский центр «Курчатовский Институт» – Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, мкр. Орлова роща, 1, 188300
[2] Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7-9, Санкт-Петербург, 199034
*syromyatnikov_vg@pnpi.nrcki.ru

Нейтронный поляризационный анализ (НПА) нашёл широкое применение в нейтронном эксперименте. НПА позволяет получать качественно новую информацию о магнитных свойствах исследуемых образцов, часто недоступную при использовании для исследования других методик. В классической схеме НПА [1] используются 4 элемента (по ходу движения нейтронного пучка от источника до детектора): поляризатор, спин-флиппер перед образцом, спин-флиппер после образца и анализатор поляризации. В качестве поляризаторов и анализаторов нейтронных пучков часто используются устройства на основе многослойных интерференционных периодических и апериодических магнитных наноструктур. Среди них наибольшее распространение получили последние – апериодические магнитные наноструктуры, или нейтронные поляризующие суперзеркала. В Национальном исследовательском центре «Курчатовский Институт» – Петербургский институт ядерной физики (ПИЯФ) ведутся разработки таких суперзеркал [2, 3] и на их основе создаются нейтронные поляризаторы и анализаторы [4].

В докладе обсуждаются свойства и перспективы использования нейтронного суперзеркального трансмиссионного поляризатора нового типа [5–9], а также веерного анализатора поляризации, рассеянного на образце пучка [10, 11] для нейтронно-физических установок нового исследовательского реактора ПИК, создаваемого в ПИЯФ.

1. R. M. Moon, T. Riste, and W. C. Koehler // Phys. Rev. 1969. V. 181. P. 920.
2. A. F. Schebetov, N. K. Pleshanov, V. G. Syromyatnikov, V. M. Pusenkov, B. G. Peskov, G. E. Shmelev, Z. N. Soroko, V. A. Ul'yanov // Journal of Phys. Soc. Japan, 1996. V. 65, Suppl. A. P. 195–198.
3. N. K. Pleshanov, B. G.Peskov, V. M. Pusenkov, V. G. Syromyatnikov, A. F. Schebetov // Nuclear Instruments and Methods A. 2006. V. 560. P. 464–479.
4. A. Schebetov, A. Kovalev, B. Peskov, N. Pleshanov, V. Pusenkov, P. Schubert-Bischoff, G. Shmelev, Z. Soroko, V. Syromyatnikov, V. Ul'yanov, A. Zaitsev // Nuclear Instruments and Methods A. 1999. V. 432. P. 214–226.
5. В. Г. Сыромятников. Патент РФ № 2624633 на изобретение. Приоритет от 21.06.2016.
6. V. G. Syromyatnikov, V. M. Pusenkov // Journal of Physics: Conf. Ser. 2017. V. 862. P. 012028.
7. В. Г. Сыромятников. Патент РФ № 2699760 на изобретение. Приоритет от 13.12.2018.
8. V. G. Syromyatnikov ArXiv:1911.02936 [physics.ins-det].
9. V. G. Syromyatnikov ArXiv:2412.00223 [physics.ins-det].
10. V. G. Syromyatnikov, A. F. Schebetov, D. Lott, A. P. Bulkin, N. K. Pleshanov, V. M. Pusenkov. Nuclear Instruments and Methods A. 2011. V. 634. P. 126–129.
11. V. G. Syromyatnikov, V. A. Ulyanov, V. Lauter, V. M. Pusenkov, H. Ambaye, R. Goyette, M. Hoffmann, A. P. Bulkin, I. N. Kuznetsov and E. N. Medvedev // Journal of Physics: Conference Series. 2014. V. 528. P. 012021.

Способы управления движением магнитных скирмионов

Т. А. Тааев[1]*, В. А. Антонов[1,2], К. Ш. Хизриев[1]

[1] Институт физики им. Х. А. Амирханова ДФИЦ РАН, ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, 367015
[2] Институт наукоемких технологий и передовых материалов, Дальневосточный федеральный университет, о. Русский, Владивосток, 690922
*taaev89@mail.ru

Создание и управление скирмионами являются самими актуальными проблемами в исследованиях магнитных скирмионов в настоящее время [1]. Большую роль в этом играют неоднородности плёнок и различные дефекты, которые всегда присутствуют на микро- и наномасштабном уровне. Устойчивость скирмионов в присутствии немагнитных дефектов подробно исследовалась в рамках теории переходного состояния [2], где было показано, что зарождения скирмионов энергетически выгодны на немагнитных дефектах.

В настоящей работе мы представили модель магнитного бегового трека для изучения неелевских скирмионов. Для расчёта динамики намагниченности использован пакет микромагнитного моделирования MuMax[3] [3].

На рис. 1 показан один из способов управления движением скирмиона под действием спин-поляризованного тока при наличии цепочки дефектов на беговом треке. Дефект представляет собой сквозное отверстие диаметром около 2 нм. Устойчивость движения очень чувствительна к размерам дефекта, а также расстоянию между ними. Как видно из рисунка, скирмион при движении подходит к дефекту, захватывается им и далее, перескакивая от дефекта к дефекту, движется прямолинейно [4]. Таким образом, нам удалось решить одну из проблем технического применения скирмионов – проблему поперечного дрейфа, так называемого скирмионного эффекта Холла.

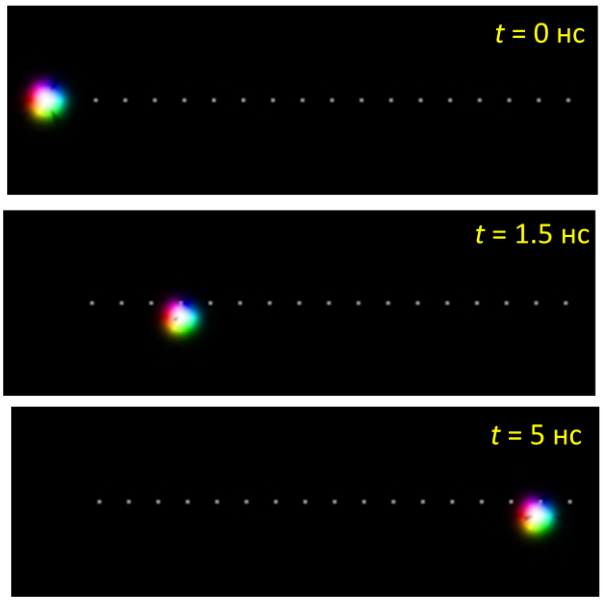


Рис. 1. Движение скирмиона на дефектах под действием спин-поляризованного тока. Плотность тока $j = 10^{12}$ A/m^2

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 25-22-20086.

1. C. Back, V. Cros, H. Ebert et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. V. 53. 363001 (2020).
2. P. F. Bessarab, V. M. Uzdin, H. Jonsson // Computer Physics Comm. V. 196. 335 (2015).
3. A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik et al. // AIP Advances, V. 4. 107133 (2014).
4. M. Potkina, I. S. Lobanov, V. M. Uzdin // Nanosystems: Phys., Chem., Math. V. 11. 628 (2020).

Электрические и спиновые токи, индуцированные структурированным светом в двумерных системах

С. А. Тарасенко

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
tarasenko@coherent.ioffe.ru

Повышенный интерес и успехи в создании оптических пучков с контролируемой пространственной структурой электромагнитного поля [1] стимулируют экспериментальное и теоретическое исследование взаимодействия структурированного света с полупроводниковыми и металлическими системами, а также поиск новых оптоэлектронных явлений. Примерами структурированного света являются векторные пучки, состоящие из фотонов с различной поляризацией, и закрученные оптические пучки, несущие орбитальный угловой момент.

В докладе представлены результаты исследования эффектов генерации текстурированных электрических и спиновых токов структурированным светом в двумерных системах. В отличие от традиционных фотогальванических и спин-гальванических эффектов в кристаллах без центра инверсии, электрические и спиновые токи возникают здесь из-за пространственной неоднородности электромагнитного поля и полностью контролируются структурой поля [2–6].

Обсуждается физика взаимодействия пространственно неоднородного излучения с твердотельными системами, локальный и нелокальный оптический отклики, механизмы генерации электрических и спиновых токов для различных спектральных диапазонов, соответствующих межзонным оптическим переходам и внутризонному высокочастотному транспорту. Показано, что токи могут быть связаны с градиентом интенсивности света, градиентами поляризационных параметров Стокса, а также градиентом фазы электромагнитного поля.

Для оптических переходов между валентной зоной и зоной проводимости в двумерных полупроводниках спиновые и электрические токи связаны с оптической ориентацией электронных спинов циркулярно поляризованным светом и оптическим выстраиванием электронных импульсов линейно поляризованным светом. Помимо этих эффектов, определямых локальной поляризацией света, вклад в токи вносят также эффекты, связанные с нелокальностью оптической генерации и чувствительные к пространственному распределению фазы электромагнитного поля. Кроме того, электрические и спиновые токи конвертируются друг в друга вследствие спинового эффекта Холла и обратного спинового эффекта Холла.

В рамках квантового кинетического подхода разработана квазиклассическая теория взаимодействия структурированного света с полупроводниками. Разработана теория генерации электрических и спиновых токов структурированным излучением в двумерных дираковских системах, получены и проанализированы аналитические выражения для различных вкладов в спиновые и электрические токи. Теория применена для исследования токов, индуцированных закрученными оптическими пучками.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00211-П).

1. A. Forbes, M. de Oliveira and M. R. Dennis. Structured light // Nat. Photonics 15. 253 (2021).
2. Z. Ji, W. Liu, S. Krylyuk et al. Photocurrent detection of the orbital angular momentum of light // Science 368. 763 (2020).
3. A. A. Gunyaga, M. V. Durnev and S. A. Tarasenko. Photocurrents induced by structured light // Phys. Rev. B. 108. 115402 (2023).
4. J. Ishihara, T. Mori, T. Suzuki et al. Imprinting spatial helicity structure of vector vortex beam on spin texture in semiconductors // Phys. Rev. Lett. 130. 126701 (2023).
5. K. Wang, B. Zhang, Ch. Yan, L. Du and Sh. Wang. Circular photocurrents in centrosymmetric semiconductors with hidden spin polarization // Nature Commun. 15. 9036 (2024).
6. A. A. Gunyaga, M. V. Durnev and S. A. Tarasenko. Second harmonic generation due to the spatial structure of a radiation beam // Phys. Rev. Lett. 134. 156901 (2025).

Ферромагнитные кластеры в $LaMnO_3$, легированном Bi^{3+}, в парамагнитном диапазоне температур

Т. Н. Тарасенко

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, ул. Розы Люксембург, 72, Донецк, ДНР, Россия, 283048
t.n.tarasenko@imail.ru

ТвЁрдые растворы $Bi_xLa_{1-x}MnO_3$ на основе мультиферроика $BiMnO_3$ и манганита лантана $LaMnO_3$ – пример системы с сильной взаимосвязью магнитных и электрических характеристик. Оба манганита являются орбитально упорядоченными соединениями, но характер этого упорядочения существенно отличается: для антиферромагнитного $LaMnO_3$ характерно 2d-упорядочение d_{z2} орбиталей ионов Mn^{3+}, для ферромагнитного (ФМ) $BiMnO_3$ – 3d-упорядочение. Специфика орбитального упорядочения в $BiMnO_3$ обусловлена стереохимией изолированной пары $6S^2$-электронов иона Bi^{3+}, имеющей тенденцию к гибридизации с $2p^6$-орбиталями ионов кислорода. Поскольку характер орбитального упорядочения в $LaMnO_3$ и $BiMnO_3$ существенно различается, замещение одного катиона другим приводит к орбитально разупорядоченному состоянию, результатом чего может быть фрустрация магнитных взаимодействий в области промежуточных составов.

В образцах системы $Bi_xLa_{1-x}MnO_3$, полученных методом твердофазного синтеза, по отклонению зависимости $\chi^{-1}(T)$ от закона Кюри – Вейсса можно идентифицировать фазу, подобную фазе Гриффитса, состоящую из разупорядоченных ферромагнитных (ФМ) кластеров в парамагнитной (ПМ) матрице в состоянии «спинового стекла» в диапазоне температур $T_C < T < T_G$, где T_C – температура перехода ФМ↔ПМ и T_G – температура Гриффитса. В «чистом» манганите лантана $LaMnO_3$ не было обнаружено отклонений $\chi^{-1}(T)$ от закона Кюри – Вейсса при $T > T_C$, что характерно для однородного ПМ. Анализ температурных зависимостей $\chi^{-1}(T)$ слаболегированных $Bi_xLa_{1-x}MnO_3$ выявляет неоднородность магнитного состояния выше T_C. При наименьшем легировании $x = 0{,}05$ в парамагнитной области возникают два прямолинейных участка с разными наклонами на зависимости $\chi^{-1}(T)$ и разными парамагнитными температурами Кюри θ, что соответствует двум ФМ-фазам. Полученные температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости для $x = 0{,}2$ свидетельствуют о формировании высокотемпературной фазы, подобной фазе Гриффитса, в температурном интервале $T_C < T < T_G$, где $T_C = 143$ К и $T_G \approx 300$ К (для $x \leq 0{,}2$).

Однако для идентификации ФМ-кластеров необходим такой метод синтеза образцов, который позволяет получить высокую степень гомогенности распределения легирующей добавки по объёму образца. Таким методом является золь-гель-синтез, при котором золь (коллоидный раствор) из смеси растворов солей соответствующих металлов La, Mn и Bi постепенным нагреванием переводится в гель с использаванием гелеобразователя (этиленгликоля или раствора мочевины).

Состояние «спинового стекла» является заведомо магнитно-неоднородным, и поэтому для выявления всех возможных ФМ-фаз в системе $Bi_xLa_{1-x}MnO_3$ ($0 \leq x \leq 0{,}1$), полученных как твердофазным методом [1], так и золь-гель-синтезом [2], применялся метод измерения температурных зависимостей мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''(T)$, который является более чувствительным по сравнению с прямым методом измерения $\chi(T)$.

Исследование зависимости мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ составов $Bi_xLa_{1-x}MnO_3$, полученных золь-гель-синтезом, показало присутствие нескольких ФМ-фаз с температурами Кюри от 150 до 170 К, что связано с наличием трех неэквивалентных позиций иона Mn^{3+} в структуре $BiMnO_3$.

В зависимости от метода синтеза можно получать слаболегированные составы $Bi_xLa_{1-x}MnO_3$ с разным уровнем проявления магнитных характеристик. Таким образом, золь-гель-метод и метод твердофазного синтеза, дополняя друг друга, указывают нам на существование фазы, подобной фазе Гриффитса, в слаболегированных Bi-La манганитах.

Гриффитсо-подобная фаза, наблюдаемая в легированных висмутом манганитах $Bi_xLa_{1-x}MnO_3$, возникает не из-за отсутствия некоторых ФМ-связей, а вследствие изменения части этих связей с 2d- на 3d-орбитальное упорядочение, конкуренцией между этими ФМ-фазами и их сосуществованием в системе Bi-La манганитов, т. е. обусловлена орбитально разупорядоченным состоянием в системе $Bi_xLa_{1-x}MnO_3$.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по государственному заданию Федерального государственного бюджетного учреждения «Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина».

1. Т. Н. Тарасенко, З. Ф. Кравченко, В. В. Бурховецкий, А. С. Мазур, В. И. Каменев, А. И. Линник // Известия РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81, № 3. С. 344–348.

2. Т. Н. Тарасенко, В. И. Михайлов, З. Ф. Кравченко, В. В. Бурховецкий, В. И. Каменев, А. И. Изотов, Ю. А. Легенький, О. Ф. Демиденко, К. И. Янушкевич, С. С. Аплеснин // Известия РАН. Серия физическая. 2020. Т. 84, № 9. С. 1307–1309.

Спиральный спин-трансферный наноосциллятор

Д. А. Татарский[1*], В. Л. Миронов[2]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*tatarskiyDA@yandex.ru

В докладе представлены результаты микромагнитного моделирования равновесных состояний и управляемой электрическим током динамики магнитных моментов в спиральном спин-трансферном наноосцилляторе (СТНО) [1]. Рассматриваемый СТНО представляет собой цилиндрический стек, состоящий из трёх ферромагнитных однодоменных дисков (D1, D2, D3, рис. 1), разделённых прослойками из нормального металла (NM). Стек располагается над анализатором A (закреплённый ферромагнитный слой) и отделён от него туннельным барьером (ТВ). Система запитывается электрическим током через электроды E1 и E2.

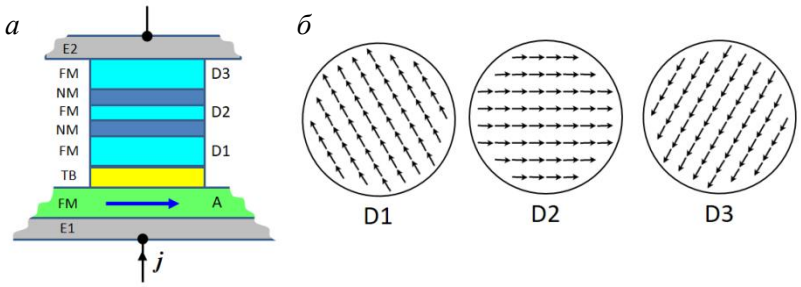


Рис. 1. Эскиз спирального СТНО (*а*); равновесное распределение намагниченности дисков в стеке (*б*)

В равновесном состоянии такая система образует магнитную спираль [2], в которой магнитные моменты соседних дисков ориентированы под углом 120° друг к другу (рис. 1, *б*). Протекание электрического тока вызывает вращение намагниченности слоёв вследствие эффекта переноса углового момента (спин-торк). Нами были проведены исследования особенностей вращения магнитной спирали в зависимости от величины плотности тока накачки для стеков с различными толщинами и диаметрами дисков. В качестве примера на рис. 2 приведены зависимости частоты вращения спирали от плотности тока накачки, а также зависимости максимальной частоты вращения и критического тока прекращения вращения от диаметра стека для системы с толщинами слоёв 4–3–4 нм.

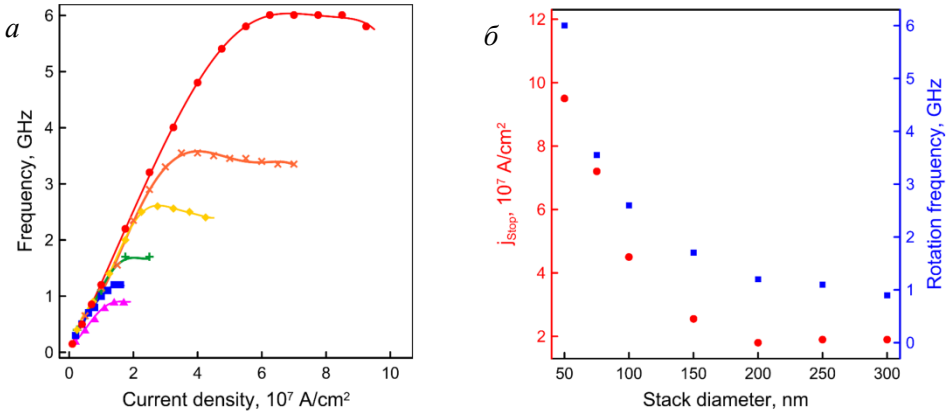


Рис. 2. Зависимости частоты вращения от плотности тока накачки для стеков диаметром 50 нм (красные круги), 75 нм (оранжевые кресты), 100 нм (жёлтые ромбы), 150 нм (зелёные кресты), 200 нм (синие квадраты) и 300 нм (фиолетовые треугольники) (*а*). Последние точки на графиках соответствуют моменту прекращения вращения спирали; *б* – зависимости максимальной частоты вращения (синие квадраты) и критического тока прекращения вращения (красные круги) от диаметра стека. Толщины слоёв 4–3–4 нм

Использование дополнительного анализирующего слоя A (рис. 1, *а*) позволяет реализовать спин-трансферный наногенератор на основе вращающейся магнитной спирали. Преимуществами такого генератора являются: низкий порог возбуждения колебаний; работа без внешнего магнитного поля; широкий диапазон перестройки частоты; максимальная модуляция магнитосопротивления на туннельном контакте.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

1. A. Fraerman // JETP Letters, **118**, 520 (2023).
2. A. Fraerman, B. Gribkov, S. Gusev et al. // J. Appl. Phys., **103**, 073916 (2008).

Modulation of Dzyaloshinskii-Moriya interaction in «HM/spacer/FM» and «HM-alloy/FM» thin-film metallic nanostructures

A. V. Telegin[1]*, V. S. Teplov[1], J. Lee[2], Y. K. Kim[2], M. S. Murzina[1], A. S. Samardak[3]

[1]M. N. Mikheev Institute of Metal Physics UB of RAS, Yekaterinburg, S. Kovalevskaya str., bld.18, 620108, Russia
[2]Korea University, Seoul 02841, Republic of Korea
[3]Sakhalin State University, Yuzhno-Sakhalinsk, Komunistichesky prospekt, bld. 33, 693000, Russia
*telegin@imp.uran.ru

Being topologically protected skyrmions are regarded as the promising candidates for the role of stable information carriers in a new generation of energy efficient information processing technologies [1]. In this regard, a bilayer composed of a heavy metal (HM) and a ferromagnetic metal (FM) film with pronounced asymmetric Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) seems to be especially interesting [2]. Previously it has been shown the total DMI can be effectively optimized by the variation of composition and temperature of specially created magnetic thin films or by a predefined compositional gradient of their intralayer structure [3]. Another point of interest is to modulate the DMI by the embedding a soft or hard magnetic metal ions in Pt layer and by applying the post-treatment annealing. Meanwhile, considered to be short ranged, a long-range oscillatory DMI behavior with spacer thickness modulation has been reported recently in FM layers separated by a non-magnetic space layer [4].

Keeping the afore-mentioned findings in minds, here we investigated the role of a Ru spacer as a DMI mediator between Co and Pt in Ta(3 nm)/Pt(5)/Ru (tRu)/Co(1.2)/Ru (b)/Ta (2) (where tRu = 0–2,2 nm, b = 0 and 1 nm) nanostructures obtained by magnetron sputtering on SiO_2 substrates. Additionally we also considered the DMI modulation in Ta (2 nm)/$(Pt_xCu_y)_n$/Co(1.2)/Ta(2) multilayered structures with a modified barrier layer, where n = 6– 30, x, y = 0,1, 0,2, 0,3. The interfacial DMI in samples was estimated using Brillouin light scattering (BLS) spectroscopy in the DE mode [2].

Regarding the Ru/Co/Ru structures, without the Ru spacer, the estimated value of DMI was maximal (about 0,34 mJ/m²), consistent with the DMI value of the Pt/Co/Ru trilayer. At the same time, the frequency shift in BLS spectra is strongly dependent on the sign of the magnetic field applied at tRu = 0 nm. With increasing Ru thickness, DMI starts to rapidly decrease and is about zero for tRu = 2,2 nm. In contrast to the previous results, the prominent feature of the obtained DMI behavior is the absence of long-range RKKY-like DMI modulation for Ru spacer thicknesses above 0,6 nm. A theoretical model based on the redistribution of the density of states due to the Rashba-related in-plane symmetry breaking [1] was proposed for the cases considered. It is not supposed to exactly correspond to the physical system under study but to highlight its most important features. Regarding to (Pt,Cu)/Co system, being in the middle of the process we can conclude now that Pt-Cu spacer favors to in-plane magnetization state and reduces both the critical fields and DMI energy after annealing due to thermal diffusion processes.

Finally, the controllable spatial composition in HM/spacer/FM nanostructures allows manipulating the distribution of DMI vectors, that is essential for designing skyrmion-based devices.

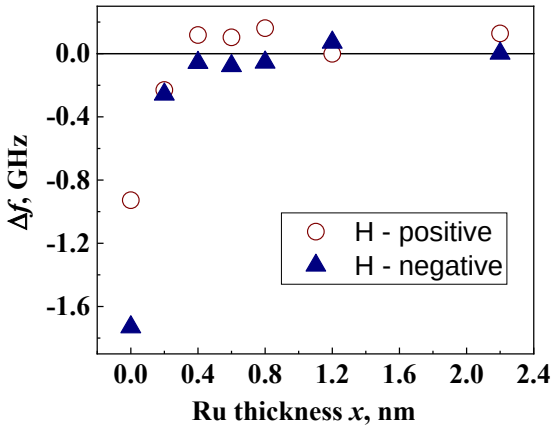


Fig. 1. The frequency difference Δf calculated from BLS spectra for Pt/Ru/Co nanostructures. A slight variation of Δf (proportional to DMI energy) for Ru barrier thickness above 0,4 nm is almost out of the BLS-setup accuracy

The work was carried out within the framework of the state assignment of the Ministry of Science and Higher Education of the Russia for the IMP UB RAS. The help with BLS measurements from Dr. V. D. Bessonov is also appreciated.

1. S. Samardak et al. // Phys. Met. Metallogr. 2022. V. 123. P. 238–260.
2. R. E. Camley, K. L. Livesey // Surface Science Reports. 2023. V. 78. P. 100605.
3. J. Park, T. Kim, G. W. Kim, V. Bessonov et al. // Acta Materialia. 2022. V. 241. P. 118383.
4. A. Samardak, A. Kolesnikov, M. Stebliy et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. P. 192406.

Тонкоплёночные магнитные наноструктуры на основе Bi-замещенного YIG: синтез, магнитооптические и резонансные эффекты

А. В. Телегин*, И. Д. Лобов, А. П. Носов, К. А. Меренцова, Ю. П. Сухоруков

Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
*telegin@imp.uran.ru

Работа посвящена изучению особенностей магнитооптических (МО) эффектов Фарадея и Керра и ферромагнитного резонанса (ФМР) в синтезированных плёнках Bi-замещенного железоиттриевого граната (BiYIG) толщиной менее 55 нм. Плёнки были приготовлены методом магнетронного распыления на диэлектрических подложках: $Nd_3Ga_5O_{12}$, $Gd_3Ga_5O_{12}$, r-Al_2O_3, $Y_3Al_5O_{12}$. Детали осаждения и аттестации наноструктур приведены в работах [1–4]. Толщину плёнок контролировали по времени напыления и с помощью оптического профилометра. Эффект Фарадея (ЭФ) и полярный эффект Керра (ЭК) измерялись при комнатной температуре по однолучевой методике на оригинальной автоматизированной установке на основе дифракционного монохроматора МДР.

Полученные спектры ЭФ и ЭК, а также ФМР для наноразмерных плёнок BiYIG формально соответствуют спектрам объёмных образцов того же состава. Обнаружено, что максимальное фарадеевское вращение в плёнках BiYIG почти не зависит от толщины плёнки и достигает ~20 град/мкм в поле выше 0,2 Тл (рис. 1), что сопоставимо с данными для кристаллов YIG. Спектры ЭК-плёнок имеют вид, характерный для толстых плёнок и вращение за вычетом вклада подложки составляет около 5–10 мин при E ~ 3,5 эВ в поле порядка 0,4 Тл. Показано сильное падение МО-эффектов с уменьшением толщины и увеличением дефектности (магнитной неоднородности) плёнок. При этом выделена спектральная область, где амплитуда МО-эффектов, наоборот, имеет обратную экспоненциальную зависимость от толщины слоя. Оценены величины релаксационного слоя в интерфейсе плёнка-подложка и показана его роль в формировании ЭФ и ЭК в тонкоплёночных наноструктурах BiYIG/подложка.

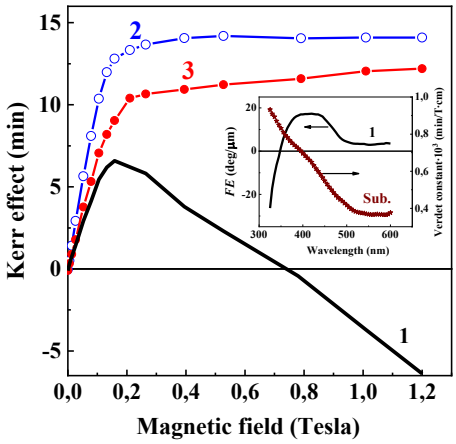


Рис. 1. Полевые зависимости полярного эффекта Керра для структуры BiYIG/YAG (1), плёнки BiYIG с учётом вклада неполированной (2) и полированной (3) подложки. *На вставке*: спектральная зависимость удельного эффекта Фарадея (FE) для плёнки BiYIG толщиной 27 нм (1) и константы верде-подложки YAG (Sub.) в поле 0,7 Тл

ЭК исследовался как для плёнок на полированных подложках, так и на подложках с диффузно-отражающей (шероховатой) стороной, что позволило исключить вклад света, отражённого от подложки. Показано, что керровское вращение для непрозрачных подложек близко к нулю и не превышает 0,1 мин. Продемонстрировано, что при исключении вклада подложки спектральные и полевые зависимости МО-эффектов в плёнках толщиной выше критической хорошо соответствуют данным для объёмных материалов (рис. 1). В то же время установлено, что величины ЭФ и ЭК для диэлектрических подложек больше или сопоставимы с МО-эффектами в сверхтонких магнитных пленках [1–4], что вносит определённые парадигмы в исследовании магнитных наноструктур и конструкцию планарных СВЧ и оптоэлектронных устройств на основе YIG. В дальнейшем предполагается исследование возможной корреляции МО- и магниторезонансных характеристик наноструктур BiYIG/подложка.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования РФ для ИФМ УрО РАН.

1. Yu. Sukhorukov, A. Telegin, I. Lobov et al. // J. Opt. Spectr. 2024. V. 132. P. 740–746.
2. Yu. Sukhorukov, A. Telegin, I. Lobov et al. // J. Magn. Magn. Mat. 2024. V. 608. P. 172415.
3. Yu. Sukhorukov, A. Telegin, I. Lobov et al. // J. Appl. Phys. 2024. V. 136. P. 193905–193912.
4. Ю. П. Сухоруков, А. В. Телегин, И. Д. Лобов и др. // ФТТ. 2025. Т. 67. С. 1508–1515.

Влияние примеси водорода и температуры на высокополевые процессы намагничивания наноструктурированных сплавов типа $R_2Fe_{14}B$

И. С. Терёшина[1]*, Л. А. Иванов[1], В. Ю. Давыдов[1], З. С. Умхаева[2]

[1]МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
[2]Комплексный научно-исследовательский институт им. Х. И. Ибрагимова РАН, ул. В. Алиева, 21а, Грозный, 364020
*tereshina@physics.msu.ru

Одной из важных задач современной физики конденсированного состояния является исследование свойств магнитотвёрдых материалов (МТМ). В настоящее время большие достижения в этой области связаны с изучением свойств редкоземельных интерметаллических соединений типа $R_2Fe_{14}B$ [1]. Среди тройных соединений $R_2Fe_{14}B$ особое место заанимает состав $Nd_2Fe_{14}B$. Именно на его основе созданы высокоэффективные постоянные магниты, которые характеризуются рекордными значениями (BH)max – максимального энергетического произведения (наивысшего значения плотности магнитной энергии в магните).

Развитие направления исследования свойств МТМ связано прежде всего с совершенствованием и внедрением новых экспериментальных методов, включая методы создания сильных и сверхсильных магнитных полей [2]. Известно, что магнитную структуру соединений $R_2Fe_{14}B$ можно рассматривать как состоящую из двух подрешёток – подрешётки железа и подрешётки редкоземельного металла (РЗМ). Соединения с лёгкими РЗМ являются ферромагнетиками, а с тяжёлыми – ферримагнетиками [1]. Использование сильных магнитных полей в случае ферримагнетиков может привети к явлению индуцированного ферромагнетизма или к наблюдению различных спин-переориентационных переходов (СПП). Не исключается и появление СПП у феромагнетиков при приложении внешнего магнитного поля вдоль осей трудного намагничивания (таких как, к примеру, FOMP – first order magnetization process).

Магнитотвёрдые материалы, как правило, являются многокомпонентными. В их состав могут входить как лёгкие, так и тяжёлые РЗМ. Более того, возможны замещения в подрешётке железа, а также внедрение атомов лёгких элементов (таких, как водород). Известно, что высокие гистерезисные свойства $R_2Fe_{14}B$ можно получить с помощью специальной процедуры спиннингования.

В данной работе были получены и исследованы быстрозакалённые сплавы (Nd,Ho)-(Fe,Co)-B с ферримагнитным типом упорядочения, а также коммерческие быстрозакалённые сплавы (Nd,Pr)-Fe-B с ферромагнитным типом упорядочения. Процедура гидрирования быстрозакаленных сплавов проводилась в результате прямой реакции образца с газообразным водородом H_2 высокой чистоты, полученным разложением гидрида титана. Известно, что составы со стихиометрией 2:14:1 могут поглощать до 5 атомов водорода на формульную единицу (ат.Н/форм.ед.). Количество водорода в наших образцах, определённое с помощью метода высокотемпературной экстракции, составляло 3 ат.Н/форм.ед. Процессы намагничивания быстрозакалённых сплавов были изучены с помощью специальной магнитометрической установки (в лаборатории сильных магнитных полей, г. Дрезден, Германия) в полях до 60 Тл. Исследования проводились при температурах до 80 К. Исследуемые образцы были взяты в виде лент, а также в виде мелкодисперсных порошков. При измерениях быстрозакаленных сплавов в виде лент магнитное поле прикладывалось в плоскости ленты.

В работе проанализировано влияние примеси водорода, температуры, а также формы быстрозакалённых наноструктурированных образцов (Nd,Ho)-(Fe,Co)-B и (Nd,Pr)-Fe-B с различным типом магнитного порядка на процессы намагничивания в сильных импульсных магнитных полях. Выявлены особенности процессов намагничивания (скачки или изломы на кривых M(H)) в зависимости от заданных параметров. В ферримагнетиках такие особенности напрямую связаны со значением первого критического поля, при котором происходит нарушение антипаралельного расположения магнитных моментов (СПП – как слом подрешёток РЗМ и 3d – переходного металла). Установлено, что в гидридах происходит снижение значения первого критического поля, а также вычисленного параметра межподрешёточного обменного взаимодействия по сравнению с данными для исходных образцов, благодаря увеличению расстояний между магнитоактивными атомами. Это позволяет наблюдать СПП, индуцированные внешним магнитным полем, в более слабых магнитных полях. Род спин-переориентационного фазового перехода в исследуемых образцах зависит от нескольких факторов. Прежде всего, это размер кристаллитов. В наноструктурированных образцах возможно наблюдение переходов только второго рода. Укрупление кристаллитов путём термической обработки (отжига) может приводить к смене типа перехода со второго на первый. Другим фактором, оказывающим влияние на род перехода, является температура. При повышении температуры в нашем эксперименте от 2 до 80 К наблюдалась смена рода перехода с первого на второй. Информация о величине параметров обменного взаимодействия и влиянии на них отдельных факторов (включая примеси, атомы замещения) важна для прогнозирования новых перспективных многокомпонентных составов.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М. В. Ломоносова.

1. J. F. Herbst // Rev. Mod. Phys. 1991. V. 63. P. 819–898.
2. R. Battesti, J. Beard, S. Boser, N. Bruyant et al. // Phys. Rep. 2018. V. 765–766. P. 1–39.

Нелинейные эффекты в инерционной динамике намагниченности антиферромагнетиков

А. С. Титов[1,2]*, Н. В. Чукашев[2], С. В. Титов[1,2], С. А. Никитов[1,2]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190
[2]Московский физико-технический институт (ГУ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
*titov.as@phystech.edu

Нелинейный отклик намагниченности антиферромагнетиков (АФМ) на воздействие сильного переменного магнитного поля крайне высокой частоты представляет значительный научный интерес в связи с развитием терагерцовой (ТГц) спинтроники. На ТГц-частотах необходимо учитывать инерционность намагниченности, которая приводит к появлению нутационного резонанса на этих частотах, что недавно было подтверждено экспериментально [1]. Для учёта инерционности намагниченности уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ) было обобщено путём включения в него дополнительного инерционного члена [2].

В работе исследован нелинейный отклик на переменное поле намагниченности АФМ с двумя подрешётками, обладающими одноосной магнитной анизотропией. Рассмотрен случай, когда на АФМ также действует постоянное поле, приложеное вдоль сонаправленных лёгких осей тождественных подрешёток АФМ. Решение системы связанных *инерционных* уравнений ЛЛГ, описывающих динамику намагниченностей подрешёток АФМ, позволило описать как антиферромагнитный и нутационный резонансы, так и нелинейные эффекты, проявляющиеся в спектре компонент тензора нелинейной магнитной восприимчивости АФМ [3, 4]. Методом последовательных приближений получены аналитические выражения для компонент тензора нелинейной магнитной восприимчивости второго и третьего порядков. Рассчитан динамический магнитный гистерезис (ДМГ) на крайне высоких частотах в области нутационного резонанса. Показано, что как компоненты тензора нелинейной восприимчивости в ТГц-области частот, так и форма петли ДМГ существенно зависят от частоты переменного поля, а также от параметра, характеризующего инерционность намагниченности τ. Продемонстрировано, что такие нелинейные эффекты, как удвоение частоты и появление слабых субгармонических резонансных пиков, наблюдающихся в частотной области антиферромагнитного резонанса, воспроизводятся и в области нутационного резонанса.

На рис. 1 показан пример ДМГ, рассчитанного на частотах вблизи нутационного резонанса. Наблюдаемое в расчётах изменение площади и наклона петли ДМГ при изменении инерционного параметра свидетельствует о существенной роли инерционности намагниченности на крайне высоких частотах. Полученные результаты могут быть использованы при моделировании сверхбыстрых процессов переключения в наноразмерных магнитных структурах. Оценка площади петли ДМГ позволяет анализировать энергетические потери в АФМ-наночастицах, возникающие в крайне высокочастотных полях.

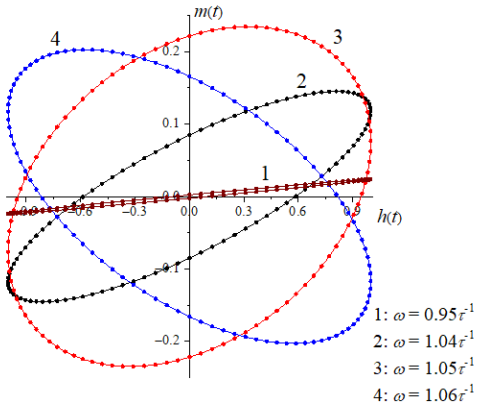


Рис. 1. Динамический магнитный гистерезис антиферромагнитной частицы в области нутационного резонанса при различных частотах переменного поля

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00119.

1. K. Neeraj et al. // Nat. Phys. 2021. V. 17. P. 245.
2. R. Mondal et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2023. V. 579. P. 170830.
3. S. V. Titov, W. J. Dowling, A. S. Titov, A. S. Fedorov // AIP Adv. 2024. V. 14. P. 035216.
4. С. В. Титов, А. С. Федоров, А. С. Титов, Н. В. Чукашев // ФТТ. 2025. Т. 67, № 1. С. 145.

Эффект памяти индуктивности в сверхпроводящих планарных многослойных резонаторах S/F/S/F/S/N

Р. Тюменев[1]*, Д. С. Калашников[1], Б. В. Фрадкин[2], С. В. Бакурский[3], А. С. Сидоренко[1], В. С. Столяров[1,2]**

[1] МФТИ, Физтех, Институтский пер., 9, Московская область, Долгопрудный, 141701
[2] ФГУП ВНИИА им. Н. Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 127030
[3] МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
*tiumenev.r@phystech.edu, **stolyarov.vs@phystech.edu

Одним из основных ограничений классических сверхпроводящих элементов (например, резонаторов и фильтров) является их фиксированная рабочая частота и добротность после изготовления. Перестраиваемые линейные элементы критически необходимы для современных приложений для динамического управления резонансными характеристиками.

В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование многослойных кольцевых резонаторов с гибридной (сверхпроводниковой/ферромагнитной) структурой для создания широкополосных перестраиваемых элементов с малыми потерями, управляемых внешним магнитным полем. В отличие от традиционных многослойных структур S/F/S/F/S, в данной работе исследуются образцы с дополнительным нормальным металлическим слоем алюминия (Al), интегрированным в гетероструктуру. Предполагается, что этот слой, благодаря сильному эффекту близости от соседних слоёв, может значительно увеличить разницу индуктивности SRR между открытым и закрытым состояниями, что обусловлено высокой проводимостью Al [1].

В результате этой работы было экспериментально продемонстрировано, что резонансная частота SRR изменяется в зависимости от открытого или закрытого состояния спинового клапана. Было показано, что оба состояния могут быть получены в нулевом магнитном поле, что открывает возможность использования этой структуры в качестве элемента памяти. В результате изучения структур со слоем обычного металла и без него было обнаружено, что добавление обычного металла приводит к усилению желаемого эффекта. Кроме того, была предложена теоретическая модель, которая успешно описывает экспериментальные данные [1].

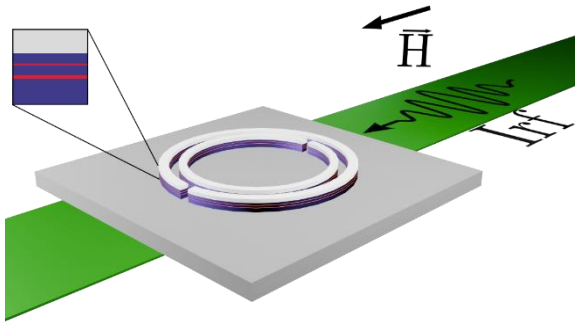


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению SRR. Слои, из которых состоит SRR, показаны в верхнем левом углу. Синий – Nb (20, 8, 8 нм), красный – тонкий ферромагнитный слой Co (2,5 и 1,5 нм), серый – слой обычного металла Al (20 нм)

Результаты получены при финансовой поддержке гранта, реализуемого в рамках Соглашения № 075-15-2025-010 от 28.02.2025 г.

1. А. А. Неило, С. В. Бакурский, Н. В. Кленов, И. И. Соловьев, М. Ю. Куприянов. Магнитное управление кинетической индуктивностью в элементах сверхпроводниковой электроники // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 121, вып. 1. С. 63–71.

Суб-доменная структура в монокристалле магнитного топологического изолятора $MnSb_2Te_4$

В. А. Тютвинов[1,2]*, М. С. Сидельников[1], Н. А. Абдуллаев[3,4], З. С. Алиев[4], И. Р. Амирасланов[3,4], Н. Т. Мамедов[3,4], В. Н. Зверев[3,4], Л. Я. Винников[1]

[1]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432, Россия
[2]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141700, Россия
[3]Институт физики Министерства науки и образования, Баку, Азербайджан, AZ 1073
[4]Бакинский Государственный Университет, Баку, Азербайджан, AZ 1148
*tiutvinov.va@phystech.edu

Прямое наблюдение доменной структуры в магнитных топологических изоляторах $MnSb_2Te_4$ ранее проводилось методом магнитно-силовой микроскопии на образцах с относительно низкой температурой Кюри (до ~ 33 К) [1–4]. Однако характер магнитной структуры в объемных монокристаллах с высокой температурой упорядочения ($T_c \approx 45$ К) оставался неисследованным, а альтернативные методы визуализации не применялись.

В данной работе методом высокоразрешающего декорирования [5] исследована доменная структура монокристаллов $MnSb_2Te_4$ с высокой температурой Кюри $T_C \approx 45$ К. Магнитотранспортные измерения подтверждают мягкий ферромагнитный характер упорядочения с коэрцитивным полем ~100 Э. Обнаружено формирование иерархической морфологии доменной структуры, характеризуемой двумя пространственными масштабами (рис. 1, *а*).

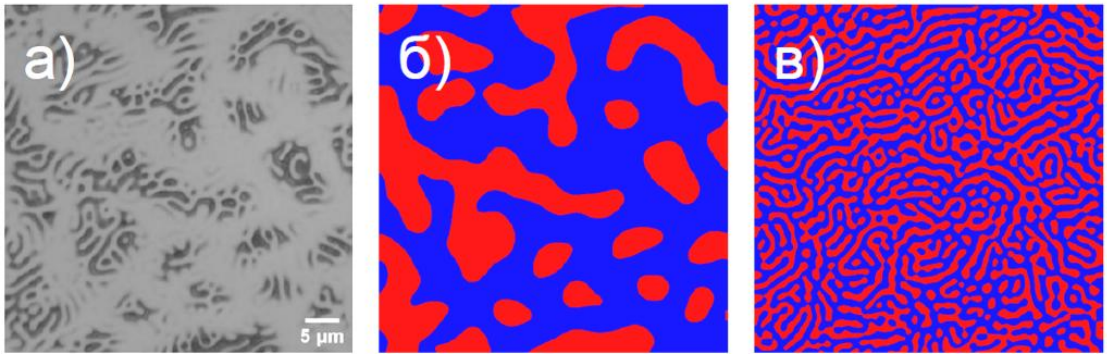


Рис. 1. Сравнительный анализ доменной структуры $MnSb_2Te_4$: *а* – морфология доменов, полученная после процесса декорирования магнитными наночастицами с помощью оптической микроскопии; *б*, *в* – бинаризованные изображения, соответствующие крупной (*б*) и мелкой (*в*) доменной текстуре

Для количественной характеристики доменной структуры сделана фурье-декомпозиция оптических изображений (рис. 1, *б*, *в*). Доменная структура проявляет самоподобие, образуя иерархию из крупномасштабных доменов с вложенными суб-доменными паттернами.

Полученные результаты предполагают существование двух магнитно-слабосвязанных подсистем – поверхностной и объемной. Наблюдаемая суб-доменная структура может быть связана с формированием магнитного барьера, обусловленного неоднородным распределением антисайт-дефектов MnSb в сочетании с нарушением симметрии в приповерхностном слое.

Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна Российской академии наук и в рамках государственного бюджета Института физики Министерства науки и образования Азербайджана.

1. M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann et al. // Nature. 2019. V. 576. P. 416–422.
2. P. M. Sass, W. Ge, J. Yan et al. // Nano Letters. 2020. V. 20. P. 2609–2614.
3. W. Ge, P. M. Sass, J. Yan et al. // Physical Review B. 2021. V. 103. P. 134403.
4. T. A. Webb, A. N. Tamanna, X. Ding et al. // Nano Letters. 2024. V. 24. P. 4393–4399.
5. L. Y. Vinnikov, I. S. Veshchunov, M. S. Sidelnikov et al. // Instruments and Experimental Techniques. 2019. V. 62. P. 587–593.

Исследование спин-орбитальных моментов, индуцированных током в магнитных туннельных контактах

Н. Х. Усеинов*

Институт физики, Казанский федеральный университет, ул. Кремлёвская, 18, Казань, 420008
*nuseinov@mail.ru

Исследовано влияние эффектов спин-орбитального взаимодействия (СОВ), индуцированных спин-поляризованными токами, на туннельное анизотропное магнитосопротивление (ТАМС) в магнитных туннельных контактах (МТК): ферромагнитный металл/δ-барьер/ферромагнитный металл (ФМ/δ/ФМ). Аналитические выражения для токов и ТАМС выведены в приближении, в котором зависимость магнитосопротивления от ориентации намагниченностей в ферромагнетиках возникает из-за интерференции между СОВ Бычкова – Рашбы и Дрессельхауза, появляющихся на интерфейсах ферромагнитного металла и области δ-барьера. Также исследуются влияния эффектов СОВ на ТАМС в магнитных туннельных переходах ФМ/ПП/ФМ, где ПП – полупроводник.

Обычное туннельное магнитосопротивление (ТМС) измеряет разницу между проводимостями МТК в параллельной и антипараллельной конфигурациях намагниченностей электродов. В работе показано, что в гетероструктурах ФМ/δ/ФМ и ФМ/ПП/ФМ из-за эффектов СОВ обычное ТМС становится анизотропным – такое явление называется туннельным анизотропным магнитосопротивлением.

В рамках теоретической модели [1], в зависимости от направлений намагниченности в ферромагнетиках, влияние СОВ Бычкова – Рашбы и Дрессельхауза приводит к различиям между вероятностями туннельного прохождения и отражения электронных спинов (каждой ориентации) на интерфейсах ферромагнетик/δ-барьер (полупроводник), что приводит к анизотропной локальной плотности состояний на поверхности Ферми и, таким образом, к эффекту ТАМС [2].

Ниже на рис. 1 представлены расчёты для туннельного контакта Fe/δ-барьер/Fe. Показаны зависимости анизотропных магнитосопротивлений (TAMR): на левом графике – от приложенного электрического напряжения при параллельной и антипараллельной конфигурациях намагниченностей Fe-электродов, на правом – от угловой ориентации намагниченностей ферромагнетиков. Приведены также расчётные параметры гетероструктуры.

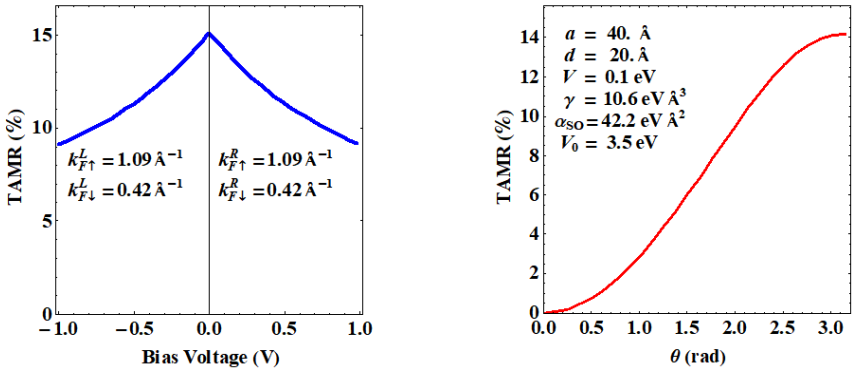


Рис. 1. Зависимости ТАМС от приложенного напряжения V и угла θ между ориентациями намагниченностей ферромагнитных контактов. Магнитная ориентация левого (L) ферромагнетика задаётся относительно кристаллографического направления [110]. В поле графиков показаны параметры гетероструктуры: $k_{F,s}^{L(R)}$ – абсолютные значения волновых векторов Ферми левого L и правого R ферромагнетиков ($s = \uparrow,\downarrow$ – спиновый индекс электрона проводимости), a – радиус контакта (барьера), d – толщина δ-барьера, V_0 – высота δ-барьера (в энергетических единицах – эВ), γ и α_{SO} – феноменологические параметры СОВ Дрессельхауза и Бычкова – Рашбы соответственно [2]

Данные графики (рис. 1) и расчёты показывают, что зависимость ТАМС-V и угловая зависимость ТАМС оказываются меньше при учёте эффектов Бычкова – Рашбы и Дрессельхауза по сравнению с обычным ТМС, но практически на порядок больше по сравнению с анизотропным магнетосопротивлением, которое, как известно, возникает в ферромагнитных электродах в зависимости от их ориентации относительно внешнего магнитного поля [3]. В рассматриваемом случае усиление сохраняется даже в условиях умеренного обменного расщепления спиновых подзон, что указывает на перспективность использования подобных МТК для создания высокоэффективных спинтронных устройств. Необходимо дальнейшее исследование.

1. N. Useinov, N. Zaitsev and L. Tagirov // Magn. Reson. Solids. EJ. 2024. V. 26. P. 24112-7.
2. Matos-Abiague and J. Fabian // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. P. 155303-19.
3. C. Chappert, A. Fert and F. N. Van Dau // Nature Materials. 2007. V. 6. P. 813–823.

Двухбарьерные туннельные магнитные контакты с неколлинеарным распределением намагниченности

И. А. Федотов*, Е. В. Скороходов, И. Ю. Пашенькин, М. В. Сапожников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*fedotov@ipmras.ru

В последние годы существует устойчивый интерес к многослойным магнитным неколлинеарным структурам, представляющим собой искусственно созданные стэки из ультратонких магнитных и немагнитных слоёв, в которых векторы намагниченности соседних магнитных слоёв располагаются под углом друг к другу. Неколлинеарность позволяет более эффективно управлять магнитными состояниями системы, процессами перемагничивания и генерации прецессии магнитных моментов. В частности, в работе [1] теоретически предсказано существование режима когерентного вращения магнитной спирали в многослойных ферромагнитных наночастицах. С другой стороны, в работах [2, 3] был предложен и успешно реализован метод формирования искусственных спиральных магнитных структур в латерально-ограниченных многослойных системах, где в качестве магнитного слоя использовался кобальт, а в качестве немагнитной прослойки – оксид алюминия.

Однако для наблюдения различных спин-зависимых транспортных явлений критически важным параметром для таких структур является величина туннельного магнитосопротивления (TMP). В отличие от предыдущих исследований, где использовалась система Co/Al_2O_3, в настоящей работе была выбрана композиция материалов CoFeB/MgO. Данная система является стандартом для создания туннельных магнитных переходов с высоким значением TMP-эффекта. Замена материалов была проведена целенаправленно для увеличения величины TMP-эффекта в последующих образцах, где планируется проведение транспортных измерений спиновой системы с добавлением слоя поляризатора.

В рамках данной работы были изготовлены массивы многослойных наночастиц с заданными геометрическими параметрами (диаметром 100, 200 и 300 нм). Структура каждой частицы состояла из следующей последовательности слоёв: CoFeB (10 нм) / MgO (2 нм) / CoFeB (5 нм) / MgO (2 нм) / CoFeB (10 нм). Для диагностики магнитных свойств полученных массивов использовался метод магнитооптического эффекта Керра.

Для анализа магнитных конфигураций, формирующихся в отдельных частицах, и визуализации процессов перемагничивания было проведено микромагнитное моделирование. Микромагнитная симуляция позволила учесть такие ключевые факторы, как диполь-дипольное взаимодействие между слоями, обменное взаимодействие, магнитную анизотропию и влияние размагничивающих полей сложной формы, возникающих в латерально-ограниченных структурах. Было идентифицировано четыре основных типа магнитного упорядочения в зависимости от величины приложения внешнего магнитного поля: спиральное состояние (стабильная конфигурация в отсутствие внешнего поля), состояние с деформированной спиралью (промежуточная конфигурация, возникающая при воздействии слабого магнитного поля), антиферромагнитное упорядочение, ферромагнитное упорядочение (состояние, достигаемое в сильных магнитных полях).

Таким образом, в данной работе проведена диагностика магнитных свойств многослойных наночастиц на основе системы CoFeB/MgO. Полученные результаты подтверждают, что модифицированная структура демонстрирует различные магнитные конфигурации, включая спиральное состояние.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-20055.

1. А. А. Фраерман. Магнитная спираль в многослойной ферромагнитной наночастице и её вращение электрическим током // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118, № 7. С. 553–537.

2. A. A. Fraerman et al. Magnetic force microscopy of helical states in multilayer nanomagnets // Journal of Applied Physics. 2008. Т. 103, № 7.

3. С. Н. Вдовичев и др. Магнитосопротивление и неколлинеарные состояния многослойных ферромагнитных наночастиц // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2011. Т. 94, № 5. С. 418–421.

Магнитная анизотропия плёнок антиферромагнитного сплава CrMn, легированного Pt, Cu и W

А. А. Фещенко[1]*, С. В. Семенова[1], В. Н. Лепаловский[1], А. А. Юшков[1], В. О. Васьковский[1,2]

[1]Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
[2]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620219
*a.a.feshchenko@urfu.ru

Слоистые плёночные композиты типа антиферромагнетик/ферромагнетик представляют интерес в качестве возможных функциональных сред для устройств магнитной сенсорики и спинтроники [1]. К числу основных требований, предъявляемых к свойствам таких композитов, относятся достаточно высокая температура Нееля антиферромагнитных слоёв и способность обеспечить обменное смещение в ферромагнитных слоях [2]. Этим требованиям в той или иной мере удовлетворяют сплавы Ir-Mn, Pt-Mn, N-iMn, Cr-Mn. Последний из них, несмотря на наличие антиферромагнетизма при температурах, значительно превышающих комнатную температуру, не отличается высокой функциональностью из-за слабой магнитной анизотропии. Как показано нами ранее, бинарный сплав Cr-Mn в области оптимальных составов (30–40 ат. % Mn) характеризуется величиной константы магнитной анизотропии около $2\cdot10^4$ эрг/см^3 [3], что на один порядок или более ниже, чем для других антиферромагнетиков вышеперечисленнного ряда. Одним из типиных способов воздействия на магнитную анизотропию зонных магнетиков является модификация их электронной структуры путём легирования, приводящая к усилению спин-орбитального взаимодействия. Однако в случае антиферромагнетиков анализ результатов легирования существенно осложнён проблемой получения количественной измерительной информации о магнитной анизотропии. В данной работе, посвящённой сравнительному изучению влияния добавок W, Pt и Cu на магнитную анизотропи сплава Cr-Mn, указанная проблема решается с привлечением методика, разработанной учёными Университета Йорка под руководством О'Грейди (так называемый Йорк-протокол) [2]. Она реализуется на композитах антиферромагнетик/ферромагнетик и предполагает установление закономерности измерения поля обменного смещения при некоторой фиксированной температуре в результате определённой последовательности термомагнитных воздействий. Конечным результатом таких измерений является медианная температура блокировки $<T_b>$, которую обеспечивает совокупность не взаимодействующих кристаллитов антиферромагнитного слоя. На основании этих данных константа магнитной анизотропии антиферромагнетика вычисляется по следующей формуле:

$$K_a\ (<T\text{b}>)\ V = ln\ (f_0\ \tau_{act})\ k_B < T_b>,$$

где K_a – константа магнитной анизотропии, V – средний объём одного кристаллита, f_0 – характерная частота релаксации магнитных моментов, которая принята равной $2{,}1\cdot10^{12}$ Гц, τ_{act} – время выдержки при каждой из последовательно увеличивающихся температур магнитной активации, которое в нашем случае составляло 30 минут, k_B – постоянная Больцмана [3].

В эксперименте изучались свойства плёночных композитов типа стекло/Ta(5нм)/$(Cr_{70}Mn_{30})_{100-x}M_x$($L$нм) /$Fe_{20}Ni_{80}$(10нм)/Ta(5нм), полученных методом магнетронного распыления однокомпонентных и сплавных мишеней на покровные стекла Corning. Легирующими элементами M выступали W, Pt и Cu. В таблице для сравнения приведены экспериментально определённые значения $<T_b>$ композитов и рассчитанные значения K_a антиферромагнитных слоёв, в которых концентрация легирующих элементов составляет 5 Ат. %. Они показывают, что легирование действительно приводит к усилению магнитной анизотропии, причём наибольший эффект даёт добавка платины. В работе представлены и обсуждаются первичные экспериментальные данные, на основании которых получена информация о магнитной анизотропии, а также анализируются тенденции в концентрационном и температурном изменениях константы анизотропии легированного сплава Cr-Mn.

Таблица 1

Значения медианной температуры блокировки и констант магнитной анизотропии композитов Ta(5)/$(Cr_{70}Mn_{30})_{95}M_5$(30)/$Fe_{20}Ni_{80}$(10)/Ta(5), где M = W, Cu, Pt

	–	W	Cu	Pt
$<T_b>$, K	260	210	230	420
$K_a\cdot10^4$, эрг\см^3	2,6	2,9	3,0	5,5

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, FEUZ-2026-0016.

1. I. Žutić, J. Fabian, S. D. Sarma // Reviews of modern physics. 2004. V. 76, no. 2. P. 323.
2. K. O'grady, L. E. Fernandez-Outon, G.Vallejo-Fernandez // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2010. V. 322, no. 8. P. 883–899.
3. M. E. Moskalev et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2024. T. 596. P. 171958.

Нарушение киральной симметрии в торсионно-деформированных геликоидальных магнетиках

М. А. Кузнецов, А. А. Фраерман*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*andr@ipmras.ru

Магнитомеханические явления продолжают привлекать внимание исследователей в связи с возможностью создания новых микро- и наномеханических устройств. Известно, что деформации возникают в системах, в которых существует равновесный спиновый ток [1]. Рассмотрим стержень с геликоидальным распределением намагниченности $\boldsymbol{n} = (Cosqz, Sinqz, 0)$, подвергнутый деформации кручения, которая характеризуется ротором вектора смещения $\boldsymbol{u}$. Можно показать, что энергия геликоидального магнетика содержит дополнительное слагаемое:

$$\varepsilon = D_1 \left(\frac{\partial}{\partial z}\mathrm{rot}_z \boldsymbol{u}\right) Q_{zz} = D_1 q \, \frac{\partial}{\partial z}\mathrm{rot}_z \boldsymbol{u}, \qquad (1)$$

где $Q_{zz} = q$ – единственная отличная от нуля компонента тензора спинового тока. Таким образом, существует связь между спиновыми токами в геликоиде и деформациями кручения вокруг его оси. В силу взаимодействия (1) киральная симметрия гелимагнетика нарушается, а разность энергий «правого» ($q > 0$) и «левого» ($q < 0$) геликоидов равна $\Delta E = E(q) - E(-q) = 4D_1 Sq\Delta\varphi_{\mathrm{ext}}$, где S – площадь поперечного сечения стержня, $\Delta\varphi_{\mathrm{ext}}$ – угол закручивания его незакрепленного конца под действием внешних сил. При выполнении условия $|\Delta E| > k_{\mathrm{B}}T$ это деформационно-индуцированное взаимодействие должно приводить к зарождению магнитных спиралей преимущественно одной киральности. В рамках s-d модели мы нашли коэффициент D_1, что позволило оценить ΔE для гольмия и показать, что при $\Delta\varphi_{\mathrm{ext}}{\sim}1$ и $k_{\mathrm{B}}T{\sim}10^{-15}$ эрг киральное вырождение снимается, если площадь поперечного сечения образца $S > 10^{-14}$ см^2, что легко выполнимо. Поэтому можно предложить следующий эксперимент. К макроскопическому стержню, вырезанному из монокристалла гольмия с кристаллогрфической осью, совпадающей с осью стержня, прикладывается внешнее магнитное поле вдоль оси стержня. Температуру следует выбрать так, чтобы она была меньше критической температуры T_c, при которой в гольмии образуются геликоидальные распределения намагниченности. Первоначально магнитное поле превышает критическое значение, при котором формируется однородное распределение намагниченности, т. е. $H > H_c$ (рис. 1, *a*). При уменьшении поля до величины $H < H_c$ в стержне формируются геликоидальные распределения намагниченности (рис. 1, *b*). Если подвергнуть образец торсионной деформации, то при уменьшении поля образец станет магнитокиральным (рис. 1, *c*). Причем знак киральности магнитного распределения определяется направлением кручения стержня (ср. рис. 1, *c* и рис. 1, *d*). Это превращение можно определить по результатам дифракции тепловых нейтронов. Аналогичный эксперимент можно провести с изменением температуры вблизи T_c.

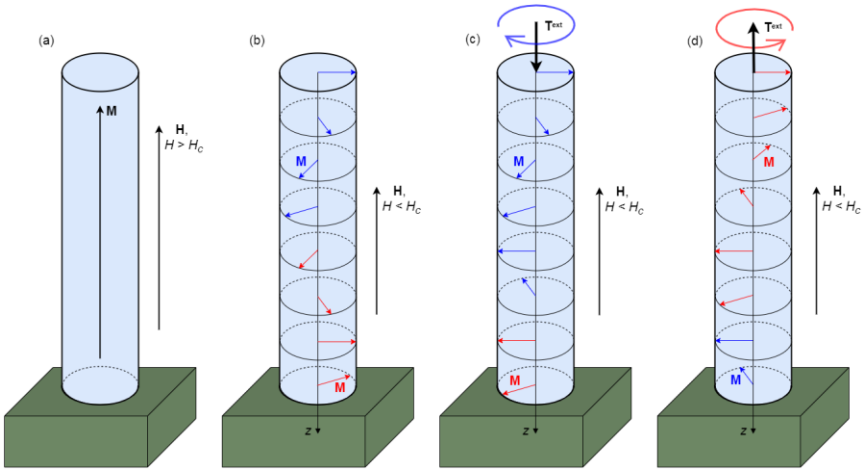


Рис. 1. Схематическое изображение (*a*, *b*) распределений намагниченности **M** в гелимагнитном стержне, поддерживаемом при $T < T_c$: *a* – однородное распределение **M**, возникающее при $H > H_c$; *b* – «правые» (синие стрелки, $q > 0$) и «левые» (красные стрелки, $q < 0$) магнитные геликоиды, формирующиеся при $H < H_c$ и занимающие равные объёмы. Схематическое изображение (*c*, *d*) нарушения киральной симметрии, вызванное моментом внешних сил T_z^{ext}, приводящих к кручению стержня, поддерживаемого при $T < T_c$ и $H < H_c$: *c* – увеличение объёма, занимаемого «правым» геликоидом при $T_z^{\mathrm{ext}} > 0$; *d* – увеличение объёма, занимаемого «левым» геликоидом при $T_z^{\mathrm{ext}} < 0$

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 25-22-00126.

1. E. B. Sonin // Phys. Rev. Lett. **99**. 266602 (2007).

Контроль угла направления распространения оптического излучения при помощи магнито-перестраиваемых микродифракционных решёток

А. Ю. Фролов*, А. В. Булдакова, К. К. Кавер, В. В. Толмачева, М. И. Шарипова, А. А. Федянин

МГУ им. М. В. Ломоносова, ул. Ленинские горы, 1, Москва, 119991
*frolovay@my.msu.ru

Методика двухфотонной полимеризации позволяет изготавливать микроструктуры, применяющиеся в различных областях: микрофлюидика, изготовление микродвигателей и микропинцетов [1]. Однако изготовленные микроструктуры изначально неактивны к внешним воздействиям, таким как электрическое и магнитное поля, и поэтому не могут применяться в качестве активных элементов. Преодолеть это возможно при помощи внедрения магнитных наночастиц в фотополимер. Их наличие дает возможность деформировать микроструктуры при помощи приложения магнитного поля. Магнитные фотополимерные композиты применяются при создании трёхмерных активных оптических элементов, таких как микролинзы с перестраиваемым фокусом [2], оптические микросенсоры магнитного поля [3], микропрерыватели оптических пучков [4]. Важной задачей современной фотоники также является создание компактных, быстродействующих и энергоэффективных устройств, позволяющих контролируемо менять направление распространения оптических пучков для приложений в лидарных системах.

В данной работе контроль углового направления оптического излучения реализовывался при помощи микродифракционных решёток, которые изменяют свой период при приложении внешнего магнитного поля. Изменение периода решёток приводит к изменению угла дифракционных максимумов. Данные микродифракционные решетки изготовлены методом двухфотонной лазерной литографии. Изготовление решёток осуществлялось в разработанном магнитном фотополимерном композите. Он представлял собой смесь коммерчески доступного фотополимера SZ-2080 и суперпарамагнитных наночастиц магнетита (Fe_3O_4). Для предотвращения агломерации наночастиц магнетита в фотополимере к ним добавлялась олеиновая кислота. Модель микродифракционных решёток состояла из двух оснований: одно фиксировалось к стеклянной подложке, а второе было свободным, поскольку имело зазор между подложкой (рис. 1, *а*). Оба основания соединялись друг с другом периодической частью, состоящей из полос, расположенных с периодом 1,5 мкм. Число периодов составляло 12. Показано, что данные решётки могут растягиваться и сжиматься под действием градиентного магнитного поля (рис. 1, *б*, *в*) стандартного неодимового магнита. Кроме этого, данные решетки могут динамически растягиваться и сжиматься под действием переменного магнитного поля, созданного электромагнитом, в диапазоне частот до 500 Гц. Угол отклонения первых дифракционных максимумов оптического излучения на длине волны 765 нм при магнитоиндуцированном изменении периода решётки составил не менее 5 градусов.

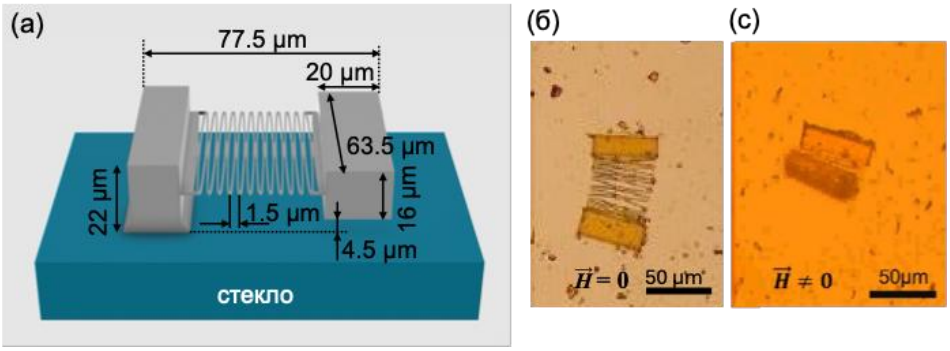


Рис. 1. Модель микродифракционной решётки (*а*); изображение в оптическом микроскопе микродифракционной решётки (*б*); изображение в оптическом микроскопе микродифракционной решётки, сжатой под действием магнитного поля (*в*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-00042.

1. V. Vieille, R. Pétrot, O. Stéphan, G. Delattre et al. // Adv. Mater. Technol. 2020. V. 5. P. 2000535.
2. H. Huang, C. Liao, M. Zou, D. Liu et al. // ACS Photonics. 2020. V. 10. P. 1916–1924.
3. X. Lei, S. Peng, Y. Niu, S. Sun et al. // Opt. Lett. 2023. V. 48. P. 835–838.

Магнитный мемристор на основе нестехиометрического рутила (TiO_{2-y}) с имплантированной примесью кобальта

Е. М. Бегишев, В. В. Базаров, Н. М. Лядов, Р. И. Хайбуллин*

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский Тракт, 10/7, Казань, 420029
*rikkfti@mail.ru

Известно [1], что нестехиометрический по содержанию кислорода рутил диоксида титана TiO_{2-y} проявляет мемристивный эффект, обусловленный перемещением положительно заряженных кислородных вакансий в образце под действием приложенного электрического поля. Кроме того, кислородные вакансии являются медиаторами дальнего магнитного порядка в магниторазбавленных (легированных 3d-примесью) образцах оксидных полупроводников, таких как TiO_{2-y} и ряд других [2]. Впервые мы предлагаем сочетать мемристивные свойства нестехиометрического, легированного кобальтом диоксида титана с его ферромагнитными свойствами в новой энергонезависимой ячейке памяти для полупроводниковой спинтроники – в магнитном мемристоре.

Образцы для разработки магнитных (или немагнитных) мемристоров на основе TiO_{2-y} были получены путём имплантации ионов магнитной примеси кобальта (или инертного аргона) с энергией 40 кэВ в монокристаллические (001)-ориентированные пластинки рутила (TiO_2). Доза имплантации была равной $D = 1{,}5 \cdot 10^{17}$ ионов/см^2 для всех образцов, а плотность ионного тока варьировалась в диапазоне j = (2–12) мкА/см^2 для получения образцов с различным магнитно-фазовым составов [3]. Имплантация проводилась при повышенной температуре подложки рутила, $T_{обл.}$ = 900 К, во время ионного облучения. Затем на имплантированных кобальтом (или аргоном) пластинках рутила методами электронно-лучевой литографии и осаждения золотых контактов были изготовлены ячейки памяти различного структурного типа: либо в форме чередующихся контактных полосок, либо в форме массивов из четырех квадратных ячеек, с характерными размерами в диапазоне от 200 до 1000 мкм. Путём измерения вольт-амперных характеристик литографических структур, изготовленных на имплантированных кобальтом (или аргоном) пластинках TiO_{2-y}, были определены образцы, оптимальные для многократного циклического перемещения кислородных вакансий и регистрации мемристорного эффекта. Наблюдение процессов перемещения кислородных вакансий в полосовых литографических ячейках в режиме реального времени позволило определить скорость потока перемещения положительно заряженных вакансий и толщину обогащенного вакансиями слоя в литографической ячейке при различных значениях приложенного к ней электрического потенциала. Установлено сильное влияние концентрации положительно заряженных кислородных вакансий на величину намагниченности и магнитооптический отклик (МОКЕ) в магниторазбавленных кобальтом образцах рутила. Показано, что после электромиграции кислородных вакансий в литографической ячейке величина сигнала МОКЕ может увеличиваться в два-три раза с ростом концентраций вакансий, по сравнению с начальным состоянием, или спадать практически до нуля в обеднённой вакансиями области образца (рис. 1). Впервые на примере изготовленных литографических структур показана принципиальная возможность записи и стирания битов информации в ячейках памяти путём приложения импульсов электрического напряжения различной полярности.

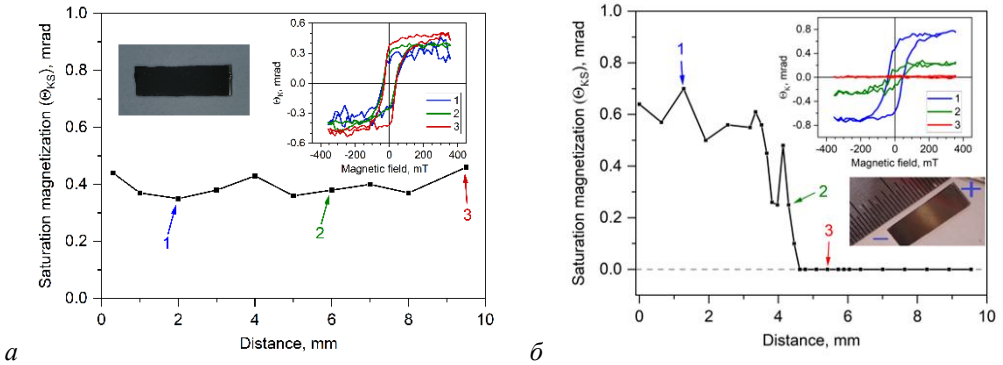


Рис. 1. Пространственное распределение намагниченности насыщения (максимальное значение угла поворота плоскости поляризации, θ_{KS}, в МОКЕ измерениях) в полоске рутила TiO_{2-y}, имплантированного ионами кобальта: *а* – исходное распределение намагниченности в полоске с размерами 3×10 мм^2; *б* – распределение после проведения в полоске процедуры электромиграции кислородных вакансий. На вставках к рисункам (*а*) и (*б*) представлены фотографии образца в момент измерений и петли гистерезиса сигнала МОКЕ, измеренные в точках, обозначенных цифрами 1, 2 и 3

Один из авторов (Р. И. Х.) благодарит поддержку данной работы в рамках гранта, предоставляемого Академией наук Республики Татарстан образовательным, научным и иным организациям на поддержку планов развития кадрового потенциала в части стимулирования их работников к защите докторских диссертаций и выполнению НИР.

1. E. Gale // Semicond. Sci. Technol. 2014. V. 29. Iss. 10. Art. 104004.
2. J. M. D. Coey, M. Venkatesan, C. B. Fitzgerald // Nature Mater. 2005. V. 4. Iss. 2. P. 173–179.
3. E. M. Begishev, A. G. Shmelev, D. K. Zharkov et al. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2024. V. 88. Iss. 12. P. 2034–2041.

Ultrafast magneto-electricity and opto-magneto-electric recording

N. E. Khokhlov*, V. R. Bilyk, T. T. Gareev, A. V. Kimel

Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, 6525 AJ Nijmegen, The Netherlands
*nikolai.khokhlov@ru.nl

Ultrafast magnetism explores spin dynamics and eventually spin switching in magnets excited by ultrashort (sub-100 ps) stimuli [1]. Progress in the field is predominantly driven by experimental research, where ultrafast spin dynamics is typically triggered by femtosecond laser pulses and investigated as a function of parameters of laser excitation, temperature and magnetic field. Here, we show that also electric field, whose effect on magnets is often ignored, can have a substantial effect on ultrafast spin dynamics and result in spin switching, in particular.

First, we demonstrate the impact of an electric field on laser-induced magnetization dynamics in ferrimagnetic iron garnet $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$. For the experiments we employed epitaxially grown iron garnet film on $Gd_3Ga_5O_{12}$ substrate with (110)-orientation [2, 3]. Applying an E-field of 0.5 MV/m, we observe remarkable changes in oscillations amplitude, frequency and damping (Fig. 1, *a*). Additionally, depending on magnitude of magnetic field **B**, the application of E-field decreases the damping of magnetic oscillations up to 1,5 times.

In the second experiment, we employed antiferromagnetic Cr_2O_3, which is known to be an archetypical magnetoelectric material [4]. Particularly, its magnetic state could be defined by the dot product of electric and magnetic fields $\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}$. We used the fact to manipulate AFM domain wall in c-cut crystal of Cr_2O_3 with thickness of 0.5 mm. In the experiments, we applied uniform B-field and localized E-field in the vicinity of the wall. As a result, the direction of wall motion and covered distance depend on the sign and magnitude of $\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}$ (Fig. 1, *b*, *c*). Furthermore, we established the combination of $\mathbf{E}\cdot\mathbf{B}$ and sample temperature for robust writing of antiferromagnetic patterns with a single laser pulse.

Further, we showed experimentally that the magnetoelectric effect in Cr_2O_3 remains strong even when the electric field oscillates at THz frequencies [5]. In the case of freely propagating THz plane waves, both the magnetic and electric fields exert comparable influences on the magnetic moments of chromium ions, exhibiting similar temperature dependencies.

The series of experiments opens up new chapters in the research areas targeting to reveal novel principles for the fastest and most-energy-efficient information processing—ultrafast magnetism, antiferromagnetic spintronics, and THz magnonics.

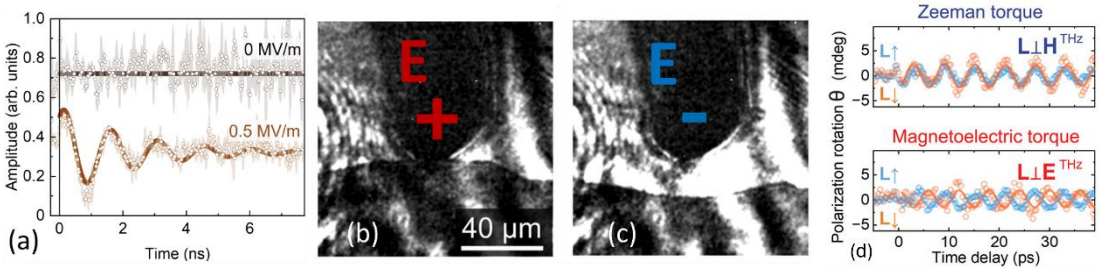


Fig. 1. Electric field as a tool to control a magnetic dynamics. (*a*) Ultrafast laser-induced spin dynamics as detected via the magneto-optical Faraday effect in electrically gated $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$. (*b*, *c*) Antiferromagnetic domains in Cr_2O_3 visualized with the help of second harmonic generation. A combination of electric and magnetic fields can cause a displacement of the domain wall. An external E-field of opposite polarities applied locally with a non-magnetic charged tip (dark elongated area at the top) shifts the wall in mutually opposite directions. (*d*) Transient probe polarization rotation induced by THz pump pulse in the two domains with mutually opposite directed antiferromagnetic Néel vectors $\mathbf{L}\uparrow$ (blue) and $\mathbf{L}\downarrow$ (orange) for the Zeeman ($\mathbf{H}_{THz} \perp \mathbf{L}$) and the magnetoelectric ($\mathbf{E}_{THz} \perp \mathbf{L}$) experimental geometries, respectively

1. A. Kimel, A. Zvezdin, S. Sharma et al. // Journal of Physics D. 55(46). 463003 (2022).
2. T. T. Gareev, N. E. Khokhlov, L. Körber, A. V. Kimel // Phys. Rev. Lett. 135. 156701 (2025).
3. T. T. Gareev, N. E. Khokhlov, L. Körber, A. P. Pyatakov, A. V. Kimel // preprint: arXiv:2506.20366 (2025).
4. K. Du, X. Xu, C. Won, et al. // npj Quantum Mater. 8. 17 (2023).
5. V. R. Bilyk, R.M. Dubrovin, A.K. Zvezdin et al. // Newton. 1 (6). P. 100132 (2025).

Спиновый ток в обменно-смещённых структурах Co/FeMn/Pt

Т. А. Шайхулов[1]*, А. С. Федоров[1,2], С. С. Сафонов[1], Т. В. Богданова[1,2], А. А. Федорова[1,2], М. А. Базров[3], Ж. Ж. Намсараев[3], В. В. Демидов[1], Д. В. Калябин[1,2], С. А. Никитов[1,2,4]

[1] Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009
[2] Московский физико-технический институт, пер. Институтский, 9, Долгопрудный, Московская область, 141701
[3] Институт высоких технологий и перспективных материалов Дальневосточного федерального университета, ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950
[4] Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012
*shcaihulov@hitech.cplire.ru

Чистый спиновый ток не связан с переносом электрического заряда и соответствует передаче спинового импульса от возбуждённого ферромагнетика в соседний нормальный металлический слой. В отличие от ферромагнетиков с ненулевой результирующей намагниченностью, антиферромагнетики обладают компенсированными магнитными подрешётками, что приводит к нулевой суммарной намагниченности. Это существенно затрудняет как возбуждение антиферромагнитного резонанса, так и наблюдение аналогичных эффектов, таких как протекание спинового тока в НМ. Антиферромагнитные (АФМ) и ферримагнитные материалы, как металлические, так и диэлектрические, также могут поддерживать распространяющиеся спиновые возбуждения, потенциально допуская перенос спинового тока [1, 2].

В работе исследован спиновый транспорт в антиферромагнитных проводниках. Спиновый ток инжектировали из ферромагнитной плёнки Co в антиферромагнитный проводник FeMn, после чего было исследовано постоянное напряжение, возникающее в слое Pt в условиях ферромагнитного резонанса при различных углах поворота ориентации постоянного магнитного поля в плоскости плёнки. Был рассчитан вклад, вызванный чистым спиновым током (спиновой накачкой), зарегистрированный с помощью обратного спинового эффекта Холла в нормальном металле, для чего использовали модели расчёта вклада спинового тока в двухслойных структурах ферромагнетик/нормальный металл.

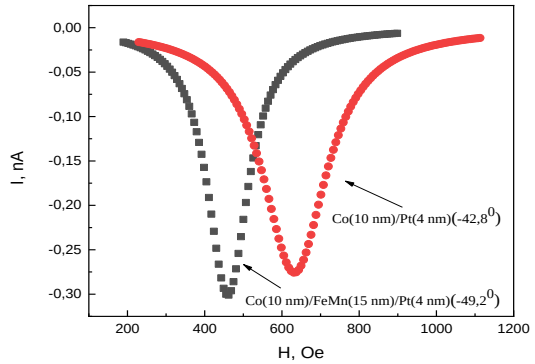


Рис. 1. Спектры спинового тока для структур Pt(4 нм)/Co(10 нм)/FeMn(15 нм)/Pt(4 нм) и Pt(4 нм)/Co(10 нм)/Pt(4 нм)

На рис. 1 представлены амплитуды электрического тока, вызванного протеканием спинового тока для структуры Pt(4 нм)/Co(10 нм)/FeMn(15 нм)/Pt(4 нм) и гетероструктуры Pt(4 нм)/Co(10 нм)/Pt(4 нм). Предполагается, что при определенных толщинах FeMn амплитуда в структуре Pt/Co/FeMn/Pt будет превышать амплитуду спинового тока в структуре Pt/Co/Pt, т. е. усиление спинового тока при протекании через АФМ-слой.

Данная работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда № 23-79-00016 с использованием оборудования Междисциплинарного центра коллективного пользования в области нанотехнологий и новых функциональных материалов ДВФУ для исследования магнитных гистерезисов полученных плёнок.

Исследование угловых характеристик ферромагнитного резонанса было выполнено в рамках гранта Российского научного фонда № 25-79-00052.

1. H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, F. Yang // Physical Review Letters. 2014. V. 113. P. 097202.
2. C. Hahn, G. De Loubens, V. V. Naletov, J. Ben Youssef, O. Klein, M. Viret // EPL (Europhysics Letters). 2014. V. 108. P. 57005.

Влияние межчастичных взаимодействий на частотно-полевые зависимости мнимой компоненты магнитной восприимчивости наночастиц ферритов

С. В. Столяр[1,2], А. О. Шохрина[1]*, О. А. Ли[1], Е. Д. Николаева[1], Р. С. Исхаков[2], А. М. Воротынов[2], Д. А. Великанов[2], Н. М. Боев[2]

[1]ФИЦ КНЦ СО РАН, ул. Академгородок, 50, Красноярск, Красноярский край, 660036
[2]ИФ СО РАН, ул. Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, Красноярский край, 660036
*anna.shohrina152@gmail.com

Магнитные межчастичные взаимодействий являются неотъемлемым свойством компактированных порошковых систем [1, 2]. В результате этих взаимодействий в спиновой системе частицы порошка с размером d и намагниченностью M образуют магнитные блоки, размеры которых зависят от напряжённости внешнего магнитного поля и интенсивности взаимодействий: $d_H(H) = d + \left(\frac{2A}{MH+C}\right)^{1/2}$, где A – параметр обменного взаимодействия. Выражение для мнимой части магнитной восприимчивости изотропного (магнитная анизотропия пренебрежимо мала) суперпарамагнетика χ'' при ферромагнитном резонансе (ФМР) было получено в работе [3]:

$$\chi'' = \frac{ML\eta\omega\gamma[\gamma^2H^2(1+\eta^2)+\omega^2]}{[\gamma^2H^2(1+\eta^2)+\omega^2]^2-4\gamma^2H^2\omega^2}, \quad (1)$$

где L – функция Ланжевена с аргументом $\sigma = MVHk^{-1}T^{-1}$, V – объём частицы, γ – гиромагнитное отношение, $\eta = \alpha(L^{-1} - \sigma^{-1})$ – эффективный параметр релаксации, α – параметр релаксации, входящий в уравнение Ландау – Лифшица – Гильберта, $\omega = 2\pi f$, f – частота СВЧ-поля. Выражение (1) не учитывает межчастичные взаимодействия.

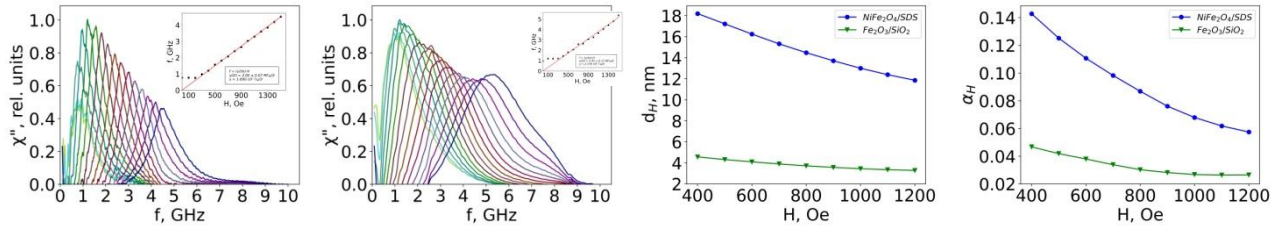


Рис. 1. Мнимая компонента магнитной восприимчивости $\chi''(f, H)$ порошков $NiFe_2O_4$/SDS (а), Fe_2O_3/TEOS (б), на вставках частотно-полевые зависимости ФМР; полевые зависимости размера блока частиц d_H (в) и параметра затухания прецессии магнитного момента α_H(г)

В работе анализируются частотные зависимости χ'' ФМР-магнитных порошков со взаимодействием между частицами – $NiFe_2O_4$/SDS (SDS-додецилсульфат натрия) и без магнитного взаимодействия – Fe_2O_3/SiO_2. Порошки были изготовлены методом химического осаждения. χ'' измеряли с помощью широкополосного спектрометра ферромагнитного резонанса при комнатной температуре в диапазоне частот от 100 МГц до 10 ГГц и полей до 1500 Э. Экспериментальные кривые χ'' при разных значениях подмагничивающего поля H, а также частотно-полевые зависимости ФМР $f(H)$ представлены на рис. 1, *а*, *б*. Кривые $\chi''(H, f)$ анализировали с помощью выражения (1), в котором полагали: $\alpha = \alpha_H$, $V = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{d_H}{2}\right)^3$. Полученные полевые зависимости размера магнитного блока d_H (H) и параметра затухания $\alpha_H(H)$ приведены на рис. 1, *в*, *г*.

Работа выполнена в рамках научной тематики Госзадания ФИЦ КНЦ СО РАН.

1. Д. А. Балаев, А. А. Красиков, Ю. В. Князев и др. // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 120, № 9–10. С. 785.
2. С. В. Столяр, А. О. Шохрина, О. А. Ли и др. // Изв. РАН. Серия физическая. 2025. Т. 89, № 11. С. 2067.
3. Р. С. Гехт, В. А. Игнатченко, Ю. Л. Райхер и др. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70, № 4. С. 1300.

Вырождение и гибридизация диполь-обменных магнонных мод в резонаторах Ми

Ф. А. Шуклин[1]*, Х. Н. Альбицкая[1,2], А. И. Чернов[1,2], М. И. Петров[2,3]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский переулок, 9, Долгопрудный, Московская область, 141700
[2]Российский Квантовый Центр, Большой бул., 30, стр. 1, Инновационный центр Сколково, Можайский район, Западный административный округ, Москва, 121205
[3]ИТМО, Кронверкский пр., 49, лит. А, Санкт-Петербург, 197101
*fedor.shuklin.95@mail.ru

Магноны – возбуждения намагниченности в упорядоченных магнитных средах. Потенциал магнонных структур для развития энергоэффективных вычислений, телекоммуникаций, гибридных квантовых систем привлекает к магнонике все большее внимание [1]. Отдельный интерес представляет оптомагноника – наука о взаимодействии света с магнонами – в виду возможностей миниатюризации магнито-оптических устройств и интеграции магноники с оптической связью и оптическими сенсорами [2]. Поиск геометрий, обеспечивающих максимально сильную связь между оптическими и спиновыми полями, ожидаемо привёл [3, 4] к рассмотрению ферромагнитных резонаторов Ми – ферромагнитных частиц с характерными размерами порядка длины волны.

Для исчерпывающего описания таких оптомагнонных систем необходимо понимать магнонную динамику на разных пространственных масштабах и для частиц различного размера и геометрии, а также то, как магноны в структуре взаимодействуют между собой и со светом. Эти взаимодействия существенно зависят от геометрии частицы и распределения равновесной намагниченности, включая случаи её неоднородности. В представляемой работе исследуются осесимметричные ферромагнитные структуры – сферические, цилиндрические и конические частицы – для которых построено единое описание магнитной динамики в обменном и диполь-обменном режимах, важных для наномагноники.

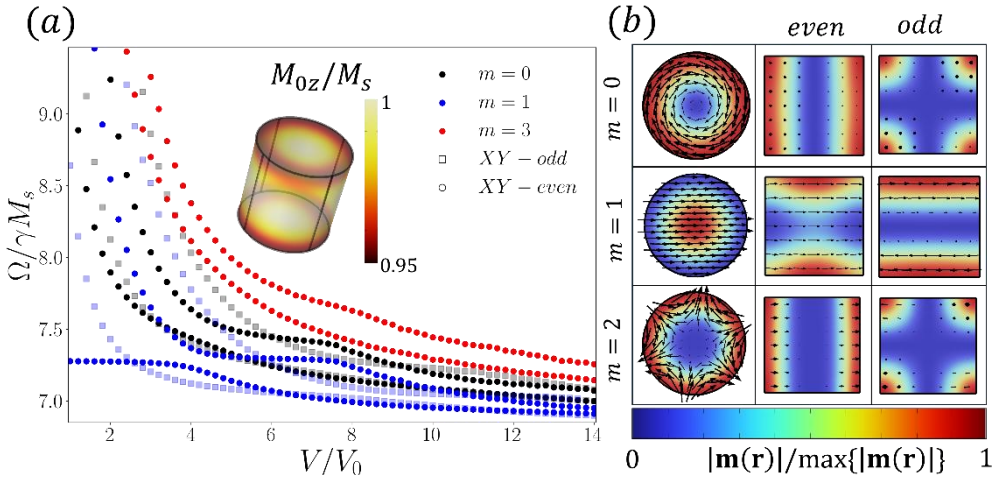


Рис. 1. Магнонные спектры цилиндра – зависимость частоты обмен-дипольных волн от размера цилиндра (*a*); вставка показывает величину z-компоненты однородной намагниченности; *b* – профили магнонных мод цилиндра и их чётность

В обменном пределе описан механизм вырождения обменных мод по квадрату углового момента. Выявлено, что к снятию данного вырождения приводит учёт неоднородной равновесной намагниченности. Также при увеличении размера структуры наблюдается переход к обмен-дипольному режиму, в котором присутствует гибридизация мод. Для её описания применена теория связанных мод, а именно – показано, что чисто обменные моды, которые в нулевом приближении не взаимодействуют, эффективно связываются между собой благодаря дипольному члену в уравнениях магнитной динамики. Такой подход позволяет ввести матрицу связи мод и в наглядной форме проанализировать условия расщепления и гибридизации обмен-дипольных состояний.

Дополнительно рассмотрено влияние оптического поля на магнитную конфигурацию частицы. Показано, что возбуждение оптической моды резонатора циркулярно поляризованным светом приводит к неоднородной добавке к стационарному магнитному полю и, как следствие, к модификации распределения равновесной намагниченности. Эта оптически индуцированная неоднородность вызывает расщепление обменных мод даже в обменном режиме (для малых частиц).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 24-72-00028.

1. P. Pirro, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga et al. Advances in coherent magnonics // Nat Rev Mater. **6**. 1114–1135 (2021).
2. B. Fan, M. E. Nasir, L. H. Nicholls, A. V. Zayats, V. A. Podolskiy // Advanced Optical Materials. **7**. 1801420 (2019).
3. J. Graf, S. Sharma, H. Huebl, & S. V. Kusminskiy // Phys. Rev. Research. **3**. 013277 (2020).
4. E. Almpanis et al. // Physical Review B. 101. 054412 (2020).

Моделирование магнитооптических спектров экваториального эффекта Керра в нанокомпозитах с гранулами кобальта с учетом влияния диэлектрической матрицы и размерного эффекта

М. А. Симдянова[1], Т. Н. Бахвалова[2], А. Н. Юрасов[2]*, А. Б. Грановский[1]

[1]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
[2]МИРЭА – Российский технологический университет, просп. Вернадского, 78, Москва, 119454
*alexey_yurasov@mail.ru

Магнитные нанокомпозиты «ферромагнитный металл-диэлектрик» состоят из ферромагнитных металлических частиц наноразмера, встроенных в парамагнитную или диамагнитную изолирующую матрицу. Они обладают многочисленными магнитными, транспортными, оптическими и магнитооптическими свойствами, перспективными для практического применения, в частности для магнитных и магнитооптических сенсоров и высокочастотных устройств. Магнитооптическая спектроскопия, основанная на измерениях экваториального или поперечного эффекта Керра (ТКЕ) позволяет бесконтактно и в процессе напыления тонкоплёночных образцов получать информацию об их электронной, кристаллической и магнитной микроструктуре [1]. Спектральные зависимостей ТКЕ чувствительны к размеру и форме гранул, а также к другим микроскопическим параметрам, таким как длина свободного пробега, плазменная частота, коэффициенты аномального эффекта Холла внутри гранулы, а также на его поверхности и т. д. С одной стороны, такая многопараметрическая зависимость значительно усложняет однозначную интерпретацию экспериментальных спектров. С другой стороны, она открывает принципиальную возможность для обратной задачи – определения значений этих микроскопических параметров, включая те, которые недоступны для прямого измерения другими методами.

В данной работе в рамках подхода теории эффективной среды, реализованного в формализме метода Бруггемана (Bruggeman Effective Medium Approximation) [2–4], проводится систематическое компьютерное моделирование магнитооптических свойств нанокомпозитов. На примере $(Co)_x(LiNbO_3)_{1-x}$, $(Co)_x(Si)_{1-x}$, $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, исследуется влияние концентрационного состава, размера гранул, формы гранул и размера поверхностного слоя гранул на профиль спектра ТКЕ.

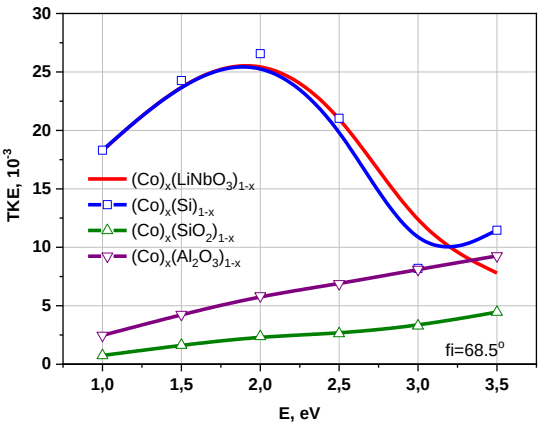


Рис. 1. Спектральные зависимости ТКЕ нанокомпозитов $(Co)_x(LiNbO_3)_{1-x}$, $(Co)_x(Si)_{1-x}$, $(Co)_x(SiO_2)_{1-x}$, $(Co)_x(Al_2O_3)_{1-x}$, концентрация гранул x = 0,55 частота $\omega_p = 8{,}3 * 10^{15} sec^{-1}$, форм фактор L = 0,33, размер гранул r = 4 нм, толщина поверхностного слоя a/r = 1/10, отношения параметров СОВ в поверхностном слое и в объёме λs/λb = 2

Основное внимание уделяется исследованию влияния матрицы на магнитооптические свойства нанокопмозитов. Практическая значимость учёта матрицы проявляется в возможности целенаправленного подбора пар «металл-диэлектрик» для оптимизации магнитооптических характеристик, что открывает путь к созданию материалов с заданными свойствами для конкретных применений в электронике.

1. Е. А. Ганьшина, В. В. Гаршин, Н. Н. Перова и др. // ЖЭТФ. 2023. Т. 164. Вып. 4 (10). С. 662–672.
2. Е. А. Ганьшина, М. В. Вашук, А. Н. Виноградов и др. // ЖЭТФ. 2004. Т. 125. Вып. 5. С. 1172–1182.
3. А. Б. Грановский, М. В. Кузьмичев, А. Н. Юрасов // Вестник МГУ. Серия Физика. Астрономия. 2000. № 6. С. 67–69.
4. M. A. Simdyanova, A. N. Yurasov, M. M. Yashin et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2024. V. 595. P. 171550.

Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля с круглым поперечным сечением. I – планарная анизотропия слоев

Ю. А. Юсипова

ООО «Альфачип», Центральный проспект, корп. 438 А, Зеленоград, Москва, 124498
linda_nike@mail.ru

Несмотря на широкое применение в микроэлектронике, обусловленное способностью функционировать в различных режимах, спиновые вентили обладают существенным недостатком – высоким энергопотреблением. В связи с этим поиск способов его минимизации путём управления режимами работы через варьирование геометрии сечения, ориентации анизотропии, параметров магнитного поля и спин-поляризованного тока представляется крайне актуальным.

В данном исследовании рассматривается поведение спинового вентиля круглого поперечного сечения с планарной анизотропией слоёв под воздействием магнитного поля произвольной ориентации с целью уменьшения энергозатрат и повышения чувствительности без потери быстродействия.

Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля описывается уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ). Эффективное поле в этом уравнении включает: поле анизотропии с коэффициентом K; поле, создаваемое спин-поляризованным током J; внешнее магнитное поле **H** произвольного направления; поле размагничивания, зависимость которого от формы поперечного сечения имеет вид

$$\mathbf{H} = M_s[-0{,}5\,(1-D)\,m_x, -0{,}5\,(1-D)\,m_y, -Dm_z], \quad (1)$$

где $D = ((1-к^2)^{1/2} - к\,\arccos(к)) / (1-к^2)^{3/2}$, к – отношение толщины свободного слоя спинового вентиля к диаметру его поперечного сечения, m_x, m_y, m_z – нормированные на намагниченность насыщения M_s проекции вектора намагниченности свободного слоя на соответствующие оси [1].

В ходе бифуркационного анализа были получены уравнения для расчёта особых точек системы ЛЛГ, с помощью которых определены число, координаты и тип положений равновесия вектора намагниченности свободного слоя. Плоскость управляющих параметров «H – J» была разделена на области со следующими фазовыми портретами: переключение вектора намагниченности в единственное положение равновесия; переключение с двумя возможными исходами; переключение с тремя вероятными исходами; динамика вектора намагниченности с неустойчивым предельным циклом; устойчивая колебательная мода; динамика вектора намагниченности несколькими вероятными исходами – наматывание на один из устойчивых предельных циклов или переключение в точку.

Применив к уравнениям расчёта особых точек системы ЛЛГ критерии потери устойчивости основных стационарных состояний спинового вентиля, получим выражения для расчёта порогового тока переключения спинового вентиля при нулевом магнитном поле из параллельного состояния в антипараллельное $J_{\text{minP–AP}}$ (2) и наоборот $J_{\text{minAP–P}}$ (3).

$$J_{\text{minP–AP}} = \alpha e d_{FM}(b+1)\,(8K + M_s^2\mu_0\,(3D-1)) / (4c\hbar\,(\alpha+1)), \quad (2)$$

$$J_{\text{minAP–P}} = \alpha e d_{FM}(b-1)\,(8K + M_s^2\mu_0\,(b+3D-1)) / (2c\hbar), \quad (3)$$

где α – коэффициент диссипации, e – элементарный заряд, d_{FM} – толщина свободного слоя, $b = 3 - 4c$, $c = 4(P^{3/2}) / (1+P)^3$, P – параметр спиновой поляризации.

Таблица 1

Критический ток переключения спиновых вентилей с квадратным и круглым поперечными сечениями

Материал	$J_{\text{minP–AP, круг.}}$, МА/см^2	$J_{\text{minP–AP, квад.}}$, МА/см^2	$J_{\text{minAP–P, круг.}}$, МА/см^2	$J_{\text{minAP–P, квад.}}$, МА/см^2
Co	87,5	107,5	67,9	78,0
Fe	21,4	31,9	18,7	23,1
$Fe_{70}Co_{30}$	36,0	54,3	15,4	19,5
$Fe_{60}Co_{20}B_{20}$	87,4	120,1	37,3	45,5
$Co_{93}Gd_7$	21,4	32,7	29,6	36,2
$Co_{80}Gd_{20}$	1,2	1,5	2,2	2,5
$Co_{50}Pt_{50}$	833,6	845,2	510,0	516,9
$Fe_{50}Pd_{50}$	68,1	72,4	21,5	22,7
$Fe_{50}Pt_{50}$	1358,5	1386,4	619,8	632,0
$Fe_{50}Ni_{50}$	149,9	166,0	149,4	161,4

Анализ критических токов переключения (табл. 1) показывает, что спиновый вентиль с круглым поперечным сечением демонстрирует снижение критического тока переключения на величину свыше 30 % по сравнению с квадратной формой для ряда из десяти исследуемых ферромагнетиков.

1. J. A. Osborn // Phys. Rev. 2006. V. 67, no. 11–12. P. 351–357.

Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля с круглым поперечным сечением. II – перпендикулярная анизотропия слоев

Ю. А. Юсипова

ООО «Альфачип», Центральный проспект, корп. 438 А, Зеленоград, Москва, 124498
linda_nike@mail.ru

Несмотря на архитектурные преимущества, такие как совмещение памяти и логики и поддержка различных вычислительных режимов, широкое внедрение спиновых вентилей сдерживает высокое энергопотребление, что требует оптимизации их работы через управление геометрией, анизотропией и внешними полями.

В работе представлен анализ динамики свободного слоя спинового вентиля с круглым поперечным сечением и перпендикулярной анизотропией, под воздействием магнитного поля произвольной ориентации и спин-поляризованного тока, с целью оптимизации энергопотребления и чувствительности.

Динамику вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля $\vec{M}$ можно описать уравнением Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ), эффективное поле которого учитывает влияние анизотропии, спин-поляризованного тока, поля размагничивания и магнитного поля, направление которого определяется зенитным θ- и азимутальным φ-углами.

В ходе качественного анализа уравнения ЛЛГ были построены бифуркационные диаграммы на плоскости управляющих параметров «поле – ток». При этом было замечено, что вид бифуркационных диаграмм не зависит от величины азимутального угла φ, а также, что критическое поле переключения спинового вентиля в сильной степени и нелинейно зависит от угла θ. Для получения более точной численной зависимости минимального поля переключения $H_{\min}$ от направления магнитного поля при нулевом токе была построена бифуркационная диаграмма на плоскости «магнитное поле – зенитный угол» при нулевом токе. Обнаружено, что зависимость критического поля переключения $H_{\min}$ от направления магнитного поля имеет единственную точку минимума.

Применив к уравнениям для расчёта особых точек системы ЛЛГ критерии потери устойчивости стационарных состояний, аналитически получим формулу (1) для расчета критического поля переключения $H_{\min}$:

$$H_{\min} = \pm N((q^2 + sq + s^2 - 1) / q)^{1/2}, \quad (1)$$

где $q = (0{,}5\,(s-1)\,((4s+5)^{1/2} + 2s + 2s^2 - 1))^{1/3}$, $N = 0{,}5\,M_s\,(3D - 4K / (M_s^2\mu_0) - 1)$, $s = 9\cos^4\theta - 9\cos^2\theta + 1$, μ_0 – магнитная постоянная, K – константа анизотропии, M_s – намагниченность насыщения, D – форм-фактор, зависящий от отношения толщины свободного слоя к его диаметру. В данном случае, коэффициент $D = 0{,}769$. Он рассчитан для спинового вентиля диаметром 11 нм и толщиной свободного слоя 2 нм [1].

Стоит отметить, что при $D = 1$ формула (1) преобразуется в аналогичную формулу для квадратного поперечного сечения, полученную в работе [1]. Так как функция (1) имеет единственный минимум при θ = 45°, минимальное критическое поле переключения спинового вентиля с круглым поперечным сечением будет равно $\pm\,0{,}25\,M_s\,(3D - 4K / (M_s^2\mu_0) - 1)$, что в два раза меньше, чем при магнитном поле, направленном вдоль оси анизотропии (θ = 0°).

В табл. 1 представлены критические поля переключения спиновых вентилей с круглым и квадратным поперечным сечением на основе десяти различных ферромагнетиков из антипараллельного состояния в параллельное для направления магнитного поля вдоль оси анизотропии и под углом θ = 45˚.

Таблица 1

Критическое поле переключения спиновых вентилей с квадратным и круглым поперечными сечениями

Материал	$H_{\min,\,круг.}$, θ = 45°, МА/м	$H_{\min,\,круг.}$, θ = 0°, МА/м	$H_{\min,\,квад.}$, θ = 45°, МА/м	$H_{\min,\,квад.}$, θ = 0°, МА/м
Co	0,156	0,313	0,399	0,798
Fe	0,536	1,073	0,833	1,666
$Fe_{70}Co_{30}$	0,609	1,218	0,940	1,881
$Fe_{60}Co_{20}B_{20}$	0,402	0,804	0,673	1,345
$Co_{93}Gd_7$	0,313	0,626	0,480	0,960
$Co_{80}Gd_{20}$	0,012	0,024	0,026	0,052
$Co_{50}Pt_{50}$	4,589	9,178	4,450	8,899
$Fe_{50}Pd_{50}$	0,958	1,916	0,769	1,538
$Fe_{50}Pt_{50}$	4,244	8,487	4,046	8,093
$Fe_{50}Ni_{50}$	0,404	0,809	0,185	0,370

Из данных табл. 1 следует, что для магнитомягких материалов (строки 2–7) критическое поле переключения для круглого поперечного сечения существенно ниже, чем для квадратного, в то время как для магнитотвёрдых материалов (строки 8–11) наблюдается обратная тенденция.

1. Iu. A. Iusipova // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2025. V. 89. P. 533–540.

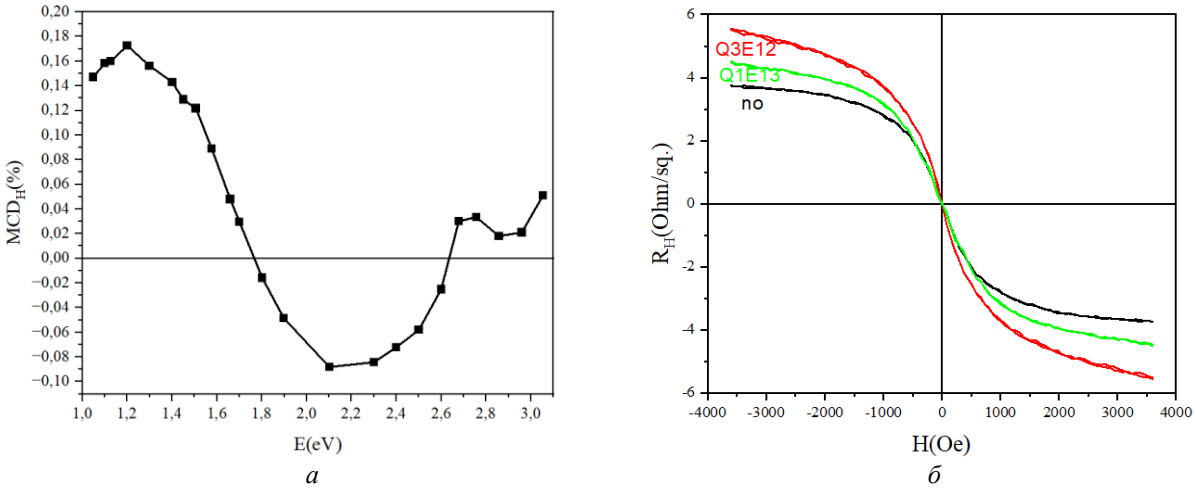
Влияние облучения протонами на GaAs-структуры с дельта-легирующими слоями Fe

А. А. Яковлева*, А. В. Кудрин, В. П. Лесников, Р. Н. Крюков

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*nastayakovleva42@gmail.com

Структуры разбавленных магнитных полупроводников (РМП) на основе GaAs, дельта-легированного Fe, имеют более совершенную кристаллическую структуру, чем РМП, полученные путём введения примеси Fe в GaAs [1]. В данной работе были получены структуры РМП на основе GaAs с тремя дельта-легирующими слоями Fe, имеющие различное значение толщины спейсерного слоя. Магнитные и транспортные свойства структур исследовались с помощью эффекта магнитного циркулярного дихроизма (МЦД), эффекта Холла и магнитосопротивления. Полученные структуры обладают собственными ферромагнитными свойствами, на что однозначно указывает наличие особенностей на спектральной зависимости эффекта МЦД (рис. 1, *а*).

Структура с наилучшими магнитными свойствами была облучена протонами с энергией 40 кэВ и дозами (Q) $3\cdot10^{12}$ и $1\cdot10^{13}$ см$^{-2}$. Анализ свойств структуры до и после облучения проводился с помощью исследования аномального эффекта Холла (рис. 1, *б*). Появление радиационных дефектов в структуре после облучения не влияет на магнитные свойства структуры, так как зависимости аномального сопротивления Холла остаются практически неизменными после облучения. Отсутствие влияния облучения на магнитотранспортные свойства структуры показывает, что проводимость в структуре на основе GaAs с тремя дельта-легированными Fe-слоями идёт по глубоким примесным состояниям железа, которые также обеспечивают возникновение ферромагнитного обменного взаимодействия.



а *б*

Рис. 1. Спектральная зависимость эффекта МЦД (*а*). Магнитополевые зависимости аномального сопротивления Холла до и после облучения протонами с различными дозами (*б*)

1. А. В. Кудрин и др. // ФТТ. 66. 1535 (2024).

Формирование динамических спиральных доменов в тонких магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией

Н. А. Янушкевич*, Д. С. Мехоношин, Л. А. Памятных

Уральский Федеральный Университет, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, Свердловская обл., 620026
*tavatui118@yandex.ru

Доменные структуры тонких магнитных плёнок во многом определяют их магнитные свойства и возможность их применения в существующих и перспективных устройствах хранения и обработки информации. Контролируемое создание доменных конфигураций с заданными параметрами является важным этапом разработки новых типов таких устройств. На примере эпитаксиальных плёнок ферритов-гранатов известно [1] явление возникновения устойчивых динамических доменных структур (ДДС) в виде спиральных и кольцевых магнитных доменов в исходно неупорядоченной лабиринтной доменной структуре под действием переменных магнитных полей. В работе [2] формирование спиральных доменов (СД) в однородном гармоническом поле было воспроизведено методом численного моделирования в рамках подхода Гинзбурга – Ландау, что позволяет изучать закономерности образования устойчивых ДДС не только в плёнках ферритов-гранатов, но в более широком классе плёнок с одноосной перпендикулярной магнитной анизотропией.

Доменная структура тонкой магнитной плёнки описывается скалярным параметром порядка $\phi(\mathbf{r}, t)$, который принимает непрерывный спектр значений в диапазоне $[-1, +1]$. Свободная энергия имеет вид

$$F[\phi] = \int d^2r \left\{ k\left(-\frac{\phi^2}{2} + \frac{\phi^4}{4}\right) + a(\nabla\phi)^2 - h(t)\phi + \frac{1}{4\pi}\int d^2\mathbf{r}'\phi(\mathbf{r})\phi(\mathbf{r}')\left(\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} - \frac{1}{\sqrt{(\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2+1}}\right)\right\},$$

где k – эффективный параметр одноосной анизотропии, a – эффективный обменный параметр, $h(t)$ – переменное поле. Уравнение динамики имеет вид [2, 3]:

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = (1-\phi^2)\left(k\phi + h(t) - \frac{1}{2\pi}\int d^2\mathbf{r}'\phi(\mathbf{r}')\left(\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} - \frac{1}{\sqrt{(\mathbf{r}-\mathbf{r}')^2+1}}\right)\right) + a\nabla^2\phi.$$

В работе [2] показано, что основными типами ДДС, возникающими в поле $h(t) = h_0 \sin \omega t$, являются однорукавные и двурукавные спиральные домены (рис. 1, *a* и *b* соответственно). В настоящей работе установлен диапазон значений эффективного параметра анизотропии k и амплитуд поля h_0, в котором происходит возникновение спиральных доменов (рис. 1, *c*) и проведено сопоставление с экспериментальными данными. Известно, что константа одноосной наведённой анизотропии плёнок ферритов-гранатов убывает с ростом температуры, что позволяет указать на качественное соответствие полученных результатов с экспериментальными данными из работы [4] (рис. 1, *d*): 1) общая область существования СД ограничена как сверху, так и снизу по обеим осям, 2) область двурукавных СД соответствует более низким амплитудам, 3) у верхней границы области однорукавных СД существует максимум при некотором значении $k(T)$.

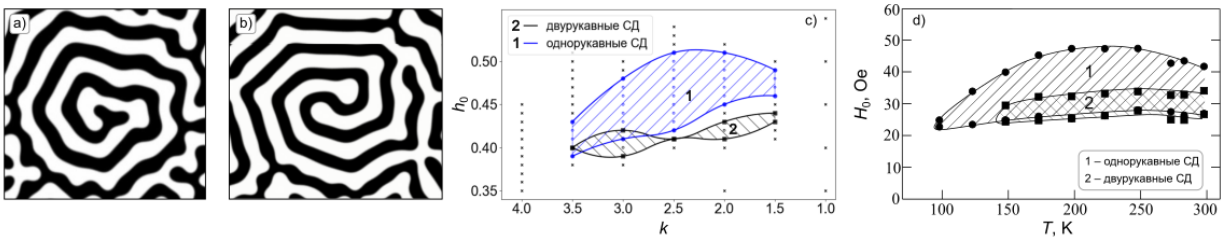


Рис. 1. Примеры однорукавного СД (*a*) и двурукавного СД (*b*), полученные в результате численного моделирования; *c* – области существования СД в гармоническом поле частотой $\omega = 9{,}0 \cdot 10^{-4}$ при значении эффективного параметра обмена $a = 3{,}2 \cdot 10^{-3}$, *d* – экспериментально установленные области существования СД в плёнке $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ при частоте переменного поля $f = 5 \cdot 10^3$ Гц [4]

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках выполнения государственного задания на 2023–2025 гг. (тема FEUZ 2026-0016).

1. Г. С. Кандаурова // УФН. 2002. Т. 172, № 10. С. 1165–1187.
2. Д. С. Мехоношин, Л. А. Памятных // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 120, № 4. С. 260–266.
3. E. A. Jagla // Phys. Rev. B. 2005. V. 72, no. 9. P. 094406.
4. О. П. Щетников, Л. Ю. Агафонов, Д. С. Мехоношин, Л. А. Памятных // Известия РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78, № 9. С. 1194.

Секция 3

Полупроводниковые наноструктуры: электронные, оптические свойства, методы формирования

Коническая рефракция низкокогерентного света и генерация игольчатого пучка

С. Х. Абдулразак*, Н. Г. Дерягин, В. В. Дюделев, Г. С. Соколовский

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
*sausana95@mail.ru

Исследование посвящено анализу влияния пространственной когерентности и поляризационных свойств излучения на характер конической рефракции и на формирование игольчатых пучков, демонстрирующих бездифракционное распространение. Коническая рефракция в двуосных кристаллах представляет собой в плоскости Ллойда два концентрических кольца с ортогональными азимутальными состояниями поляризации, разделенных темным кольцом Поггендорфа [1]. Однако характер этой структуры чувствителен к степени когерентности входного излучения. При использовании источников с плохой когерентностью интерференционные минимумы сглаживаются, и двойная кольцевая структура переходит в однородное яркое кольцо. Подобное поведение хорошо описывается параксиальной моделью двойного конуса конической рефракции и подтверждается экспериментально.

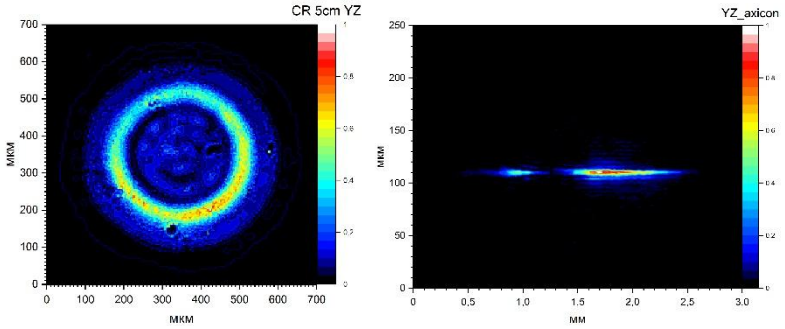


Рис. 1. Слева – поперечное распределение интенсивности конически преломленного излучения в плоскости Ллойда при низкой пространственной когерентности; справа – продольный профиль сформированного на его основе игольчатого пучка. Длина зоны распространения составляет около 2,2 мм, диаметр в точке максимальной интенсивности – 4,5 мкм

Бесселевы пучки, известные своими недифрагирующими и самовосстанавливающими свойствами, используются для оптических и акустооптических методов визуализации, обеспечивая большую глубину фокуса по сравнению с гауссовыми пучками [2]. Однако наличие выраженных боковых колец приводит к увеличению поперечного размера и, как следствие, снижению пространственного разрешения и контрастности изображения. Игольчатые пучки, напротив, характеризуются подавлением боковых колец и более чёткой осевой локализацией, что делает их привлекательными для задач трёхмерной визуализации и оптического сканирования.

В настоящей работе экспериментальная схема была аналогична установке [1]. Для снижения когерентности применялся ирис, установленный на расстояниях 4, 5 и 6 см от лазера. При этом наблюдалось заметное изменение структуры кольца конической рефракции: при низкой когерентности формировалось одно яркое кольцо с диаметром около 500 мкм. Длина распространения пучка составляла приблизительно 20 см. В плоскости кольца устанавливался оригинальный аксикон с углом при вершине 160°, что обеспечивало генерацию игольчатого пучка с длиной распространения около 2,2 мм. Из-за остаточной интенсивности в центре кольца регистрировалось появление дополнительного слабого пучка на расстоянии 0,5–1,2 мм от основного максимума. Диаметр основной световой иглы составлял около 4,5 мкм в области пика интенсивности.

Для сравнения проводились измерения для когерентного излучения, где структура распределения сохраняла характерное тёмное кольцо Поггендорфа, что способствует формированию однородного игольчатого пучка с подавленными боковыми кольцами. Такая стратегия существенно расширяет возможности применения игольчатых пучков в биофотонике, лазерной микрообработке и оптомеханическом контроле частиц на больших расстояниях, где критичны глубокая фокусировка и стабильная осевая локализация без механического сканирования.

1. Mylnikov V. Yu, Losev S. N., Dudelev V. V., Fedorova K. A., Rafailov E. U. and Sokolovskii G. S. “Conical refraction with low-coherence light sources” // Optics Express 27, no. 18 (2019): 25428–25435.
2. Zhou, Yifeng, Naidi Sun and Song Hu. “Deep learning-powered Bessel-beam multiparametric photoacoustic microscopy” // IEEE transactions on medical imaging. 41.12. 3544–3551 (2022).

Формирование Al_2O_3-покрытия на поверхности Ni-порошков для создания варисторных структур

Д. С. Абрамкин*[1,2], В. А. Селезнев[1], Б. В. Волошин[1], А. С. Петров[1], В. И. Вдовин[1], Ю. А. Живодков[1], М. С. Аксёнов[1], Т. М. Залялов[1], Д. Р. Исламов[1], Д. Н. Клименко[2]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]АО «Новосибирский завод радиодеталей «Оксид», ул. Кирова, 82, Новосибирск, 630102
*dalamber.07@mail.ru

Варистор представляет собой электронный компонент с симметричной и нелинейной вольт-амперной характеристикой (ВАХ). Варисторы применяются в устройствах защиты от перенапряжения. На настоящий момент основным материалом для производства варисторов служит порошок ZnO [1]. Однако ранее было показано, что использование металлического порошка (Ni), покрытого слоем Al_2O_3, позволяет существенно увеличить коэффициент нелинейности варистора (до ~ 320) и снизить время его срабатывания (до ~ 0,5 нс) [2]. В докладе обсуждаются результаты исследования планарных и порошковых варисторных Ni/Al_2O_3-структур, туннельно-прозрачный слой Al_2O_3 в которых был выращен методом атомно-слоевого осаждения (АСО).

Метод АСО примечателен тем, что позволяет формировать тонкие однородные покрытия на поверхностях с существенно развитым рельефом. Эта особенность АСО обусловлена ограничением адгезии атомов прекурсора на ростовую поверхность в количестве не более 1 монослоя. На первом этапе изучались планарные Ni/Al_2O_3/Ni-структуры. Осаждение Al_2O_3 проводилось на слои Ni, выращенные методом магнетронного распыления. Контактные площадки Ni были сформированы методами фотолитографии и плазмохимического травления. Латеральные размеры контактов составляли 1×1 мм. Слои Al_2O_3 формировались как методом плазменно-стимулированного АСО, так и термического АСО. Толщина и температура формирования слоя Al_2O_3 варьировалась в пределах 15÷63 нм и 190÷250 ºС соответственно. Исследования поверхности Ni до нанесения диэлектрика и поверхности сформированного слоя Al_2O_3 методом атомно-силовой микроскопии показали, что среднеквадратичная шероховатость слоёв как Ni, так и Al_2O_3 составляет около 0,9÷1,1 нм. Анализ изображений поперечного среза Ni/Al_2O_3/Ni-структур методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) показал, что слои Al_2O_3 характеризуются однородной толщиной и формируются без разрывов на протяжении как минимум одной контактной площадки (1 мм). Исследованы электрофизические свойства полученных слоёв Al_2O_3. Показано, что плотность тока утечки через Al_2O_3 составляет порядка 0,3–2 нА/см$^{-2}$, а ёмкость структуры хорошо соответствует расчётным значениям. Обнаружено, что оптимальным с точки зрения минимизации токов утечки и повышения процента годных контактов является режим роста методом термического АСО при температуре 250 ºС. Были измерены нелинейные ВАХ Ni/Al_2O_3/Ni-структур. Коэффициент нелинейности ВАХ растёт с 17 до 200, а характеристическое напряжение – с 3 до 30 В при увеличении толщины слоя диэлектрика с 15 до 63 нм.

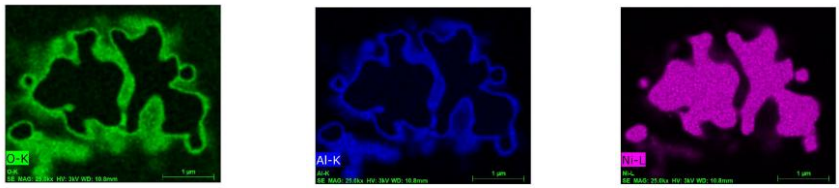


Рис. 1. Пространственные распределения элементов (слева направо): O, Al и Ni по поверхности среза зёрен N порошка с Al_2O_3 покрытием

Рост слоя Al_2O_3 проводился в оптимальном режиме, определённом на предыдущем этапе. Исследования поверхности срезов зёрен Ni/Al_2O_3 порошка методом СЭМ показали, что удаётся сформировать сплошное Al_2O_3-покрытие поверхности Ni-зерна. Исследование срезов методом энерго-дисперсионного анализа позволило построить пространственное распределение элементов по поверхности среза, представленное на рисунке 1. Статистический анализ толщины получаемого покрытия показал, что, несмотря на безразрывность, оно характеризуется разбросом толщины в пределах 45–63 нм (17 %). Такой существенный разброс толщины Al_2O_3 может существенно ухудшить характеристики варистора, поэтому планируется проведение работ по повышению однородности слоёв Al_2O_3 на поверхности Ni-порошка. Предполагается исследование влияния продолжительности фаз АСО процесса на формирование слоя Al_2O_3.

Таким образом, в результате проведённых работ был: 1) определён оптимальный режим роста слоёв Al_2O_3 на поверхности Ni и 2) показана возможность формирования Al_2O_3-покрытия на поверхности зёрен Ni-порошка.

Работа проведена в рамках контракта № 0527-2025-00177.

1. J. Liu, Y. Chen, Y. Cui et al. // J. Mater. Sci.: Mater. Electron. 2017. V. 28. P. 2015–2022.
2. M. A. Weimer et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 164101–164104.

Электростатический контроль коррелированных фаз в двумерной муаровой структуре WSe_2/WS_2

А. Н. Абрамов[1]*, Э. О. Чиглинцев[3], Т. О. Осколкова[1], Д. А. Бандурин[4], И. В. Иорш[2], А. И. Чернов[2,3], В. Кравцов[1]

[1]Физико-технический факультет Университета ИТМО, Санкт-Петербург, Россия
[2] Российский квантовый центр, Сколково, Москва, Россия
[3] Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия
[4] Национальный университет Сингапура, Сингапур
*artem.abramov@metalab.ifmo.ru

Муаровые структуры являются мощной платформой для изучения физики твердого тела с перспективами применения в области разработки новых квантовых симуляторов. Гетероструктуры на основе двумерных материалов позволяют создавать муаровые сверхрешетки и управлять электронными состояниями с уникальными степенями свободы, такими как угол скручивания, рассогласование решетки, деформация, легирование носителями заряда, а также внешними электрическими и магнитными полями. Это позволяет реализовывать и изучать различные фундаментальные многочастичные квантовые модели физики конденсированного состояния [1]. В дополнение, сильный оптический отклик экситонов в таких структурах обеспечивает прямое оптическое считывание [2]. К настоящему времени в гетероструктурах WSe_2/WS_2 наблюдались коррелированные электронные фазы (например, изолятор Мотта) и активно изучается соответствующая динамика экситонов [3].

Мы исследуем устройство с муаровой сверхрешеткой на основе монослоев WSe_2 и WS_2 в R-укладке с контактом, верхним и нижним затворами для независимого управления плотностью свободных носителей заряда и электрическим полем смещения (рис. 1, *а*). Контакты и затворы изготовлены из атомарно тонких графитовых и золотых электродов, изготовленных методом электронно-лучевой литографии. Спектры ФЛ измерены при 8 К при возбуждении лазером длиной волны 633 нм и демонстрируют сложную зависимость от напряжения на затворе (рис. 1, *b*). Мы наблюдаем межслоевой экситон (IX) при 1,38–1,42 эВ и сдвиг его энергии вблизи коэффициента электронного заполнения n = 1 муаровой сверхрешетки. В диапазоне между коэффициентами заполнения n = 0 и n = 1 мы отчетливо наблюдаем ряд максимумов в спектрах ФЛ, соответствующих дробным коэффициентам заполнения муаровой сверхрешетки [4]. Интересно, что мы также наблюдаем непрерывный сдвиг энергии локальных максимумов фотолюминесценции с напряжением. На рис. 1, *c* показан такой сдвиг пика ФЛ, соответствующий коэффициенту заполнения n = 2/3. Это объясняется пространственной неоднородностью угла скручивания между монослоями полупроводников, где градиент угла скручивания внутри лазерного пятна возбуждения создает определенные пространственные распределения как энергии IX, так и коэффициента заполнения. Кроме того, наблюдаемому эффекту также может способствовать локальная деформация при растяжении или сжатии. Отметим, что наличие такой неоднородности в гетероструктуре в принципе позволяет нам манипулировать пространственным положением желаемого коррелированного состояния в гетероструктуре в пределах пятна возбуждающего лазера. Дальнейшие исследования динамики экситонов в таких структурах обеспечат лучшее понимание процессов, происходящих в муаровых сверхрешетках, и помогут в разработке 2D-квантовых симуляторов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект 25-22-20038. Благодарим за поддержку Санкт-Петербургский научный фонд, проект 25-22-20038.

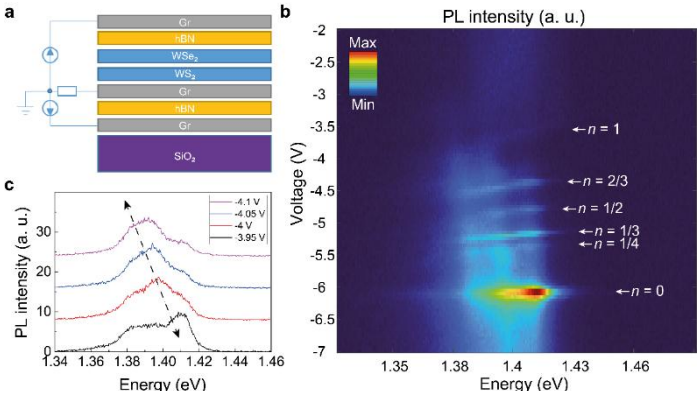


Рис. 1. *а* – схема образца; *б* – зависимость спектра фотолюминесценции гетероструктуры WSe_2/WS_2 от напряжения на затворе; *с* – сдвиг коэффициента заполнения n = 2/3 при приложенном напряжении (пунктирная линия схематично показывает сдвиг максимума ФЛ)

1. F. Wu et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121, № 2. P. 026402.
2. C. Jin et al. // Nature. 2019. V. 576, № 7746. P. 76–80.
3. Y. Tang et al. // Nature. 2020. V. 579, № 7799. P. 353–358.
4. Z. Lian et al. // Nat. Phys. 2024. V. 20, № 1. P. 34–39.

Ударная ионизация в узкозонных квантовых ямах на основе гетероструктур CdHgTe

В. Я. Алешкин*, А. А. Дубинов, В. В. Румянцев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*aleshkin@ipmras.ru

Процесс ударной ионизации лежит в основе работы многих полупроводниковых приборов: лавинно пролетного диода, лавинных фотодетекторов, лавинных транзисторов, лавинных QWIP и солнечных элементов. В объемных полупроводниках ударная ионизация достаточно хорошо изучена (см. обзор [1]). Как правило, ударная ионизация исследуется в случае приложения к полупроводнику сильных электрических полей, благодаря которым появляются носители с высокой кинетической энергией, которые могут принимать участие в этом процессе. Однако это явление слабо исследовано в квантовых ямах, особенно в случае, когда ударная ионизация происходит не в сильных электрических полях, а при воздействии оптического излучения.

В лазерах на основе узкозонных квантовых ям HgTe [2], в которых разрывы энергий краев зон превосходят ширину запрещенной зоны, в условиях оптического возбуждения фотонами, энергия которых существенно больше ширины запрещенной зоны, процессы ударной ионизации могут увеличивать концентрацию фотоносителей. Это может приводит к снижению пороговых плотностей энергии накачки.

Цель данной работы состоит в вычислении вероятности ударной ионизации в условиях оптического возбуждения в узкозонных квантовых ямах. Мы рассмотрели 6.8 нм $Cd_{0.067}Hg_{0.933}Te$ квантовую яму, окруженную $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ барьерами, в которой расстояние между основной и возбужденной электронными подзонами порядка ширины запрещенной зоны (рис. 1). В таких структурах возможна ударная ионизация без изменения импульса электрона, когда электрон, инициирующий процесс, в результате ударной ионизации переходит с возбужденной подзоны на основную, а второй электрон переходит из валентной подзоны в основную электронную подзону.

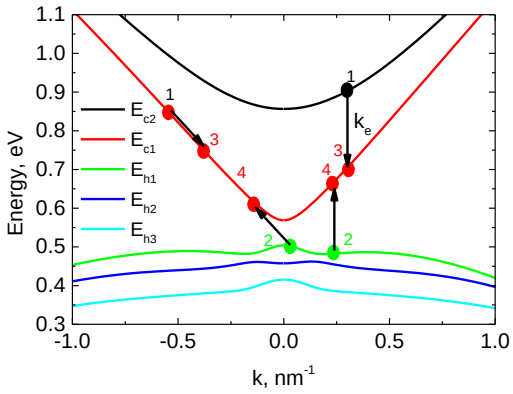


Рис. 1. Зонная структура 6.8 нм квантовой ямы $Cd_{0.067}Hg_{0.933}Te$, окруженной $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ барьерами. Стрелками показаны возможные электронные переходы при ударной ионизации. Цифрами 1 и 2 обозначены начальные состояния электронов, а цифрами 3 и 4 – конечные

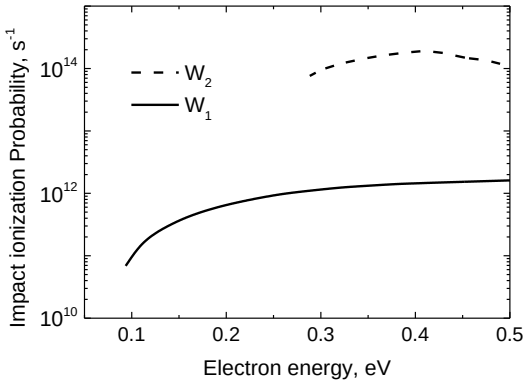


Рис. 2. Зависимости вероятности ударной ионизации для электронов первой W_1 и второй подзон W_2 от энергии электрона. Энергия электрона отсчитывается от дна первой подзоны

На рис. 1 приведен вычисленный с помощью kp-метода спектр электронов в 6.8 нм квантовой яме $Cd_{0.067}Hg_{0.933}Te$, окруженной $Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ барьерами, и схема электронных переходов при ударной ионизации. На рис. 2 приведены вычисленные зависимости ударной ионизации от энергии электронов для электронов первой и второй подзон. Из рисунка видно, что вероятность ударной ионизации электроном второй подзоны примерно на два порядка выше, чем вероятность ударной ионизации электроном первой подзоны. Причина этого состоит в возможности электронных переходов с малым изменением импульса при ударной ионизации для электронов второй подзоны.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00310-П.

1. A. P. Dmitriev, M. P. Mikhailova, I. N. Yassievich // Phys. Stat. Sol. (b) 1987. V. 140. P. 9–37.
2. V. V. Rumyantsev, A. A. Dubinov, V. V. Utochkin et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V.121, 182103.

Рассеяние краевых мод топологических изоляторов, вызванное недиагональным беспорядком

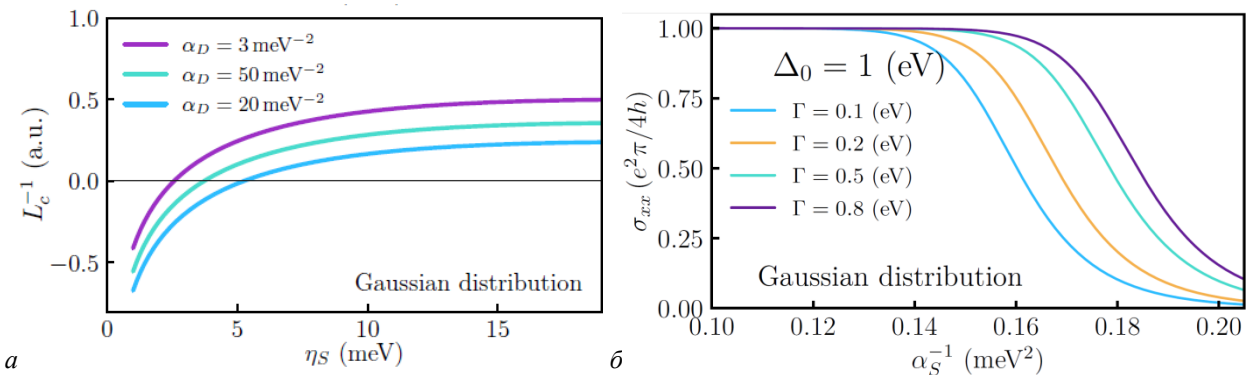
З. З. Алисултанов

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Институтский пер., 9, 141701

Подавляющее большинство известных классических трёхмерных топологических изоляторов, таких как $Bi_2\ Se_3$ и $Sb_2\ Te_3$, обладают слоистой или квазидвумерной структурой [1]. Значительный интерес также представляют искусственные гетероструктуры на их основе [2]. Это делает актуальным исследование недиагональных типов беспорядка, при котором параметры системы случайно флуктуируют от слоя к слою.

Мы исследовали электронные свойства многослойного топологического изолятора (МТИ) в условиях недиагонального беспорядка, когда параметры межслойного туннелирования флуктуируют от слоя к слою [3, 4]. Включив такой тип беспорядка в модель гамильтониана Буркова – Балентса, мы изучили его симметрийные свойства. Проанализировано влияние недиагонального беспорядка на локализацию краевых мод в МТИ.

Мы оценили длину локализации для трёх распределений беспорядка: равномерного, гауссова и лоренцева. В то время как равномерный беспорядок слабо уменьшает длину локализации, два других распределения могут её увеличивать (вплоть до делокализации в случае гауссова распределения (рис. 1, *а*)). Недиагональный беспорядок сохраняет киральность, но также может способствовать делокализации краевых мод и туннелированию между ними, подрывая топологическую защиту. Мы вычислили поправку к продольной проводимости, возникающую из-за туннельных эффектов между разными краевыми состояниями, и показали, что такой беспорядок может вызывать отклонение краевой проводимости от квантованного значения (рис. 1, *б*).



а *б*

Рис. 1. *а* – зависимость обратной длины локализации (глубины проникновения) краевой моды от флуктуаций межслойного параметра туннелирования для гауссова распределения флуктуаций; *б* – зависимость продольной краевой проводимости от обратной величины флуктуации межслойного параметра туннелирования для гауссова распределения флуктуаций

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00656.

1. H. Zhang, C. X. Liu, X. L. Qi, X. Dai, Z. Fang, & S. C. Zhang // Nature physics, 5(6), 438 (2009).
2. I. Belopolski, R. Watanabe, Y. Sato et al. // Nature 637, 1078 (2025).
3. Z. Z. Alisultanov, A. Kudlis // Phys. Rev. B 109, 165141 (2024).
4. Z. Z. Alisultanov, A. Kudlis // Phys. Rev. B 112, 205108 (2025).

Исследование коллоидного раствора квантовых точек структуры ядро/оболочка состава $AgInS_2/ZnS$

С. В. Амарантов

«Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова» Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники, НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Ленинский проспект, д. 59, 119333
amarantov_s@mail.ru

Структурно-люминесцентные квантовые точки (КТ) I-III-VI (I = Cu, Ag; III = In, Al, Ga; VI = S, Te, Se) [1] обладают возможностями тонкой настройки спектрального диапазона путем изменения размера и состава. Это делает возможным спроектировать КТ, испускающие свет в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах. Благодаря низкой токсичности и люминесцентной и коллоидной стабильности, КТ состава I-III-VI возможно использовать в качестве многофункциональных люминесцентных меток в живых организмах. Наличие трех и более элементов в составе позволяет изменять и улучшать оптические и электронные свойства КТ, открывая новые возможности для получения и применения люминесцентных наночастиц. Разделения по размеру КТ $AgInS_2/ZnS$ (AIS/ZnS) концентрировали и фракционировали методом многократного переосаждения и центрифугирования [2]. Таким методом было получено восемь фракций (N = 8) КТ с диаметром D_{max} КТ от 4,0 нм до 12,0 нм. Были получены спектры поглощения, люминесценции, кинетики затухания люминесценции, был проведен элементный анализ, определены размеры частиц методом лазерного динамического светорассеяния и рентгеновским малоугловым рассеянием (SAXS).

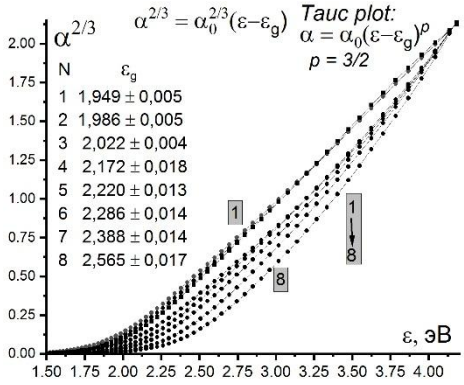


Рис. 1. График Таука спектров поглощения восьми фракций КТ, указаны вычисленные из него значения ширин запрещенной зоны

С уменьшением размеров частиц происходит смещение спектров люминесценции в коротковолновую область и уменьшение среднего времени свечения в кинетике затухания люминесценции. Исследование внутренней структуры КТ проводилось методом SAXS. Используя модель сферически симметричного приближения, из кривой рассеяния было получено распределение радиальной плотности внутри частицы $\rho(r)$. С ростом номера образца, который пропорционален времени седиментации, размер КТ постепенно уменьшался. В работе предложена методика вычисления профиля радиального распределения плотности в зависимости от радиуса КТ.

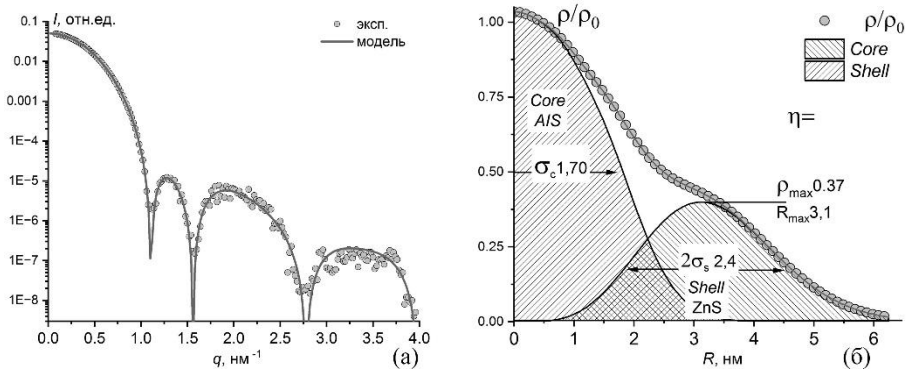


Рис. 2. *а* – кривая рассеяния для N1, *б* – соответствующий *а* модельный профиль плотности $\rho(r)$

В результате получено, что радиальное распределение рассеивающего профиля плотности $\rho(r)$ коллоидных растворов КТ описываются структурой ядро-оболочка, найдены значения радиусов ядра и оболочки как параметры модели в параболическом приближении.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

1. Johnson C. M., Pate K. M., Shen Y. et al. // J. Colloid Interface Sci. 2015. Vol. 458. P. 310−314.
2. Raevskaya A. E., Lesnyak V., Haubold D. et al. // Phys. Chem. 2017. Vol. 121. P. 9032.

Энергия переходов в спектрах спонтанной и стимулированной эмиссии InN-структур в зависимости от концентрации равновесных и фотовозбужденных носителей

Б. А. Андреев*, К. Е. Кудрявцев, Л. В. Красильникова, Д. Н. Лобанов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*boris@ipmras.ru

Гетероструктуры с активной средой InN представляют значительный интерес для применений в излучающих и фотоэлектрических устройствах ближнего ИК-диапазона в области прозрачности кремния и минимальных потерь в оптических волокнах [1]. Одной из важных характеристик светодиодов и лазеров является зависимость спектрального положения полосы эмиссии от уровня легирования и интенсивности накачки (плотности неравновесных носителей), определяемая конкуренцией двух известных эффектов: эффекта сужения запрещённой зоны (BGN, band gap narrowing) вследствие многочастичных взаимодействий и эффекта Бурштейна – Мосса (B – M) – заполнения высокоэнергетичных электронных состояний с вовлечением их в излучательную рекомбинацию. Для вырожденного *n*-InN экспериментальные данные о характере этих эффектов неполны и противоречивы. В литературе отмечался синий сдвиг фотолюминесценции *n*-InN как при росте уровня легирования, так и при усилении накачки, что объяснялось соответствующим сдвигом квазиуровней Ферми для равновесных электронов при легировании и генерируемых дырок при фотовозбуждении [2, 3], однако для величины BGN оценки приводились с большим разбросом; для режима же стимулированного излучения такие эксперименты и оценки ранее не проводились.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования положения спектров спонтанного и стимулированного излучения InN в зависимости от концентрации носителей как в условиях, близких к равновесным, так и при интенсивном фотовозбуждении. Исследовались гетероструктуры *n*-InN/GaN/AlN, выращенные на Al_2O_3 и Si с концентрацией равновесных электронов от $3\cdot10^{17}$ до $2\cdot10^{19}$ см$^{-3}$. При импульсной накачке для большинства исследованных структур наблюдалось стимулированное излучение в диапазоне 650–750 мэВ. Значения оптической ширины запрещенной зоны $E_G^*(n,T)+E_F$, полученные при описании формы спектров ФЛ по модели [4], были использованы для построения концентрационной зависимости [5]

$$E_G^*(n,T)+E_F=-A\ \left(\frac{n}{10^{18}}\right)^{\frac{1}{3}}+B\left(\frac{n}{10^{18}}\right)^{\frac{2}{3}},$$

где $E_G^*(n,T)$ – эффективная ширина запрещенной зоны, E_F – уровень Ферми, n – концентрация равновесных электронов. В результате были определены коэффициенты A = 53 мэВ и B = 39 мэВ, оценивающие вклады эффектов BGN и B – M, соответственно, в величину эффективной ширины запрещенной зоны и в смещение спектров спонтанного излучения. По этим оценкам при концентрации электронов до $n\le5\cdot10^{17}$см$^{-3}$ доминирует уменьшение ширины запрещенной зоны вследствие обменного взаимодействия. Линии стимулированной эмиссии, наблюдаемые при импульсном возбуждении, демонстрировали красное смещение в несколько мэВ, показывая, что динамический эффект BGN превосходит эффект BM при интенсивности накачки от порога генерации до насыщения усиления.

Работа выполнена на оборудовании УСУ «Фемтоспектр» ЦКП ИФМ РАН в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект FFUF-2024-0019.

1. G. Li, M. Zhu, Z. Guo et al. // J. Mater. Chem. C. 2024.12. P. 12150.
2. S. P. Fu, Y. F. Chen, Keewee Tan // Solid State Commun. 2006. V. 137. P. 203.
3. A. Mohanta, D.-J. Jang, G.-T. Lin et al. // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 023703.
4. V. Y. Davydov, A. A. Klochikhin // Semiconductors 2004, V. 38. P. 861.
5. V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin, V. V. Emtsev et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 2002. V. 234. P. 787.

Поперечные плазмон-поляритоны в поглощении двумерных электронных систем на диэлектрических подложках

И. В. Андреев*, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, ул. Акад. Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
*andreev@issp.ac.ru

Для описания коллективной динамики носителей заряда в плазме важное значение имеет задача классификации различных плазменных мод по симметрии. Известно, что собственные моды в трехмерной плазме делятся на чисто продольные и имеющие поперечную компоненту вектора электрического поля. До недавнего времени в физике двумерных электронных систем (ДЭС) считалось, что все плазменные моды в ДЭС носят чисто продольный характер. Однако недавно в ДЭС на диэлектрических подложках конечной толщины были обнаружены и описаны моды существенно другого типа, получившие название поперечных плазмон-поляритонов. Такие поперечные плазмон-поляритонные моды в ДЭС являются результатом гибридизации резонансов Фабри – Перо в подложке и циклотронного резонанса в ДЭС, и отвечают колебаниям носителей заряда в плоскости ДЭС как целого при возбуждении нормально падающей электромагнитной волной.

К настоящему моменту точная аналитическая теория поперечных плазмон-поляритонов в ДЭС в перпендикулярном внешнем магнитном поле построена для двух предельных случаев: резонансы пропускания ДЭС на подложке без заднего затвора [2] и резонансы поглощения ДЭС на подложке с бесконечно проводящим задним затвором [3]. При этом в случае работы [3] авторами получено приближенное выражение для магнитодисперсии резонанса поглощения циркулярно поляризованной нормально падающей электромагнитной волны в низкочастотной области, когда частота резонанса существенно меньше частоты нижайшего резонанса Фабри – Перо в подложке. Эта приближенная магнитодисперсия линейна по магнитному полю, что позволяет авторам [3] говорить о т. н. перенормировке циклотронного резонанса.

Представляет интерес построить общую теорию для поперечных плазмон-поляритонов в ДЭС на диэлектрической подложке с задним затвором с произвольным значением проводимости. Такая теория, в частности, позволит получить непрерывный переход между двумя единственно изученными предельными случаями.

В данной работе получены точные аналитические выражения для коэффициентов отражения и поглощения циркулярно поляризованной нормально падающей электромагнитной волны в ДЭС на диэлектрической подложке с задним затвором с произвольным действительным значением проводимости в перпендикулярном магнитном поле. Показано, что коэффициент поглощения инвариантен относительно одновременного изменения частоты падающего электромагнитного излучения и циклотронной частоты для носителей заряда на целое кратное частотного расстояния между модами Фабри – Перо подложки. Это дополнительно подтверждает, что описываемые резонансы можно рассматривать как циклотронный резонанс в ДЭС, модифицированный интерференционной картиной стоячих электромагнитных волн в подложке.

Из анализа выражения для коэффициента поглощения получены магнитодисперсионные зависимости для поперечных плазмон-поляритонов. Показано, что магнитодисперсия полностью определяется двумя безразмерными параметрами, один из которых характеризует силу плазмон-фотонного взаимодействия, а второй – граничное условие для отражения электромагнитной волны в плоскости заднего затвора, определяющее интерференцию в подложке. В области низких частот закон магнитодисперсии поперечных плазмон-поляритонов допускает простую линеаризацию типа перенормировки циклотронной частоты. Одним из интересных результатов данной работы является то, что можно подобрать параметры системы таким образом, что линеаризованная магнитодисперсия в низкочастотной области будет иметь сколь угодно большой наклон, или же что ее наклон приобретет отрицательный знак, т. е. плазмон-поляритонный резонанс можно будет наблюдать в «неправильной» циркулярной поляризации возбуждающего излучения. В свете активного развития техники метаматериалов микроволнового и терагерцового диапазонов частот также важно отметить, что полученные в работе выражения допускают сравнительно простое обобщение на случай и комплексной (но не зависящей от магнитного поля) проводимости заднего затвора.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

1. A. Shuvaev, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin et al. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 126. P. 136801.
2. P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, and I. V. Kukushkin // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 121404(R).
3. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. P. 125301.

Генерация униполярных аттосекундных импульсов при туннельной ионизации прямоугольной квантовой ямы

Р. М. Архипов*, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26, 194021
*arkhipovrostislav@gmail.com

Оптика униполярных электромагнитных импульсов является бурно развивающимся направлением современной фотоники, см. обзоры [1, 2], монографию [3] и работы [4, 5]. Уникальность таких импульсов, характеризующихся ненулевой площадью электрического поля, заключается в их способности оказывать направленное силовое воздействие на заряженные частицы. Это открывает новые возможности для управления сверхбыстрыми процессами в веществе, для создания элементов петагерцовой электроники и развития аттосекундной спектроскопии [6]. Однако механизмы генерации униполярного излучения на микроскопическом уровне остаются малоизученными, что стимулирует поиск новых физических принципов создания таких импульсов. В работе представлены результаты численного моделирования генерации униполярных аттосекундных импульсов при туннельной ионизации электрона из прямоугольной квантовой ямы. Методом решения нестационарного уравнения Шрёдингера показано, что прямоугольная квантовая яма может служить элементарным источником униполярного излучения. Ключевым преимуществом предложенного механизма является отсутствие процессов возврата электрона к родительскому иону, характерных для атомных систем. В отличие от традиционных механизмов генерации гармоник высокого порядка, где движение электрона включает сложные процессы рекомбинации, ускорения и возврата к родительскому иону, в прямоугольной яме после ионизации электрон не возвращается обратно, что обеспечивает формирование чистого униполярного отклика. Исследована зависимость характеристик генерируемого излучения от параметров ямы и лазерного импульса. Показано, что оптимальные условия для генерации униполярных импульсов достигаются при длительности возбуждающего менее оптического цикла (рис. 1). В этом случае импульс содержит строго две полуволны противоположной полярности: первая полуволна эффективно выбивает электронный пакет из ямы, а вторая останавливает его за пределами ямы. Такая динамика обеспечивает формирование строго униполярного импульса излучения с четко выраженным передним фронтом и отсутствием дополнительных осцилляций. Полученные результаты открывают новые возможности для создания компактных источников униполярного излучения на основе твердотельных наноструктур.

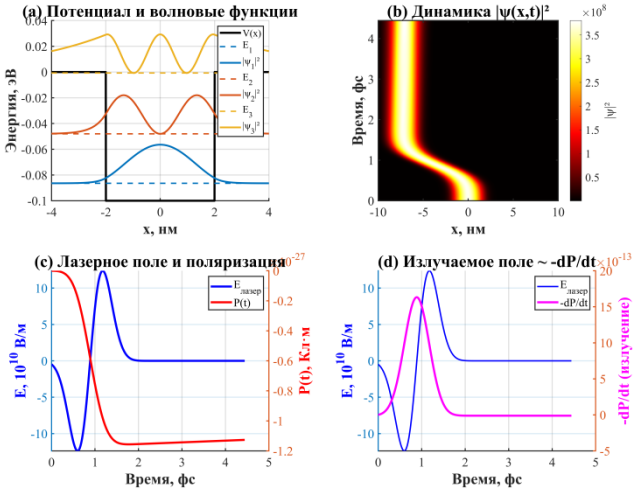


Рис. 1. *a* – одномерная квантовая яма, *b* – динамика волновой функции, *c* – возбуждающий лазерный импульс и наведенная поляризация P(t), *d* – первая производная наведенной поляризации dP/dt, пропорциональная полю излучения в ближней зоне, – униполярный импульс

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00012).

1. Н. Н. Розанов, М. В. Архипов, Р. М. Архипов, А. В. Пахомов // Contemporary Physics. 2023. V. 64, № 3. P. 224.
2. Н. Н. Розанов, М. В. Архипов, Р. М. Архипов // Успехи физических наук. 2024. V. 194, № 11. P. 1196.
3. Н. Н. Розанов, М. В. Архипов, Р. М. Архипов // Терагерцовая фотоника / Под ред. В. Я. Панченко, А. П. Шкуринова. М. : РАН, 2023. P. 360–393.
4. R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov // Optics Letters. 2025. V. 50, № 19. P. 6181–6184.
5. L. Qin, Y. Wang, Z. Chen, M. Sun, Z. Chen, Y. Tian, X. Yan et al. // Ultrafast Science. 2025. V. 5. P. 0119.
6. R. Arkhipov, O. Diachkova, M. Arkhipov, I. Kislyakov, J. Wang, N. Rosanov // Optical Materials Express. 2025. V. 15, № 8. P. 1987–2003.

Осаждение тонких диэлектрических покрытий SiN_x, SiO_2, Al_2O_3 и NCD на алмазе

Е. А. Архипова[1]*, М. Н. Дроздов[1], С. А. Краев[1], О. И. Хрыкин[1], А. И. Охапкин[1], Е. В. Демидов[1], П. А. Юнин[1], М. А. Лобаев[2], А. Л. Вихарев[2], С. А. Богданов[2], В. А. Исаев[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Н. Новгород, 603950
*suroveginaka@ipmras.ru

Важной задачей на пути к созданию электронных приборов на основе алмаза является получение качественных тонких диэлектрических покрытий [1].

Целью данной работы является отработка технологии создания на алмазе диэлектрических покрытий SiN_x, SiO_2, Al_2O_3 и нанокристаллического алмаза (NCD), а также исследование их электрофизических характеристик.

Осаждение слоев нитрида кремния SiN_x и NCD проводились плазмохимическим методом в индуктивно-связанной плазме. Методом атомно-слоевого осаждения (ALD) были получены слои Al_2O_3 и SiO_2 на установке «Picosun R200 Advanced». Пленка SiO_2 была получена также методом электронно-лучевого испарения на вакуумной напылительной установке «AMOD».

На основе полученных диэлектрических слоев были изготовлены МДП-структуры на CVD-алмазе и сформированы металлические контакты Ti/Pt/Au для проведения измерений, как показано на вставке к рис. 1. Были проведены комплексные исследования таких структур. Диэлектрические свойства полученных покрытий определялись путем снятия их вольт-амперных (рис. 1) и вольт-фарадных характеристик.

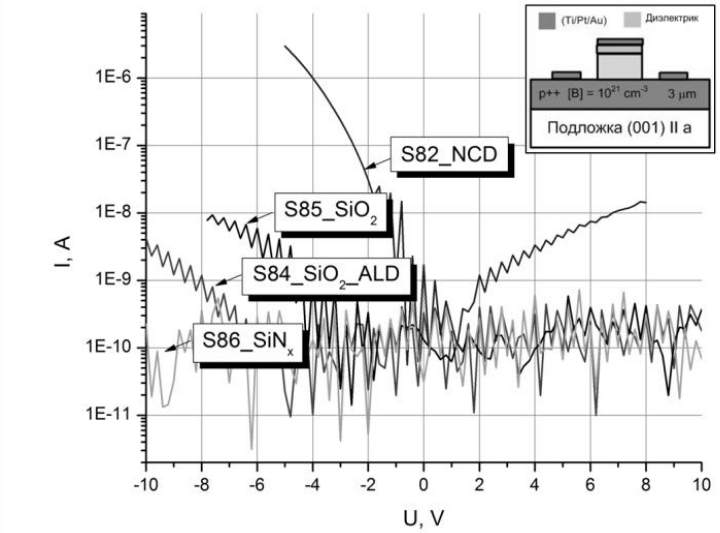


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики МДП-структур с различными диэлектрическими пленками

Рисунок 1 показывает, что минимальными токами утечки в области напряжений от −10 В до 10 В обладает МДП-структура с диэлектрической пленкой SiN_x. Все исследуемые диэлектрические покрытия обладали высоким полем пробоя в диапазоне 8–10 МВ/см. Методом малоугловой рентгеновской рефлектометрии (МУРР) была исследована толщина, плотность, шероховатость покрытия и шероховатость интерфейса диэлектрик-алмаз. В таблице приведены результаты этих исследований.

Таблица 1. Результаты измерения диэлектрических покрытий методом МУРР

Диэлектрик	Структура	Толщина, нм	Шероховатость поверхности/интерфейса, нм	Плотность покрытия, г/см^3
SiO_2	S84	48,4	1/0,3	2,2
SiO_2	S85	67,5	1/0,2	2,15
SiN_x	S86	53,2	2,2/0,5	2,3
Al_2O_3	S83	63,8	1,7/1	2,6
NCD	S82	85	10/3	3,4

Отработана и развита технология осаждения диэлектрических покрытий к алмазу. Оптимизация нанесения диэлектрических слоев позволит выработать подходы к дальнейшему формированию МДП-структур для получения образцов с лучшими электрофизическими характеристиками.

1. J. Pernot // Nanomaterials. 2018. 8. 584.

Пассивация меза-структур GaAs с pin-диодами слоями SiO_2 и Al_2O_3 методами атомно-слоевого и электронно-лучевого осаждения

Е. А. Архипова[1*], Н. В. Востоков[1], М. Н. Дроздов[1], С. А. Королев[1], С. А. Краев[1], О. И. Хрыкин[1], П. А. Юнин[1], В. Л. Крюков[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ООО «МеГа Эпитех», Калуга, 2-й Академический проезд, д. 25, 248033
suroveginaka@ipmras.ru

Пассивация полупроводника – это процесс, в результате которого поверхность полупроводника становится менее химически активной, на ней становится меньше активных центров рекомбинации или сами эти центры становятся менее активными. Пассивация включает процессы химической и диэлектрической пассивации. Режимам и методам пассивации посвящено большое число работ, например [1–3]. Однако все известные методы пассивации хорошо работают для плоской атомарно-гладкой поверхности. Для боковой поверхности меза-структур высотой до 100 мкм с разными кристаллографическими боковыми гранями и развитой шероховатостью общего подхода нет.

Работа посвящена оптимизации режимов пассивации боковой поверхности меза-структур GaAs слоями SiO_2 и Al_2O_3 методами атомно-слоевого и электронно-лучевого осаждения. Высота мезы равна 100 мкм. Предварительно был проведен анализ диэлектрических характеристик пассивирующих покрытий по результатам измерения напряжения пробоя на тестовых структурах, изготовленных на плоских изолирующих пластинах GaAs. Для измерения напряжения пробоя использовался кольцевой зазор шириной 20 мкм. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1. Напряжения пробоя кольцевого зазора

№ образца, обработка, пассивация	Напряжение пробоя, В
i0:без обработки, без пассивации	149
№1:Na_2S 1M, Al_2O_3(Picosun)	63
№2:HCl конц., SiO_2(Picosun)	165
№3:Na_2S + 20сек. Ar, SiO_2 (Amod)	215

1. Слой SiO_2, нанесенный методами атомно-слоевого и электронно-лучевого осаждения, повышает напряжение пробоя относительно исходной структуры.

2. Слой Al_2O_3 снижает напряжение пробоя.

На рабочих pin-диодах с меза-структурами определялось напряжение пробоя диодов, а также измерялась обратная ветка вольт-амперной характеристики (ВАХ). На рис. 1 приведена ВАХ одной из структур с напряжением пробоя, близким к 800 В.

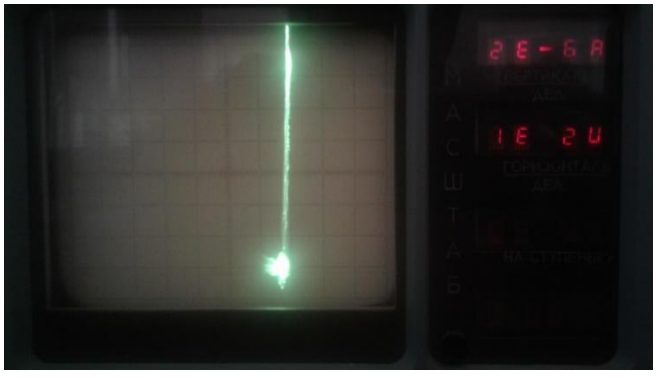


Рис. 1. Фотографии обратной ветви вольт-амперной характеристики. $U_{пр}$ = 790 В

В этой структуре обратная ветка ВАХ близка к идеальной, угол наклона составляет 84–86° к оси напряжений. Такая ВАХ свидетельствует, что практически все паразитные утечки в структуре устранены, и напряжение пробоя определяется пробоем нелегированной области pin-диода. Пониженное напряжение пробоя pin-диода ниже 600 В сопровождается плавной характеристикой обратной ветки ВАХ, очень далекой от идеальной. Это свидетельствует о большом количестве паразитных каналов токов утечки.

1. Albert G. Saga, Carol I. H. Ashby. Fabrication of GaAs Devices. London, UK, 2005.
2. Ерофеев Е. В., Ишуткин С. В., К.С. Патент РФ 2009 RU 2 402 103 C1.
3. Солдатенков Ф. Ю., Бондарев А. Д., Данильченко В. Г. и др. 2018 VII Всероссийская научно-техническая конференция.

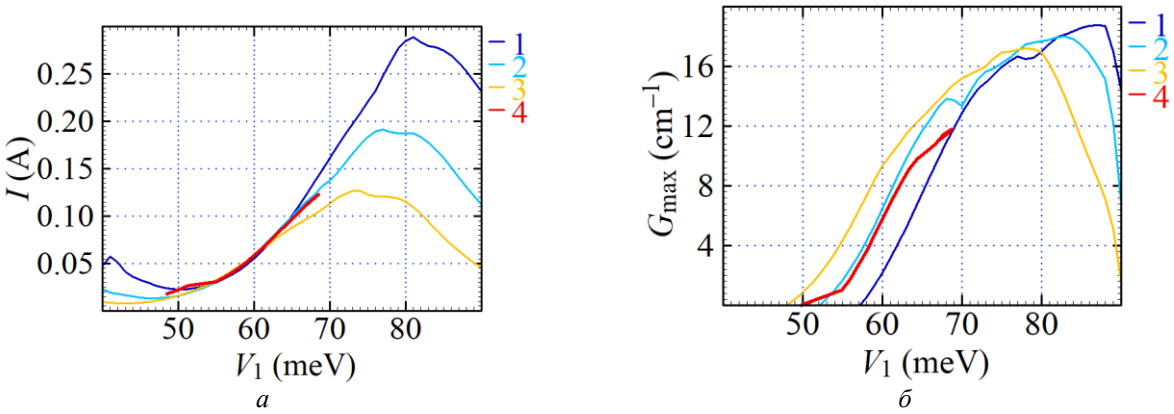
Влияние непостоянного периода сверхрешётки на характеристики квантово-каскадных лазеров ТГц-диапазона

А. А. Афоненко[1]*, Ан. А. Афоненко[1], А. А. Дубинов[2], Р. А. Хабибуллин[3,4]

[1]Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[3]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия
[4]Центр перспективной микроэлектроники НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия
*afonenko@bsu.by

Квантово-каскадные лазеры могут быть созданы молекулярно-лучевой [1] или металлоорганической газофазной эпитаксией [2]. Одним из показателей качества квантово-каскадных гетероструктур является постоянство периода сверхрешётки. Стабильность скорости роста определяется точностью поддержания ростовых температур в течение нескольких часов, что представляет определенные технические сложности. Сведения о влиянии флуктуаций периода на характеристики лазеров позволяют сформулировать технические требования к ростовым процессам.

В работе проанализирована квантово-каскадная структура с 4 квантовыми ямами с периодом сверхрешётки L = 63,5 нм [1]. Характеристики лазера с непостоянным периодом рассчитывались как взвешенное среднее от трёх расчётов для периодов 0,95·L, L и 1,05·L при одинаковом токе накачки (для последовательного соединения каскадов). Все толщины слоёв масштабировались пропорционально периоду сверхрешётки. При этом считалось, что вариации величины периода происходят по гармоническому закону. Как видно из рис. 1, изменение периода сверхрешётки на ±5 % незначительно изменяет максимальное усиление, но существенно влияет на максимальное значение силы тока. При этом расчётные величины тока и усиления лазера с непостоянным периодом близки к величинам для лазера со средним значением периода сверхрешётки.



а *б*

Рис. 1. Зависимость силы тока (*а*) и максимального усиления (*б*) от напряжения на одном каскаде: *1* – период сверхрешётки 0,95·L, *2* – период сверхрешётки L, *3* – период сверхрешётки 1,05·L, *4* (жирные кривые) – изменяющийся период сверхрешётки в диапазоне 0,95–1,05·L

Максимальный рабочий ток структуры с непостоянным периодом сверхрешётки определяется максимальным током для структуры с увеличенным периодом. При превышении током этого значения напряжения на участках структуры с увеличенным периодом начинают резко возрастать до попадания на последующие участки вольт-амперной характеристики с положительным дифференциальным сопротивлением (на рис. 1, *а* не показан). Перераспределение напряжения на каскадах структуры приводит к уменьшению усиления и срыву лазерной генерации. Отличительной особенностью структуры с изменяющимся периодом сверхрешётки является переход от устойчивой генерации к неустойчивой на возрастающем участке вольтамперной характеристики, в то время как в структурах с постоянным периодом сверхрешётки этот переход совпадает с максимумом вольт-амперной характеристики. Это приводит к тому, что достигаемая мощность генерации оказывается значительно меньше расчётной мощности в максимуме вольт-амперной характеристики. Например, для анализируемой структуры при вариациях периода сверхрешётки на ±5 % происходит более чем двукратное снижение максимальной оптической мощности. Максимальная рабочая температура снижается с 135 К до 105 К.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований, грант № 23РНФМ-064.

1. R. A. Khabibullin, D. V. Ushakov, A. A. Afonenko et al. // J. Appl. Phys. 2024. V. 136, P. 194504.
2. Т. А. Багаев, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк и др. // Письма в ЖТФ. 2022. Т. 48, вып. 10. С. 16–19.

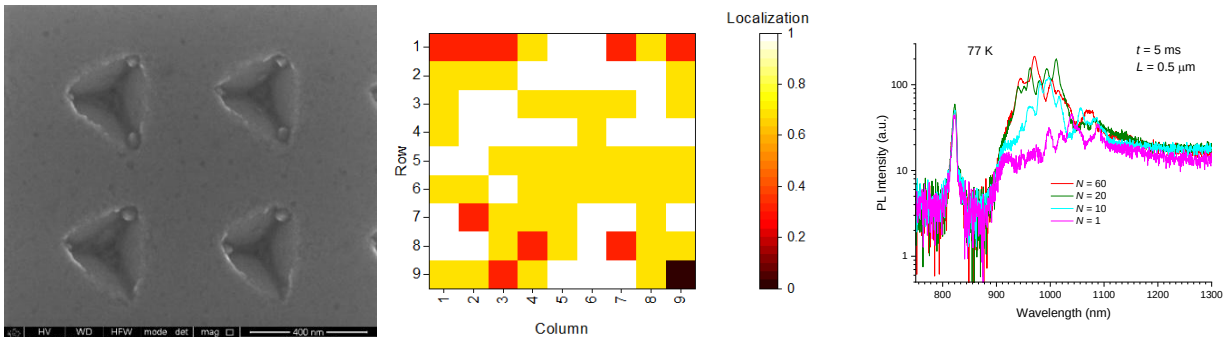
Регулярные массивы тройных квантовых точек InAs на структурированной поверхности GaAs(111)B

С. В. Балакирев*, Н. Е. Черненко, Н. А. Шандыба, Д. Д. Духан, Д. В. Кириченко, М. М. Ерёменко, М. С. Солодовник

Южный федеральнй университет, ул. Шевченко, д. 2, Таганрог, Ростовская обл., 347922
*sbalakirev@sfedu.ru

В последнее время особый интерес привлекают тройные квантовые точки (КТ), расположенные в форме равностороннего треугольника, что связано с возможностями их эффективного применения в системах квантовой телепортации, квантовых вычислений, наноэлектроники и плазмоники [1, 2]. Комплексы тройных КТ изготавливаются, как правило, с помощью литографии в структурах с двумерным электронным газом, однако такой подход отличается высокой сложностью и дороговизной, а также склонностью к образованию загрязнений и дефектов в активной области устройства. В то же время эпитаксиальные КТ могут быть сформированы с минимальным требуемым размером без усложнения технологии и отличаются высочайшим качеством и чистотой материала и границ раздела. Однако на данный момент в литературе отсутствуют сведения о получении упорядоченных массивов тройных эпитаксиальных КТ в форме латерального треугольника, что связано с высокой сложностью их изготовления. В данной работе представлен новый подход к формированию массивов таких структур, основанный на предварительной безмасочной литографии поверхности GaAs(111)B фокусированным ионным пучком (ФИП) с последующей предростовой обработкой и ростом КТ InAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

РЭМ-изображение на рис. 1, *а* демонстрирует, что в точках воздействия ФИП Ga^+ после отжига в камере МЛЭ на поверхности формируются углубления в форме перевернутых треугольных пирамид, в вершинах которых после осаждения 2,5 монослоев InAs образуются КТ. В зависимости от режимов ФИП и МЛЭ конфигурация массивов КТ может изменяться как с точки зрения их размеров, так и взаимного расположения. На рис. 1, *б* продемонстрирована карта локализации КТ в пирамидальных углублениях, составляющих массив 9×9, на которой белые (наиболее светлые) квадраты соответствуют наилучшей локализации тройных КТ, т. е. в углублении расположено только 3 КТ строго в вершинах латерального треугольника – основания пирамиды. Более темные квадраты соответствуют худшей степени локализации тройных КТ, когда в углублениях сформировалось больше 3 КТ или только 2 (желтый), 1 (красный) или 0 (черный квадрат) КТ. Подбор технологических параметров метода позволил достичь средней степени локализации КТ, составляющей 0,92, с долей углублений, в которых образовалось ровно 3 КТ в требуемых позициях, равной 81%.



а *б* *в*

Рис. 1. РЭМ-изображение (*а*), карта локализации (*б*) и спектры ФЛ массивов тройных эпитаксиальных КТ InAs на структурированной поверхности GaAs(111)B

Заращивание полученных тройных КТ слоем широкозонной матрицы GaAs позволило провести измерение спектров фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур, которые показали, что КТ излучают в широком диапазоне длин волн в пределах 900–1100 нм при 77 К с увеличением интенсивности ФЛ при повышении числа проходов ФИП N (рис. 1, *в*). При снижении расстояния между углублениями L до 0,25 мкм диапазон излучения включал длину волны 1200 нм, что свидетельствует о высоком потенциале применения полученных структур в телекоммуникационных системах, в том числе в устройствах квантовой фотоники.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-79-10313, в Южном федеральном университете и при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации; государственное задание в сфере научной деятельности № FENW-2025-0004.

1. J. Li, Y. Qi and J. Wei // Quantum Inf. Process. 2025. V. 24 (8). P. 241.
2. A. Noiri, K. Kawasaki, T. Otsuka, T. Nakajima et al. // Semicond. Sci. Technol. 2017. V. 32 (8). P. 084004.

Влияние быстрого термического отжига на структурные и транспортные свойства тонких углеродных пленок, изготовленных импульсным лазерным нанесением

А. А. Балуева*, Р. Н. Крюков, Ю. С. Данилов, В. П. Лесников, О. В. Вихрова, А. С. Шкапина

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*anyabalueva75@gmail.com

Углеродные пленки, благодаря высокой твердости, химической стойкости и прозрачности, перспективны для защитных покрытий и спин- и оптоэлектроники. В частности, электрические свойства можно регулировать, варьируя степень окисления или восстановления. Использование метода импульсного лазерного нанесения (ИЛН) позволяет получать углеродные пленки без промежуточных подложек-катализаторов, при этом атомы в них демонстрируют как алмазоподобную (sp^3), так и графеноподобную (sp^2) гибридизацию. Ключевое преимущество метода – возможность создания не только чистых, но и легированных покрытий [1].

В настоящей работе исследовались тонкие улеродные пленки (С-слои), выращенные ИЛН. Условия создания образцов описаны в работе [2]. Подложками служили пластины SiO_2/Si. Осаждение С-слоев проводилось при 500 °С в течение 100 с. Скорость нанесения составляет ~0,2 нм/с. Другая серия образцов была получена путем *in-situ* легирования С-слоев железом в процессе ИЛН. Это достигалось путем введения сектора соответствующего переходного металла (Fe) непосредственно в мишень. Осаждение С:Fe-слоев проводилось при 500 °С в течение 180 с. Постростовой быстрый термический отжиг (БТО) образцов проводился при давлении 10^{-8}–10^{-9} Торр при температурах 550–750 °С в течение 20 секунд. Для изучения свойств С-слоев использованы методы рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, измерения эффекта Холла.

Анализ фотоэлектронной линии С 1s показал отсутствие кислородосодержащих связей углерода, что свидетельствует о высокой чистоте пленок. Наличие sp^2-гибридизации подтверждается присутствием в спектрах π–π* плазмона [3]. С увеличением температуры БТО наблюдается увеличение интенсивности пика С-sp^2 и уменьшение ПШПВ, указывающее на улучшение структурного качества слоев.

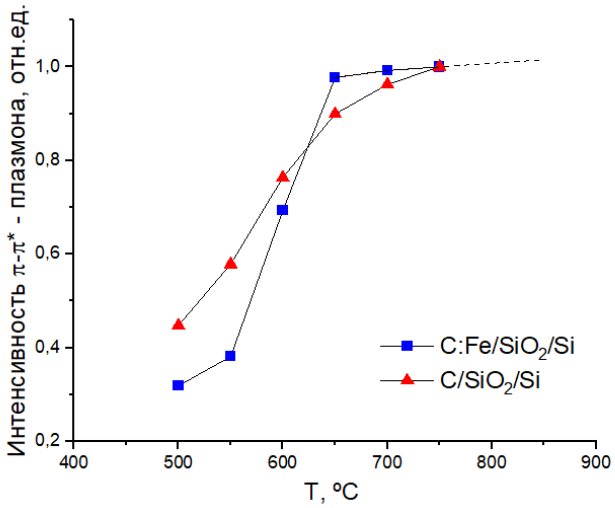


Рис. 1. Интенсивность π–π ∗ -плазмона фотоэлектронной линии С 1s образцов C/SiO_2/Si и C:Fe/SiO_2/Si

Возбуждение π–π*-плазмона наблюдается в исходном слое [3]. Повышение температуры отжига приводит к росту амплитуды. При увеличении температуры до $T_{отж}$ = 700-800 °С (рис. 1) значение интенсивности линии π–π*-плазмона уже демонстрирует тенденцию к насыщению, аналогично работе [4]. По сравнению с исходными, отожженные образцы демонстрируют снижение поверхностного сопротивления. Это можно объяснить в рамках модели перколяционного перехода: в процессе отжига, по мере повышения температуры, происходит формирование и рост проводящих фрагментов, увеличивающих долю проводящей фазы, что приводит к увеличению подвижности носителей заряда (с 0,5 $см^2$/Вс до 43 $см^2$/Вс). Эффект Холла для слоев С:Fe является аномальным (нелинейным по магнитному полю), что свидетельствует об их ферромагнитных свойствах. Предложенный метод термической обработки улучшает электрические свойства С-слоев.

1. Bleu Y. et al. // Front. Chem. 2018. Vol. 6. P. 572.
2. Данилов Ю. А., Ведь М. В., Вихрова О. В. и др. // ФТП. 2020. Т. 54. С. 868–872.
3. Filippo G. Di, Liscio A., Ruocco A. // Applied Surface Science. 2020. Vol. 512. P. 145605.
4. Afanas'ev V. P. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 1121. P. 012001.

InGaAs/InAlGaAs-фотодиод на 1,55 мкм на подложке InP

Д. М. Балясников*, Н. В. Байдусь, С. Ю. Зубков, И. В. Самарцев, А. С. Маркелов

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022
*kuznechiha4@gmail.com

Фотодиоды, работающие на длине волны 1,55 мкм, представляют интерес для применений в волоконно-оптических линиях связи. Такие фотодиоды могут быть реализованы на основе тведого раствора $In_{0,53}Ga_{0,47}As$. В качестве подложки чаще всего используется InP, так как такой материал согласован по периоду кристаллической решетки с фоточувствительными слоями фотодиодных структур на данную длину волны. В настоящей работе была выращена фотодиодная структура с фоточувствительным слоем $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ и широкозонным окном $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$ на подложке InP.

Структуры, представленные в данной работе, получены методом МОСГЭ на установке AIX200RF. Температура роста составила 570 ℃. Полученные структуры исследовались с помощью метода рентгеновской дифрактометрии, спектроскопии фотолюминесценции и измерения спектральной зависимости фототока. В качестве прекурсоров использовались триметилгаллий, триметилиндий, триметилалюминий и арсин, легирование n- и p-слоев производилось кремнием и цинком соответственно. Уровень легирования n- и p-слоев $\sim 10^{17}$ $см^{-3}$, n^+- и p^+-слоев – $\sim 10^{18}$ $см^{-3}$.

Конструкция фотодиодной структуры представляет собой следующие слои: подложка n^+-InP, широкозонное окно n-$In_{0,53}Al_{0,08}Ga_{0,39}As$ толщиной 0,5 мкм, фоточувствительная область i- $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ толщиной 1 мкм, широкозонное окно p- $In_{0,53}Al_{0,08}Ga_{0,39}As$ толщиной 0,4 мкм, контактный слой p^+- $In_{0,53}Al_{0,08}Ga_{0,39}As$ толщиной 0,2 мкм. Как было показано в работе [1], использование четверных твердых растворов на основе InAlGaAs позволяет значительно улучшить качество поверхности эпитаксиальных слоев в результате снижения их среднеквадратичной шероховатости, также добавление алюминия увеличивает ширину запрещенной зоны и делает p-слой прозрачным для сигнала на интересующей нас длине волны.

На рис. 1 представлен спектр фоточувствительности и спектр фотолюминесценции фотодиодной структуры. Оба спектра были получены при температуре 300 К. Положение пика на спектре фотолюминесценции соответствует содержанию индия в фоточувствительной области 0,53–0,54, что указывает на согласованность по периоду кристаллической решетки между эпитаксиальными слоями и подложкой. Спектр фоточувствительности указывает на то, что структура может обрабатывать сигнал на длине волны 1,55 мкм. Провал на спектре фоточувствительности на длине волны около 1,4 мкм связан с поглощением излучения атомами воды.

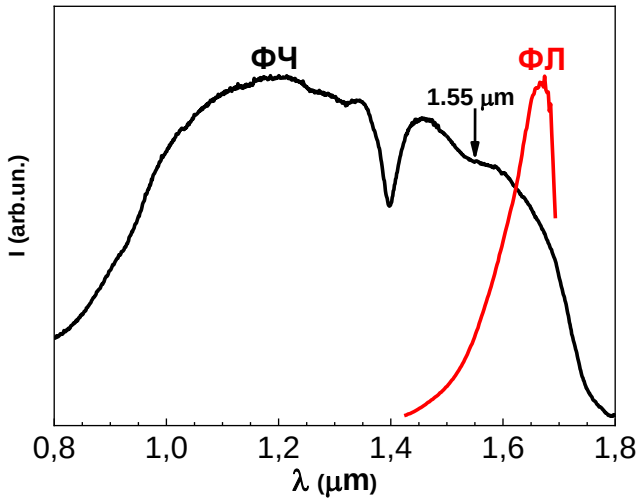


Рис. 1. Спектр фоточувствительности (ФЧ) и фотолюминесценции (ФЛ) фотодиодной структуры

Методом МОСГЭ на подложке InP выращена фотодиодная структура с фоточувствительной областью $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ и широкозонным окном $In_xAl_yGa_{1-x-y}As$. Исследованы спектр фотолюминесценции и спектр фототока полученной структуры. Спектр фотолюминесценции указывает на то, что эпитаксиальные слои согласованы с подложкой по периоду кристаллической решетки. Спектр фототока структуры указывает, что полученная структура может эффективно функционировать на длине волны 1,55 мкм.

Работа выполнена в рамках госзадания (проект FSWR-2023-0037).

1. И. В. Самарцев, Н. В. Байдусь и др. // ФТП. 2024. Т. 5, вып. 12. С. 709–713.

Комбинационное рассеяние света в эпитаксиальном слое твердого раствора InAlAs с большим содержанием индия

Д. М. Балясников[1]*, Н. В. Байдусь[1], Д. С. Королев[2], А. В. Нежданов[2], С. М. Планкина[2], В. Н. Трушин[1], О. Д. Яишенкина[2]

[1]Научно-исследовательский физико-технический институт, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950
[2]Нижегородский университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950
*kuznechiha4@gmail.com

Для применения в волоконно-оптических линиях связи требуются фотодиоды, работающие на длине волны 1,55 мкм, которые можно получить на основе слоев твердого раствора InAlAs. Задачей технологов в данной работе была отработка технологии выращивания слоев твердого раствора InAlAs с наибольшим содержанием индия. Была исследована гетероструктура, выращенная на подложке GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии на установке газофазной эпитаксии AIX200RF (Aixtron, Германия), в которой для согласования параметров слоев и подложки использовался метаморфный буферный слой (МБС) на основе 4-компонентного твердого раствора InAlGaAs, состоящий из слоя толщиной 1500 нм с изменением концентрации индия x_{In} от ≈0,05 до ≈0,56, тонкого слоя постоянного состава с x_{In} ≈0,56 и инверсного слоя с x_{In}≈0,53 для уменьшения напряжений в структуре. Поверх МБС формировался слой InAlAs постоянного состава. Для исследования гетероструктуры использован метод конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния света (микро-КРС) в режиме латерального сканирования поперечного скола, который позволяет исследовать все слои структуры. Спектры комбинационного рассеяния исследованы на установке NTEGRA SPECTRA с лазером с λ = 473 нм, объективом 100× с апертурой NA = 0,95, а распределение элементного состава на поверхности InAlAs – на растровом электронном микроскопе (РЭМ) СОХЕМ ЕМ-30.

На рис. 1 приведена схема структуры и зависимость частоты фононных мод от координаты сканирования скола. Наблюдаемое изменение частотного положения мод соответствует изменению состава InAlGaAs в процессе роста МБС. По положению AlAs- и InAs-подобных ТО-мод твердого раствора InAlAs по данным [1] определено среднее содержание индия на поперечном сколе $x_{In} = 60 \pm 4$ ат. %.

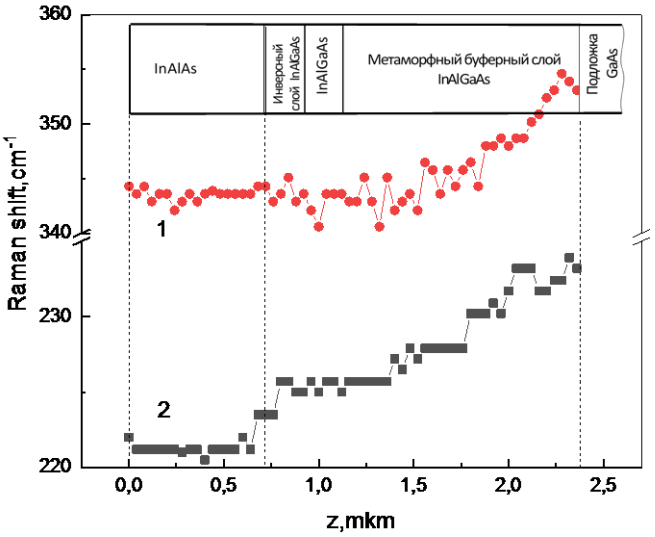


Рис. 1. Зависимость частоты фононных мод от координаты сканирования поперечного скола структуры: *1* – AlAs-подобная ТО-мода, *2* – InAs-подобная ТО-мода

На РЭМ-изображении поверхности (100) структуры наблюдается топографический контраст с периодом 1–2 мкм, предположительно связанный с фазовой неоднородностью. Энергодисперсионный анализ дает x_{In} = = 53,7 ± 0,4 на ровной поверхности и x_{In} = 52,8 ± 0,4 ат. % в углублениях рельефа. Среднее содержание индия, определенное по спектрам КРС на поверхности, составило x_{In} = 56 ± 3 ат. %. По данным рентгеновской дифракции x_{In} = 59,0 ± 2, что близко к результату, полученному по спектрам КРС от поперечного скола. Различие значений x_{In}, получаемых на поверхности и в объеме, может быть связано как с остаточными механическими напряжениями, так и с возможным спинодальным распадом и/или сегрегацией элементов и требует дополнительных исследований.

Работа выполнена в рамках госзадания (проект FSWR-2023-0037).

1. A. G. Milekhin, A. K. Kalagin, A. P. Vasilenko, A. I. Toropov, N. V. Surovtsev and D. R. T. Zahn // Journal of Applied Physics. 104. 073516–2008.

Экспериментальное исследование эффекта эмиссии энергии эванесцентной волны ближнего ИК-диапазона при ее рассеянии на дифракционной решетке

М. Ю. Барабаненков[1]*, А. И. Ильин[1], А. А. Сапегин[2], Р. Т. Миннуллин[2], М. Э. Макаров[2]

[1]ИПТМ РАН, ул. Акад. Осипьяна, д. 6, Черноголовка, Московская обл., 142432
[2]АО «НИИ Молекулярной Электроники», улица Академика Валиева, д. 6/1, Москва, Зеленоград, 124460
*barab@iptm.ru

Обычно рассеяние плоской распространяющейся электромагнитной волны диэлектрическим объектом описывается амплитудой рассеяния, которая характеризует рассеянное электрическое поле в дальней волновой зоне объекта. Согласно оптической теореме [1], полное сечение рассеяния объекта выражается через мнимую часть амплитуды рассеяния по направлению «вперед». Физически оптическая теорема означает, что падающая распространяющаяся волна испытывает экстинкцию по мощности вследствие рассеяния.

В работе [2] дана формулировка оптической теоремы для рассеяния неоднородной векторной электромагнитной волны диэлектрической структурой и показано, что возникающая при этом распространяющаяся волна порождает поток (эмиссию) энергии в направлении ослабления падающей неоднородной волны. Этот эффект аналогичен холодной эмиссии электронов из металла под действием приложенного электрического поля. Эмиссия энергии из ближнего волнового поля происходит в виде распространяющейся волны, которая возникает в результате интерференции неоднородной волны ближнего поля (падающая волна) при ее рассеянии на диэлектрическом объекте с эванесцентной составляющей рассеянного поля. Результирующая волна распространяется в направлении экспоненциального затухания амплитуды первичной падающей неоднородной волны. Диэлектрический объект не должен быть однородным бездиссипативным слоем, а может иметь вид клиновидного однородного слоя, плоскопараллельного неоднородного слоя, диполя или системы диполей.

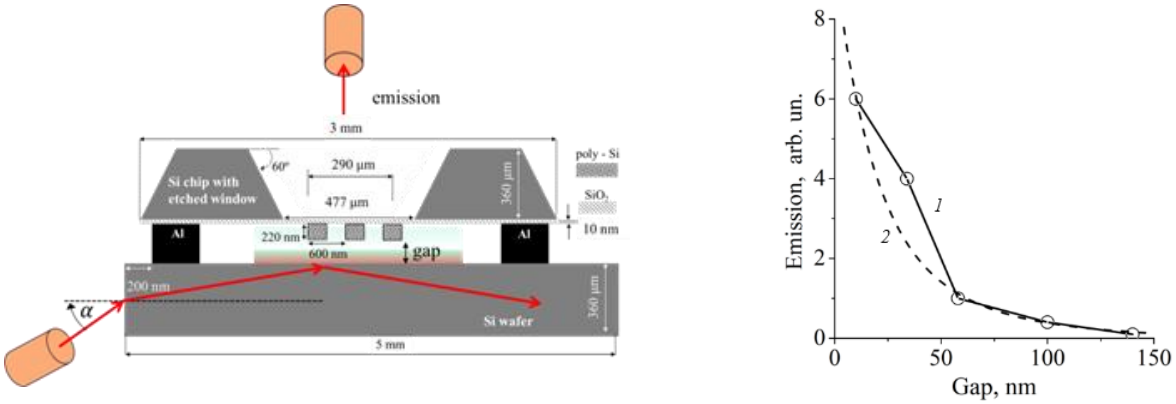


Рис. 1. Левая панель: схема сечения структуры с дифракционной решеткой. Правая панель: экспериментальная (кривая *1*) и теоретическая [2] (пунктирная кривая *2*) зависимость мощности излучения от величины воздушного зазора

В настоящей работе эффект эмиссии энергии исследован экспериментально в ближнем ИК-диапазоне длин волн. Для резонансного усиления эмиссии энергии из ближнего волнового поля использована периодическая система неоднородностей в виде дифракционной решетки (рис. 1). Основой конструкции является Si-чип толщиной 360 нм с окном, изготовленным сквозным анизотропным травлением Si. Обратная сторона чипа с окном закрывалась 10 нм слоем SiO_2, на котором методом электронной литографии изготавливалась ленточная дифракционная решетка с периодом 600 нм, состоящая из 480 направляющих (поликристаллический Si), шириной 300 нм и толщиной 220 нм. Si-чип с решеткой располагается на Si-пластине, на которой предварительно изготовлены четыре опоры из Al, высота которых подбиралась так, чтобы от поверхности решетки до поверхности пластины Si оставался воздушный зазор разной толщины. В эксперименте воздушный зазор составил 10, 34, 100 и 140 нм. Использовался источник оптического излучения ELS-50 и измеритель оптической мощности EPM-500 (EXFO FiberBasix). Сигнал от источника (1,550 мкм) заводился во входное оптоволокно с диаметром выходного сечения 125 мкм, другой конец оптоволокна подносился под таким углом к боковому торцу Si-пластины, чтобы реализовалось полное внутреннее отражение от верхней поверхности Si-пластины. Приемное оптоволокно располагалось над окном Si-чипа и доставляло собранный сигнал к измерителю оптической мощности. Мощность источника оптического излучения измерялась непосредственным замыканием торцов двух оптоволокон и составила 110 нВт. На рис. 1 приведен график зависимости зафиксированной мощности излучения от величины воздушного зазора. В случае конструкции без дифракционной решетки фиксировалась нулевая мощность оптического излучения.

1. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М. : Наука, 1973.
2. Yu. V. Gulyaev, Yu. N. Barabanenkov, M. Yu. Barabanenkov, S. A. Nikitov // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 026602.

Температурная зависимость экситонной фотолюминесценции в перовскитных нанокристаллах $CsPbX_3$ во фторфосфатной стеклянной матрице

М. Н. Батаев[1]*, Д. А. Кучинов[1], М. С. Кузнецова[1], Е. В. Колобкова[2,3]

[1]Санкт-Петербургский государственнй университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504
[2]Санкт-Петербургский государственный технологический институт (Технологический университет), Московский проспект, 26, Санкт-Петербург, 190013
[3]Национальный исследовательский университет ИТМО, Биржевая линия В. О., д. 14, Санкт-Петербург,199034
*batae1996@gmail.com

Металл-галогенидные перовскиты и низкоразмерные структуры на их основе, в частности, нанокристаллы (НК) обладают яркими оптическими свойствами. В последние годы они активно исследуются ввиду перспективы их применения для оптоэлектронных устройств. Формирование НК во фторфосфатном стекле [1] позволяет сохранить высокий квантовый выход и обеспечить высокую стабильность оптических свойств при высоких температурах. Исследование температурных зависимостей фотолюминесценции (ФЛ) позволяет получить информацию об оптических свойствах перовскитных НК, что помогает оценить перспективы их практического применения.

В данной работе представлено исследование оптических свойств НК $CsPbX_3$ (X = Cl, Br, I), выращенных методом закалки расплава. Для примера, на рис. 1, *a* представлены спектры ФЛ образца с НК перовскита $CsPbI_3$. При увеличении температуры полоса ФЛ сдвигается в область больших энергий и уширяется из-за электрон-фононного взаимодействия [2]. Интегральная интенсивность ФЛ в зависимости от температуры, приведенная на вставке к рис. 1, *a*, демонстрирует резкий спад при T = 160 K. Ее анализ с помощью функции Арениуса показывает наличие двух термоактивированных безызлучательных процессов с энергиями E_{a1} = 30 и E_{a2} = 300 meV. Первый процесс с энергией активации E_{1a} соответствует выбросу носителя из НК на поверхностные дефекты с последующей безызлучательной рекомбинацией. Второй процесс с энергией активации E_{2a}, как мы предполагаем, связан с многофононной безызлучательной релаксацией, возникающей при пересечении адиабатических потенциалов возбужденного и основного состояний электронной системы.

На рис. 1, *b* представлены спектры поглощения и ФЛ для тонкого образца с НК $CsPbI_3$ (200 μm), в котором подавлено перепоглощение излучения внутри образца. На спектре поглощения видны две особенности X_1 и X_2, которые мы связываем с экситонным поглощением в разных подансамблях НК. Пик Tr в спектре ФЛ для тонкого образца находится ниже края поглощения, и мы связываем его с локализованными состояниями на поверхности НК.

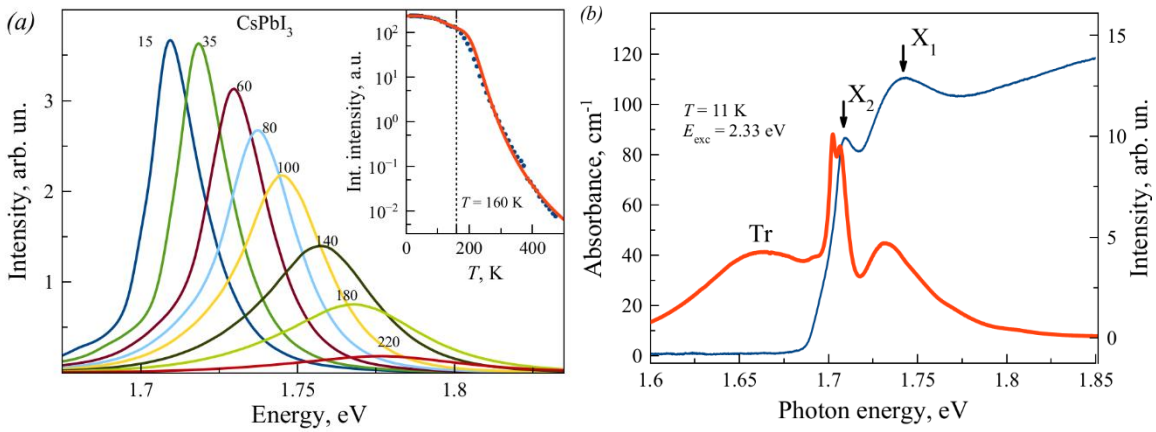


Рис. 1. *a* – спектры ФЛ НК $CsPbI_3$ (1 мм), измеренные при энергии возбуждения E_{exc} = 2,33 eV в температурном диапазоне 11–500 K. На вставке приведена зависимость интегральной интенсивности ФЛ от температуры; *b* – спектры поглощения и ФЛ тонкого образца (200 мкм), измеренные при T = 11 K

Аналогичные результаты получены для НК $CsPbBr_3$ и $CsPb(Cl,Br)_3$. Для всех образцов было проведено исследование влияния электрон-фононного взаимодействия на уширение и сдвиг полосы ФЛ. Из температурной зависимости положения и полуширины ФЛ были получены характерные энергии фононов, участвующих в этих процессах. Проведено сравнение с энергиями фононов, полученных из спектров резонансной ФЛ.

Работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках гранта № 125022803069-4.

1. E. Kolobkova et al. // Journal of Non-Crystalline Solids. 2021. Vol. 563. P. 120811.
2. M. Gramlich et al. // The Journal of Phys. Chemistry Lett. 2021. Vol. 12. P. 11371–11377.

Спектральные характеристики терагерцовых квантово-каскадных лазеров с распределенной обратной связью первого и третьего порядка

Д. А. Белов[1]*, А. В. Иконников[1], Д. Р. Хохлов[1], Д. В. Ушаков[2], А. А. Афоненко[2], Б. А. Жмудь[3], И. Е. Рыков[3], М. В. Винокуров[3], Ф. И. Зубов[4], А. Ю. Павлов[5], Р. Р. Галиев[5], Р. А. Хабибуллин[3,5]

[1]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991
[2]Белорусский государственный университет, пр. Независимости, д. 4, Минск, Беларусь, 220030
[3]МФТИ, ул. Первомайская, д. 5, Долгопрудный, Московская обл., 141707
[4]СПб АУ РАН им. Ж. И. Алфёрова, улица Хлопина, д. 8, корп. 3, литер А, Санкт-Петербург, 194021
[5]НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, д. 1, Москва, 123182
*belov.da17@physics.msu.ru

Непрерывное совершенствование характеристик терагерцовых квантово-каскадных лазеров (ТГц ККЛ) позволяет рассматривать их для реальных практических приложений. В подавляющем большинстве случаев при создании таких лазеров используется резонатор Фабри – Перо, формируемый сколотыми торцами полоска ККЛ, что обычно приводит к многомодовой генерации. Однако в ряде приложений требуется генерация на одной (желательно заданной) частоте. Одним из способов достижения этого в лазерах является создание распределенной обратной связи (РОС).

В данной работе изучались характеристики ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом на основе активной области из $GaAs/Al_{0,15}Ga_{0,85}As$. Для выделения определенной частоты генерации были сформированы лазерные полоски с модулированной шириной волновода, обеспечивающей РОС, и дополнительным четвертьволновым сдвигом. Измерялись вольт-амперные, ватт-амперные и спектральные характеристики ТГц ККЛ с РОС первого и третьего порядка как в непрерывном, так и в импульсном (до 70 мкс) режимах. В качестве «референсного» использовался ККЛ с той же длиной (885 мкм) и шириной (30 мкм) с резонатором Фабри – Перо.

Спектр «обычного» лазера является *многомодовым*, охватывающим частоты от 3,97 до 4,33 ТГц при работе в непрерывном режиме (рис. 1, *a*). В то же время ККЛ с РОС демонстрирует *одномодовую* генерацию практически во всем рабочем диапазоне на частоте 4,11 ТГц (рис. 1, *a*). Это значение показывает отличное согласие с расчетной брэгговской частотой в 4,08 ТГц. При высоких напряжениях возникает генерация на побочных модах малой интенсивности, а вблизи области отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) генерация вновь становится *одномодовой* на частоте 4,33 ТГц. Высокочастотная генерация при повышенных напряжениях возникает вследствие эффекта пространственного выжигания дырок, а одномодовый характер генерации вблизи области ОДС обусловлен штарковским сдвигом контура усиления ККЛ.

Генерация в ККЛ с РОС третьего порядка в импульсном режиме начинается на двух близких модах около 4,2 ТГц и в середине рабочего диапазона становится *одномодовой* на частоте 4,21 ТГц (рис. 1, *b*). Это значение близко к теоретическому, составляющему 4,13 ТГц. При дальнейшем увеличении напряжения мода испытывает синий сдвиг за счет эффекта затягивания частоты на величину около 4 ГГц.

Таким образом, продемонстрирована работа в импульсном и непрерывном режимах российских ТГц ККЛ с РОС первого и третьего порядка на заранее заданных частотах.

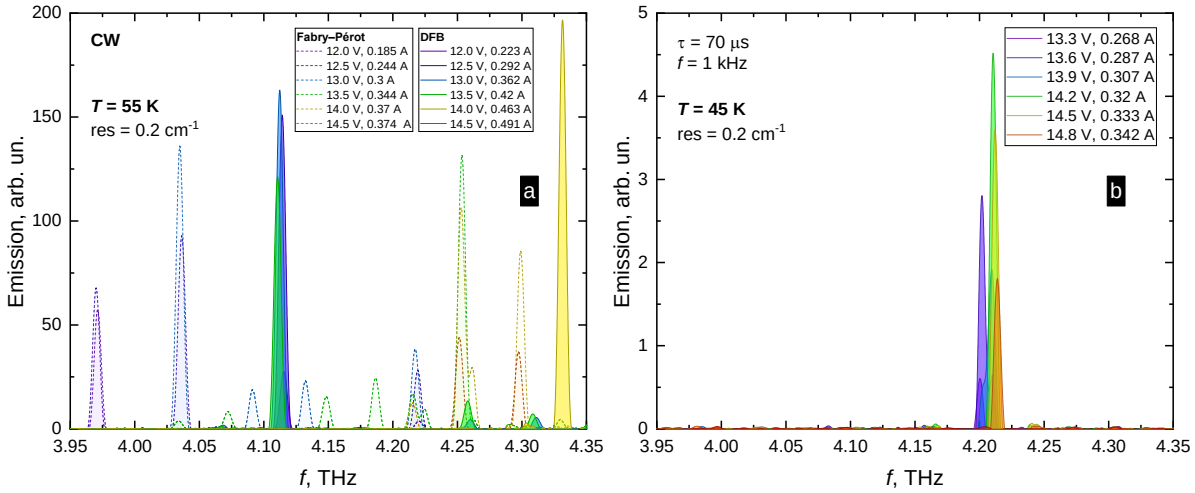


Рис. 1. Спектры излучения при различных напряжениях (*a*) «обычного» ТГц ККЛ (пунктирные линии) и лазера с РОС первого порядка (сплошные линии) при работе в непрерывном режиме, а также (*b*) ТГц ККЛ с РОС третьего порядка в импульсном режиме

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 25-49-10010). Д. А. Белов благодарит за поддержку фонд «БАЗИС» (№ 23-2-10-29-1).

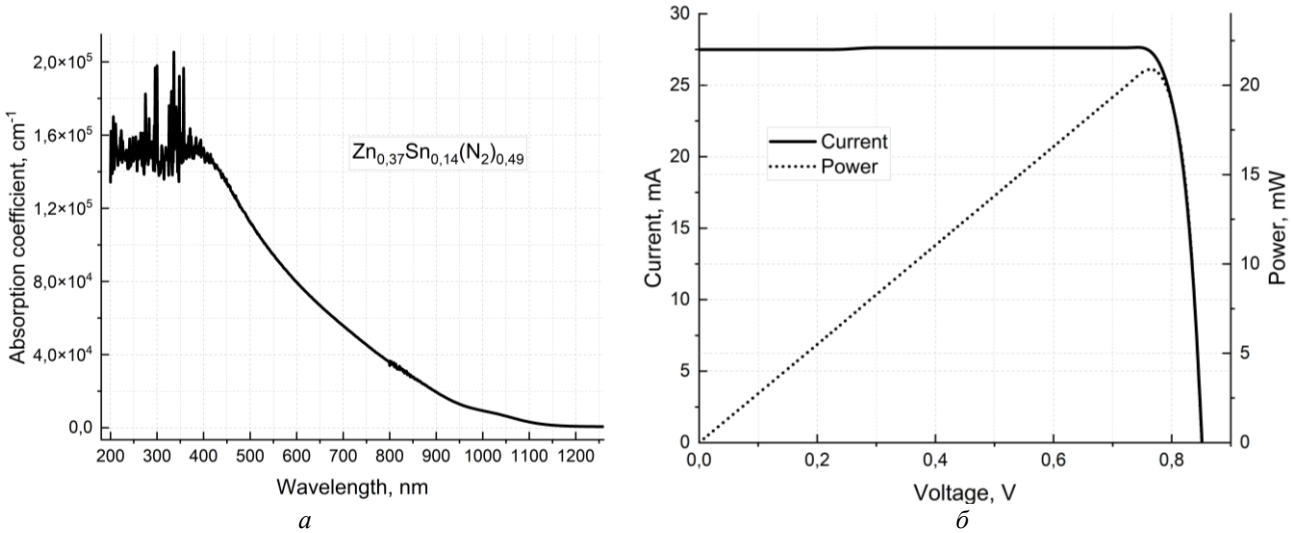
Моделирование солнечной ячейки из $ZnSnN_2$ в COMSOL Multiphysics

И. С. Белоконь*, Р. А. Косихин, А. А. Скрылев, Л. А. Еремин, А. В. Нежданов

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23., Нижний Новгород, Нижегородская обл., 603022
*belocon.11.do@gmail.com

Нитрид цинка и олова – перспективный для солнечной энергетики материал, благодаря которому КПД однокаскадного солнечного элемента может достигнуть 33 % по теории Шокли – Квайссера [1] из-за ширины запрещённой зоны 1,4 эВ. Второе преимущество данного полупроводника – высокий показатель поглощения (10^5 $см^{-1}$), что значительно уменьшит толщину активного для поглощения слоя и сэкономит исходные материалы (Zn, Sn, N_2) [2]. Однако получение структурно совершенных образцов без вырождения на данный момент является сложной задачей, из-за чего КПД ныне существующей солнечной ячейки с гетеропереходом *n*-$ZnSnN_2$/*i*-Al_2O_3/*p*-SnO составляет лишь 1,54 % [3].

В данной работе солнечная ячейка моделируется из плёнки $Zn_{0,37}Sn_{0,14}(N_2)_{0,49}$ толщиной 760 нм и площадью 1 $см^2$ и двух металлических омических контактов. Концентрация электронов находится на уровне $1{,}8\cdot10^{19}$ $см^{-3}$. Для создания *p*-*n*-перехода на глубине 100 нм со стороны поверхности задаётся нормальное распределение легирования акцепторной примесью с концентрацией на поверхности $1{,}8\cdot10^{20}$ $см^{-3}$. Для рекомбинации выбрана модель Шокли – Рида – Холла, скорости генерации электронов и дырок находятся по формуле (α – показатель поглощения, z – координата вглубь образца, λ – длина волны, h, c – мировые константы, $F(\lambda)$ – солнечный спектр при AM 1,5 [4]): $G(z) = \int_0^\infty \alpha(\lambda) e^{-\alpha(\lambda)z} \frac{\lambda}{hc} F(\lambda) d\lambda$. Эффективные плотности состояний в зоне проводимости N_c и валентной зоне N_v составляют $1{,}2\cdot10^{18}$ $см^{-3}$ и $7{,}8\cdot10^{19}$ $см^{-3}$ соответственно [5], энергия сродства к электрону 3,9 эВ [3], подвижность электронов получена экспериментально и составляет 22 $см^2$/В·с, подвижность дырок выбрана 5 $см^2$/В·с [5]. Спектр поглощения образца $Zn_{0,37}Sn_{0,14}(N_2)_{0,49}$ представлен на рис. 1, *а*, вольт-амперная характеристика (ВАХ) и зависимость мощности от прикладываемого напряжения представлены на рис. 1, *б*.



а *б*

Рис. 1. Спектр поглощения образца $Zn_{0,37}Sn_{0,14}(N_2)_{0,49}$ (*а*), ВАХ и зависимость мощности от прикладываемого напряжения (*б*)

Согласно полученным расчётным данным, КПД солнечного элемента с параметрами материала, представленными выше, достигает 26 %. Данное моделирование содержит ряд допущений, однако во время расчёта используется спектр солнечного излучения при AM 1,5, что вносит значительный вклад в уменьшение эффективности по сравнению с моделью Шокли – Квайссера [1].

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

1. W. Shockley, H. J. Queisser et al. // J. Appl. Phys. 32 510-519 (1961).
2. A. Nezhdanov et al. // Opt. Mat. 144 (2023) 114335.
3. K. Javaid et al. // ACS Photonics. 2018. P. 2094–2099.
4. Solar Spectra – URL: https://www.nrel.gov/grid/solar-resource/spectra (Дата обр. 13.11.2025)
5. A. Laidouci et al. // Heliyon 9 (2023) e20601.

Электронная структура и оптические свойства $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ (x = 0,1; 0,2; 0,3)

Д. В. Беляев[1]*, Е. И. Шредер[1], Е. И. Патраков[1], Д. И. Радзивончик[1], В. А. Голяшов[2,3], С. Г. Титова[4], К. А. Кох[5], О. Е. Терещенко[1,2,3], Д. В. Федоров[6], А. Эрнст[7], С. В. Еремеев[8], Т. В. Кузнецова[1]

[1]Институт физики металлов имени М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, д. 18, Екатеринбург, Свердловская обл., 620108
[2]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, Новосибирская обл., 630090
[3]ЦКП «СКИФ» Институт катализа им. Г. К. Борескова СО РАН, просп. Никольский, 1, Наукоград Кольцово, Новосибирская обл., 630559
[4]Институт металлургии им. Акад. Н. А. Ватолина УрО РАН, ул. Амундсена, д. 101, Екатеринбург, Свердловская обл., 620016
[5]Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, просп. Акад. Коптюга, д. 3, Новосибирск, Новосибирская обл., 620090
[6]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, д. 30, Москва, Московская обл., 121205
[7]Институт теоретической физики, Университет Иоганна Кеплера, Альтенбергер Штрассе 69, Линц, Австрия
[8] Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, просп. Академический, д. 2/4, Томск, Томская обл., 634055
*danil.belyaev08@gmail.com

Топологические изоляторы (ТИ) – класс материалов, которые характеризуются поверхностными состояниями (с дисперсией в виде конуса Дирака) и изолирующим объёмом [1, 2]. С момента открытия топологических свойств в Bi_2Se_3, Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3, представляющих собой трёхмерные ТИ второго поколения, исследования ТИ значительно расширились. Поверхностные состояния в ТИ устойчивы к беспорядку или слабым возмущениям и, как следствие, могут обладать такими явлениями, как нелокальный транспорт, фермионы Майораны, эффект антилокализации; могут также использоваться в фотодетекторах, гибких электродах, полевых транзисторах и оптически управляемой квантовой памяти. Легирование топологического изолятора примесями позволяет модифицировать свойства ТИ, а именно изменять положение уровня Ферми, изменять тип проводимости, открывать щель на поверхности и др. В нескольких исследованиях, основанных на ARPES, сообщалось, что электронная структура изменяется от ТИ к тривиальному изолятору с увеличением концентрации In в $Bi_{2-x}In_xSe_3$. В исследовании [3] было показано, что переход от топологического изолятора к тривиальному изолятору происходит при концентрации In x = 0,175–0,225. Позднее было показано, что топологический фазовый переход происходит вблизи x = 0,055 [4] для $(Bi_{1-x}In_x)_2 Se_3$. В то же время расчёты из первых принципов предсказывают, что переход может начаться при концентрации, близкой к x = 0,125 [5] в $Bi_{2-x}In_xSe_3$. Таким образом, нет чёткого понимания того, как замещение изменяет электронную структуру.

Одним из основных оптических свойств ТИ является комплексная диэлектрическая проницаемость, которая описывает распространение света в веществе. Мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости даёт информацию об оптическом поглощении и оптических переходах, в то время как действительная часть может давать информацию о плазмонных модах, особенно в контексте ТИ.

В данной работе выращены высококачественные монокристаллы $Bi_{1,9}In_{0,1}Se_3$, $Bi_{1,8}In_{0,2}Se_3$ и $Bi_{1,7}In_{0,3}Se_3$ методом вертикального Бриджмена. Образцы исследованы методами порошковой рентгеновской дифракции, сканирующей электронной микроскопии, РФЭС, ARPES, рамановской спектроскопии и эллипсометрии. Расчёты электронной зонной структуры были выполнены методами DFT и CPA. В работе получена информация о параметрах кристаллической решётки, химическом составе, электронной структуре, колебаниях кристаллической решётки и оптических свойствах исследуемых материалов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-00067.

1. J. E. Moore. The birth of topological insulato rs // Nature. 464 (2010). 194–198.
2. L. Fu, C. L. Kane, E. J. Mele. Topological Insulators in Three Dimensions // Phys Rev Lett. 98 (2007). 106803.
3. R. Lou et al. Sudden gap closure across the topological phase transition in $Bi_{2-x}In_xSe_3$ // Phys. Rev. B 92. 115150 (2015).
4. J. S´anchez-Barriga et al. Anomalous behavior of the electronic structure of $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ across the quantum phase transition from topological to trivial insulator // Phys. Rev. B 98. 235110 (2018).
5. J. Liu, D. Vanderbilt. Topological phase transitions in $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ and $(Bi_{1-x}Sb_x)_2Se_3$ // Phys Rev. B 88 (2013) 224202.

Высокодобротные наноструктурированные интегральные оптические микрорезонаторы

В. Е. Лобанов[1], О. В. Боровкова[1], А. Е. Шитиков[1], Д. А. Чермошенцев[1,2], И. А. Биленко[1,3]*

[1]Российский квантовый центр, Москва, Инновационный центр Сколково, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, 143026
[2]МФТИ, Физтех, Московская обл., Долгопрудный, 141701
[3]МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Ленинские Горы, д. 1, стр. 2, 119991
*igor.bilenko@gmail.com

В настоящее время благодаря своим уникальным характеристикам, гигантской добротности и сильной концентрации электромагнитного поля высокодобротные оптические микрорезонаторы стали незаменимым инструментом нелинейной и квантовой фотоники [1, 2]. Они активно используются для возбуждения различных нелинейных сигналов, включая оптические частотные гребенки и диссипативные солитоны, а также для генерации неклассических состояний света. Стоит отметить, что в ряде случаев эффективная реализация таких процессов затруднена, так как бывает довольно сложно выполнить условия фазового синхронизма, например, для случая структур с нормальной дисперсией групповых скоростей (ДГС). Для этого используются различные методы управления дисперсионными характеристиками микрорезонаторных систем (*dispersion engineering*), в том числе основанные на использовании сдвига частоты определенных мод.

В последние годы был достигнут значительный прогресс в изготовлении наноструктурированных микрорезонаторов [3–7]. Было показано, что периодическая модуляция параметров микрорезонатора, например ширины микрокольца, позволяет создавать запрещенную зону для отдельной моды, приводя к ее расщеплению и эффективному сдвигу по частоте [3]. Используя более сложные законы модуляции, можно эффективно расщеплять несколько определенных мод [4]. Такие фотонно-кристаллические микрорезонаторы обеспечили уникальные возможности для нелинейной и квантовой фотоники. В частности, в них были реализованы: эффективная генерация солитонных гребенок (или микрогребенок) при различных режимах работы лазера накачки, возбуждение континуума светлых и темных импульсов и усиление оптических параметрических осцилляций. Помимо этого, в микрорезонаторах с нормальной ДГС были продемонстрированы эффективная генерация платиконов и оптические параметрические осцилляции.

В нашей работе мы рассмотрели различные режимы генерации импульсных сигналов в фотонно-кристаллических микрорезонаторах с нормальной ДГС. В первую очередь изучалась генерация темных солитонов или платиконов. Было обнаружено, что при накачке расщепленной моды генерация платиконов возможна как в прямой, так и в обратной волне. Более того, при изменении частоты накачки возможно управляемое обратимое переключение распространения платикона в микрорезонаторе. Также показано, что если осуществлять накачку не расщепленной моды, а соседних с ней мод, то можно возбудить или одиночный широкий импульс треугольной формы, или периодическую последовательность таких импульсов, в зависимости от спектрального интервала между накачиваемой и расщепленной модами. Преимуществом данного подхода является то, что этот процесс будет иметь более низкий порог по мощности накачки, чем генерация платиконов, и высокую эффективность преобразования накачки в оптическую частотную гребенку. Помимо этого было обнаружено, что в микрорезонаторах, где вследствие наноструктурирования расщеплены две моды, можно существенно понизить порог процесса вырожденных параметрических осцилляций при двухчастотной накачке. Это необходимо для получения мультистабильных состояний света для перспективных систем оптических вычислений, а также для генерации сжатого света. Параметры, необходимые для наблюдения описываемых эффектов, достижимы в современных микрорезонаторных системах, например, на платформе нитрида кремния [6] или пентоксида тантала [7].

Выявленные режимы расширяют понимание динамики нелинейно-оптических и квантовых процессов в фотонно-кристаллических микрорезонаторах с нормальной дисперсией групповых скоростей и открывают новые возможности для их практического применения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00263.

1. D. V. Strekalov, C. Marquard, A. B. Matsko et al. // J. Opt. 2016. V. 18. P. 123002.
2. G. Lin, A. Coillet, Y. K. Chembo // Adv. Opt. Photon. 2017. Vol. 9. P. 828–890.
3. X. Lu, S. Rogers, W. C. Jiang, Q. Lin // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105. P. 151104.
4. G. Moille, X. Lu, J. Stone et al. // Commun. Phys. 2023. Vol. 6. P. 144.
5. S.-P. Yu, D. C. Cole, H. Jung et al. // Nat. Photon. 2021. Vol. 15. P. 461–467.
6. A. E. Ulanov, T. Wildi, N. G. Pavlov et al. // Nat. Photon. 2024. Vol. 18. P. 294–299.
7. J. Zang, S.-P. Yu, H. Liu et al. // Nat. Photon. 2025. Vol. 19. P. 510–517.

Формирование структур с квантовыми точками в гетеросистеме GaSbAs/AlP методом молекулярно-лучевой эпитаксии

Д. Б. Богомолов[1]*, М. О. Петрушков[1], М. А. Путято[1], Е. А. Емельянов[1], В. В. Преображенский[1], М. Ю. Есин[1], Д. С. Абрамкин[1,2]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
*d.bogomolow@isp.nsc.ru

Интерес к квантовым точкам (КТ), в частности GaSb/AlP, связан с теоретически предсказанной энергией локализации дырок (E_{loc}) до 2,04 эВ [1], что обеспечивает время хранения заряда свыше 10 лет [2]. Это открывает перспективы создания энергонезависимой универсальной памяти с возможностью быстрого (<10 нс) перезаписывания [3]. Ранее исследовались КТ GaSb/AlP, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), с полностью релаксированными упругими напряжениями и E_{loc} = 1,65–1,70 эВ [4]. Однако приоритетным остаётся формирование напряжённых КТ. Одним из путей достижения этой цели является снижение рассогласования постоянных решётки осаждаемого материала и AlP матрицы. Формирование КТ при осаждении твёрдого раствора GaSbP позволило уменьшить рассогласование, но, к сожалению, не позволило получить напряжённые КТ [5].

Другим вариантом получения напряжённых КТ является осаждение GaAsSb. В докладе обсуждаются результаты исследования процессов формирования КТ GaAsSb/AlP на буферных слоях GaP/GaAs(001) методом МЛЭ в зависимости от температуры подложки и соотношения потоков молекул Sb_4 и As_2. Рост КТ контролировался *in situ* методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). На основании анализа картин ДБЭО были определены зависимости критической толщины зарождения КТ от температуры подложки и соотношения потоков элементов V группы. Также получены оценки состава и степени релаксации КТ. Методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) была исследована морфология массива незахороненных КТ.

Таблица 1. Значения критической толщины зарождения КТ D_{eff} (ML), величины рассогласования *f* параметров решёток GaSbAs и AlP (%)

$P(As_2):P(Sb_4)$	D_{eff}, ML	*f*, %
4/40	2,3	11,35
7/40	4,6	6,28
13/40	4,6	4,92
15/40	4,6	4,31

Обнаружено, что температура подложки не оказывает существенного влияния на критическую толщину зарождения КТ. Обнаружено, что наличие рельефа буферного слоя не влияет на формирование трёхмерных объектов. Они одинаково образуются как на возвышенностях, так и во впадинах. Показано, что КТ формируются полностью релаксированными несмотря на то, что встраивание атомов As в кристаллическую решетку КТ приводит к снижению рассогласования параметров решёток GaSbAs и AlP вплоть до 4,31 %.

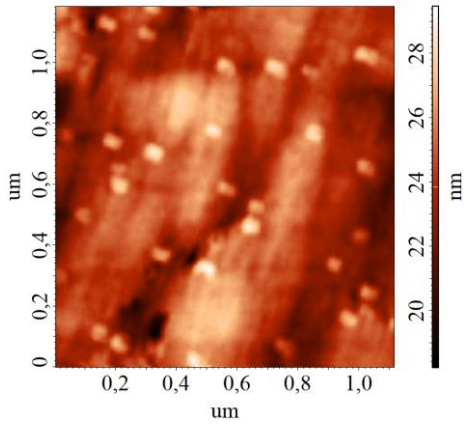


Рис. 1. АСМ изображение поверхности GaSbAs/AlP КТ

1. D. S. Abramkin, V. V. Atuchin // Nanomat. 12. 3794 (2022).
2. T. Nowozin et al. // J. Nanomat. 215613 (2013).
3. A. Marent et al. // Semicond. Sci. Technol. 26. 014026 (2011).
4. D. S. Abramkin et al. // Nanomat. 13. 910 (2023).
5. Д. С. Абрамкин, М. О. Петрушков, Д. Б. Богомолов и др. // ФТП 58. 185 (2024).

Предсказательное моделирование распределения механических деформаций в двумерных материалах

Г. А. Булавин

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991
*bulavin.ga21@physics.msu.ru

Фотонные излучатели в монослоях и гетероструктурах дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) являются перспективной платформой для создания компонентной базы интегральной квантовой фотоники. Ключевой проблемой, ограничивающей их широкое применение, остается стохастическая природа их возникновения. Работы последних лет показали, что фотонные излучатели в ДПМ возникают в областях с высокой локальной деформацией, которая влияет на зонную структуру, способствует дрейфу и локализации экситонов [1, 2], однако до сих пор не существует надежного метода для предсказания распределения деформаций в ДПМ.

В данной работе мы решаем эту проблему с помощью комплексного подхода, в основе которого лежит численная модель, позволяющая рассчитать деформационный профиль в пленках ДПМ при их переносе на наноструктурированные подложки. Такой подход позволяет определять потенциальные точки локализации излучателей, величину спектрального сдвига фотолюминесценции и других оптических свойств тонких пленок, зависящих от величины деформации.

Для верификации представленной модели были рассмотрены различные геометрии наноструктур. Так, численное моделирование одной из конфигураций (рис. 1, *а*) показало, что распределение локальных механических деформаций (*strain*) (рис. 1, *б*) в тонкой пленке $MoSe_2$ зависит от геометрии подложки. Модель предсказывает, что максимальная деформация, а, следовательно, и наиболее вероятная локализация фотонных излучателей концентрируется на третьем наностолбце справа. В будущем планируется изготовление подобных структур для экспериментальной верификации результатов моделирования с помощью фотолюминесценции и генерации второй гармоники. Полученные экспериментальные данные будут использованы для калибровки численной модели путем прямого сопоставления с ее предсказаниями. Также было выполнено моделирование деформаций для структуры, представленной в работе [3]. Результаты расчетов согласуются с приведенной в работе косвенной оценкой величины локальных деформаций (*strain*). Важно отметить, что разработанный подход является универсальным: изменяя физические параметры (геометрию, модуль Юнга и др.), его можно адаптировать для анализа различных систем «подложка-пленка». Полученные результаты позволят создать инструменты для предсказательного моделирования фотонных устройств и могут быть использованы для разработки методов мультифизической топологической оптимизации.

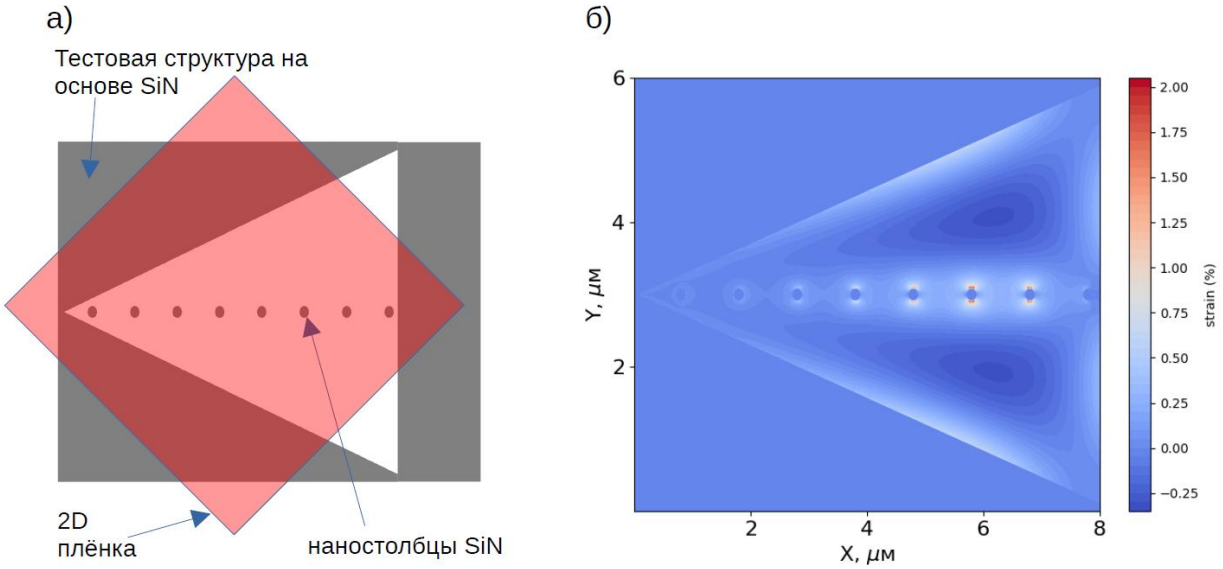


Рис. 1. *а* – схематическое изображение системы: структура (SiN) – пленка ($MoSe_2$), используемая в моделировании; *б* – результат моделирования – распределение локальных деформаций (*strain*) в пленке $MoSe_2$

1. Zhao Huan et al. “Manipulating interlayer excitons for near-infrared quantum light generation” // Nano Lett. 23. 11006–11012 (2023).
2. Linhart Lukas et al. “Localized intervalley defect excitons as single-photon emitters in WSe 2” // Phys. Rev. Lett. 123. 146401 (2019).
3. Maxim Rakhlin et al. “Mie-resonant silicon waveguide for efficient coupling with excitonic emitters in InSe” // Journal of Material Chemistry C (2025).

Тяжелофермионный d-f гибрид как минимальная теоретическая модель SmB_6

А. В. Бускина*, В. А. Зюзин

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Академика Семенова, 1А, Черноголовка, Московская обл., 142432
*buskina.av@phystech.edu

Гексаборид самария (SmB_6) обычно рассматривается как изолятор Кондо – материал, в котором при низких температурах формируется узкая щель в спектре из-за гибридизации локализованных («тяжелых») электронов и электронов проводимости («легких»). Однако экспериментально в SmB_6 было установлено аномальное поведение сопротивления: вместо неограниченного роста оно насыщается при понижении температуры до 2–4 К [1]. Кроме этого, при низких температурах теплоемкость линейна [3], что также противоречит простой картине изолятора и требует теоретического объяснения.

Было показано, что SmB_6 потенциально является трехмерным топологическим изолятором, а плато в проводимости может объясняться поверхностными состояниями. Тем не менее в экспериментальных работах, посвященных измерению оптической проводимости [2], теплоемкости [3] и эффекта де Гааза – ван Альфена [4], наблюдается существенный вклад от объема.

В данной работе рассматривается модель системы, включающей два вида фермионов с квадратичным спектром и сильно различающимися эффективными массами. Ключевой особенностью, делающей данную модель уникальной, является то, что в результате гибридизации на фермиевской поверхности остается только тяжелофермионный гибрид.

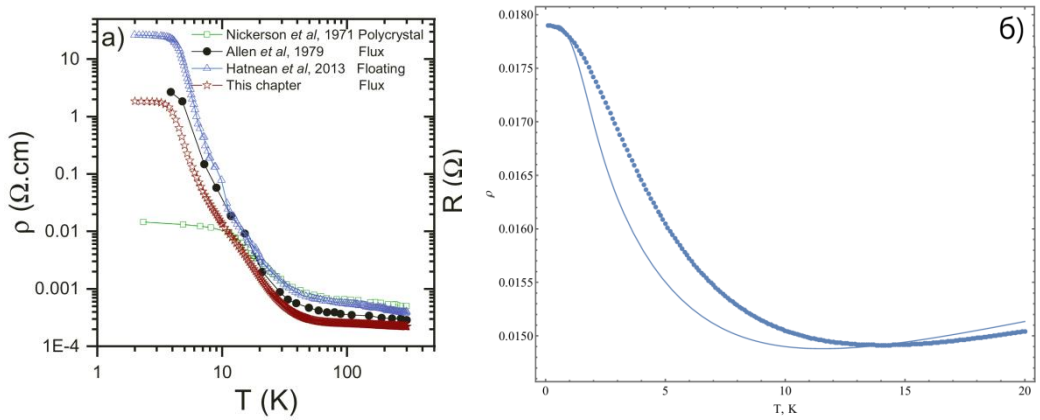


Рис. 1. Экспериментальные данные (*а*) зависимости сопротивления от температуры [1]; *б* – график зависимости сопротивления от температуры в нашей модели. Точками показан результат численного интегрирования, сплошной линией – извлеченная асимптотика

С помощью эффективного гамильтониана и примесной диаграммной техники вычислены зависимость статической проводимости от температуры и оптической проводимости от частоты при нулевой температуре. Получена низкотемпературная асимптотика теплоемкости. Показано, что модель качественно воспроизводит ключевые экспериментальные особенности: рост сопротивления на порядки и выход на низкотемпературное плато, а также линейную зависимость теплоемкости от температуры. Кроме этого, наша модель предсказывает пик в оптической проводимости, который также наблюдается в эксперименте при низких температурах. Пик соответствует энергетической щели гибридизации. Таким образом, мы считаем, что рассмотрение SmB_6 в качестве системы с тяжелофермионным гибридом на фермиевской поверхности в объеме образца лучше согласуется с экспериментом, чем модель трехмерного топологического изолятора.

Работа выполнена в рамках гранта РНФ 25-22-00819.

1. Priscila F. S. Rosa and Zachary Fisk. Bulk and surface properties of SmB_6, chapter 11 in Rare-earth borides // Jenny Stanford Publishing, Singapore, October 2021.
2. N. J. Laurita, C. M. Morris, S. M. Koohpayeh, P. F. S. Rosa, W. A. Phelan, Z. Fisk, T. M. McQueen, and N. P. Armitage. Anomalous three-dimensional bulk ac conduction within the kondo gap of smb6 single crystals // Phys. Rev. B. 94:165154, Oct. 2016.
3. N. Wakeham, P. F. S. Rosa, Y. Q. Wang, M. Kang, Z. Fisk, F. Ronning, and J. D. Thompson. Low-temperature conducting state in two candidate topological kondo insulators: smb6 and ce3bi4pt3 // Phys. Rev. B. 94:035127, Jul. 2016.
4. B. S. Tan, Y.-T. Hsu, B. Zeng, M. Ciomaga Hatnean, N. Harrison, Z. Zhu, M. Hartstein, M. Kiourlappou, A. Srivastava, M. D. Johannes, T. P. Murphy, J.-H. Park, L. Balicas, G. G. Lonzarich, G. Balakrishnan, and Suchitra E. Sebastian. Unconventional fermi surface in an insulating state // Science, 349(6245):287–290, 2015.

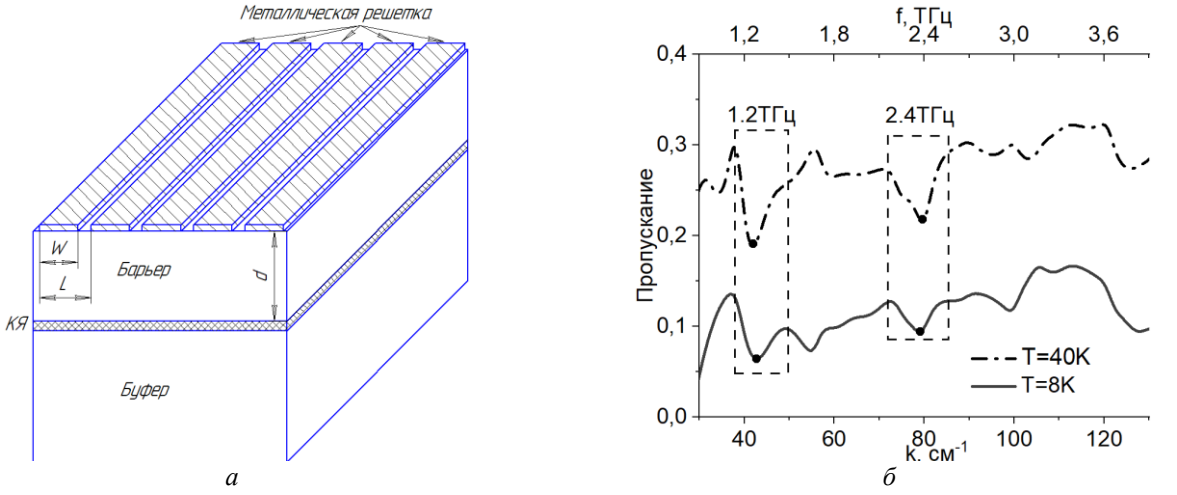
Исследование спектров поглощения в латеральном плазменном кристалле на основе квантовой ямы HgTe/CdHgTe

П. А. Бушуйкин[1*], В. В. Бельков[2], В. Ю. Качоровский[2], Г. С. Соколовский[2], С. О. Поташин[2], И. В. Горбенко[2], М. А. Фадеев[1], А. А. Янцер[1], О. М. Литовченко[1], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], Д. В. Шенгуров[1], С. В. Морозов[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, просп. Акад. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090
*bushuikinp@ipmras.ru

Латеральный плазменный кристалл (ЛПК) представляет двухмерную систему, в которой электронная концентрация периодически модулируется в одном направлении с помощью решетчатых затворов. Как следствие, спектр плазмонных возбуждений похож на спектр 1D кристалла и содержит разрешенные и запрещенные зоны. Ключевым достоинством 1D ЛПК является возможность эффективного управления зонной структурой с помощью затворных электродов. Хотя периодически модулированные системы изучаются достаточно давно, первая экспериментальная реализация 1D ЛПК с перестраиваемой затворами зонной структурой, появилась в 2023 г. [1]. Усиление и генерация плазмонов возможны вследствие межзонных электронных переходов с испусканием плазмонов в узкозонных квантовых ямах в условиях инверсной населенности зон. Вероятно, впервые такой механизм генерации плазмонов был рассмотрен для графена [2]. По сравнению с графеном, HgTe/CdHgTe наноструктуры позволяют, меняя их параметры, варьировать ширину запрещенной зоны от нуля до значений, превышающих 1 эВ. В структурах с периодической модуляцией электронной концентрации на квантовых ямах (КЯ) HgTe/CdHgTe ранее экспериментально не было измерено пропускание с наблюдением плазменных резонансов, что позволило бы оценить добротность плазменных колебанний и возможность реализации плазменного кристалла.

В данной работе изучалась КЯ HgTe/CdHgTe (КРТ№210910) с металлической решеткой поверх структуры. Толщина КЯ составляет 5 нм, доля Cd в барьерах составляет 70 %, а их толщина d = 1 мкм. Период решетки составляет L = 5,3 мкм, а толщина одной металлической полоски W = 4,1 мкм (рис. 1, *а*). Данный период решетки подобран согласно теории из работы [1], чтобы резонансная частота плазменных колебаний составляла около 1,5 ТГц. Измерения спектров пропускания данной структуры в диапазоне ТГц-излучения при температурах 8 и 40 К демонстрирует наличие плазменного резонансного поглощения на частоте 1,2 ТГц, а также вторичный провал на частоте 2,4 ТГц (рис. 1, *б*). Причем резонансное поглощение при температуре 40 К демонстрирует большую глубину, что говорит о повышении добротности соответствующих плазменных колебаний.



а *б*

Рис. 1. Схема структуры плазменного кристалла (*а*) в виде металлической решетки на барьере КЯ HgTe/CdHgTe; *б* – спектр поглощения в ТГц-диапазоне на структуре с плазменным кристаллом при температурах 8 (непрерывная кривая) и 40 К (пунктирная кривая). Прерывистыми рамочками обозначены линии резонансного поглощения на плазменных поглощениях. Падающее на структуру излучение от источника имело поляризацию, перпендикулярную металлическим полоскам. При параллельной поляризации резонансное поглощение не наблюдалось

Таким образом была продемонстрирована возможность существования эффективных плазменных колебаний в плазменных кристаллах на основе HgTe/CdHgTe.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (№ 24-62-00010).

1. P. Sai, V. V. Korotyeyev, M. Dub , M. Słowikowski , M. Filipiak, D. B. But, Yu. Ivonyak , M. Sakowicz, Yu. M. Lyaschuk, S. M. Kukhtaruk, G. Cywiński, W. Knap // Physical Review X. 2023. V. 13, no. 4. P. 041003.
2. V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji //Journal of Applied Physics. 2007. V. 101, no. 8. P. 083114.

Создание мемристорных структур методом безмасковой литографии для нейроморфных вычислительных систем

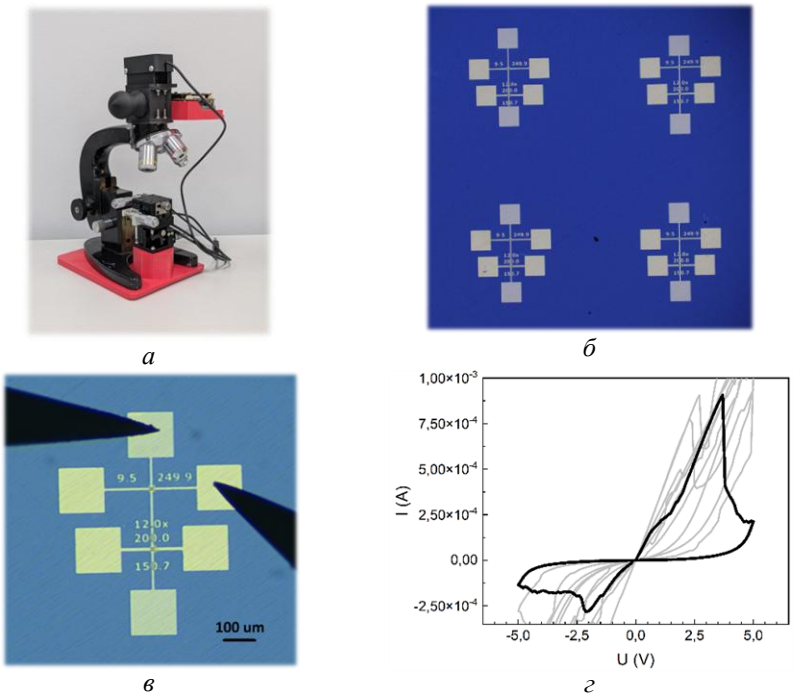
В. И. Варганов*, Р. В. Томинов, В. А. Смирнов

Южный федеральный университет, Институт Нанотехнологий, Электроники и Приборостроения,
Научно-исследовательская лаборатория «Нейроэлектроника и мемристивные наноматериалы» (НЕЙРОМЕНА),
ул. Шевченко, 2, Таганрог, Ростовская обл., 347922
*varganov@sfedu.ru

Современные вычислительные системы сталкиваются с фундаментальными ограничениями архитектуры фон Неймана, такими как высокое энергопотребление и низкая скорость передачи данных между процессором и памятью. Это особенно критично для задач искусственного интеллекта (ИИ) и обработки больших данных [1]. Путём преодоления этих ограничений решением являются нейроморфные вычисления, требующие разработки компактных и энергоэффективных элементов с переключаемым сопротивлением, таких как мемристоры. Одним из перспективных методов формирования этих элементов является технология, сочетающая методы безмасковой литографии, магнетронного напыления и взрывной литографии, что позволяет гибко управлять геометрией и воспроизводимостью структур. Таким образом, целью данной работы является создание технологии быстрого прототипирования мемристорных ячеек.

В результате был разработан макет установки безмасковой литографии (рис. 1, *а*) и реализована технология изготовления мемристорных ячеек, совмещающая преимущества безмасочной фотолитографии, магнетронного напыления и взрывной литографии. Были изготовлены и охарактеризованы мемристорные структуры (рис. 1, *б*) типа металл-диэлектрик-металл (Ti-ZnO-Ti) с размером активной области ячейки (ZnO) 6,0×9,5 мкм (рис. 1, *в*) и толщиной 30 нм при толщине электродов (Ti) 50 нм.

Измеренные вольт-амперные характеристики (рис. 1, *г*) демонстрируют классическое биполярное мемристивное переключение. Наблюдается чёткая петля гистерезиса с порогами переключения при +3,8 В (SET) и −2,2 В (RESET). Полученное соотношение токов между состояниями низкого и высокого сопротивления (ON/OFF ratio) превышает 40, что подтверждает способность структуры надежно хранить информацию.



а *б* *в* *г*

Рис. 1. Формирование и исследование мемристивных структур: *а* – установка безмасковой фотолитографии; *б* – мемристивные структуры; *в* – мемристивная структура крупным планом; *г* – ВАХ структур

Данные результаты свидетельствуют об успешном создании функциональной мемристорной ячейки с использованием предложенной технологии и о перспективности использованного подхода для создания энергоэффективных компонентов нейроморфных систем.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-19-00809 в Южном федеральном университете.

1. R. V. Tominov, Z. E. Vakulov, D. S. J. Rodriguez, I. S. Ugryumov, V. A. Smirnov. The study of synaptic plasticity in the ZnO memristor elements for neuromorphic AI // Journal of Advanced Dielectrics. 15(04). (2025).

Quasi-2D layers of J-aggregates: optical response, surface and cavity exciton-polaritons, and near-field effects

Diogo Cunha[1,2], Victor Duarte[2,3], Marcelo Barreiro[2,4], André J. Chaves[1,3], Nuno Peres[1,2], Mikhail Vasilevskiy[1,2]*

[1]Centro de Física das Universidades do Minho e do Porto, Universidade do Minho, 4710-057 Braga, Portugal
[2]International Iberian Nanotechnology Laboratory, Av. Mestre Jos´e Veiga, 4715-330 Braga, Portugal
[3]Department of Physics, Aeronautics Institute of Technology, 12228-900 São José dos Campos, SP, Brazil
[4]LCP-A2MC, University of Lorraine,1 Bd Arago, F-57070 Metz, France
*mikhail@fisica.uminho.pt

Molecular layers composed of J-aggregates of organic dyes are semiconductors that support tightly-bound Frenkel excitons (FEs), collective excitations that are delocalized within one J-aggregate by jumping from one dye molecule to another. Such coherent FEs are characterised by narrow dipolar resonances with a high oscillator strength and are interesting for organic optoelectronics; in particular, they can couple to electromagnetic waves and form cavity or surface exciton-polaritons [1,2]. Recently, it was found that, in contrast with conventional J-aggregate composites that are 3D-isotropic [1], monolayers and layer-by-layer deposited ultrathin (few-monolayer) films of J-aggregates show anisotropic (namely, uniaxial) exciton-related optical response [3]. It is related to the generally oblique orientation of the transient dipole moment with respect to the J-aggregate plane [4], in contrast with monolayer transition-metal dichalcogenides (TMDs) where the dipole moment vector lyes within the plane.

In this work, we derive the susceptibility tensor of such a quasi-2D molecular layer following Felderhof's approach [5] and theoretically investigate the effects of anisotropy of the J-aggregate layer on both cavity and surface FE-polaritons. Figure 1 shows the existence of two branches of surface exciton-polaritons supported by a single quasi-2D J-aggregate layer, and consequently two peaks in the caused by its distinct in-plane and out-of-plane responses. Our calculated results are compared with published experimental data [2] and indicate the conditions under which these two branches can be resolved.

We also explore the possibility of combining J-aggregate layers with monolayer TMDs, which support propagating Wannier-Mott excitons, a system that potentially can support hybrid polaritons linking two types of excitons, and investigate near field effects arising when a quantum emitter or a near-field microscope tip is placed near a quasi-2D J-aggregate layer.

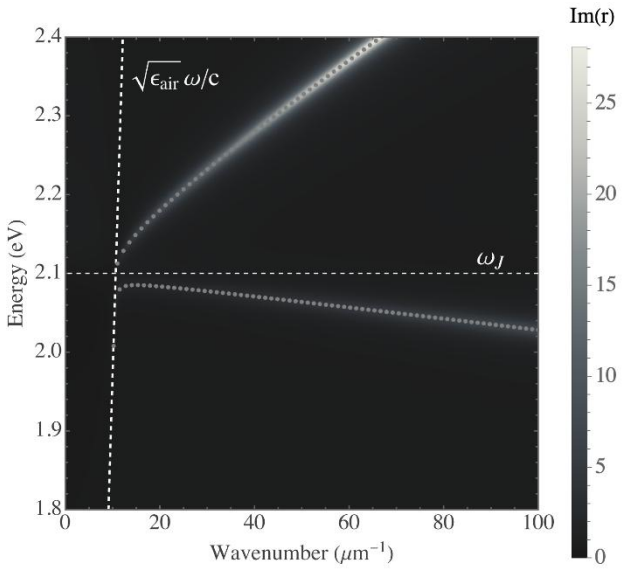


Fig. 1. Density plot of the imaginary part of the reflection coefficient (loss function) for a free-standing few-monolayer TDBC J-aggregate film. The dots indicate two branches of surface exciton-polaritons, while the dashed lines marks the excitonic resonance energy (ω_J) and the light line in air

1. V. M. Agranovich, M. Litinskaia and D. G. Lidzey // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. P. 085311.
2. S. T. Holder et al. // Nanophotonics. 2023. V. 12. P. 307–318.
3. P. A. Thomas et al. // arXiv:2506.07718, 2025.
4. D. Cunha, M. Barreiro, J. Gama, V. Duarte, N. Peres and M. Vasilevskiy // Proceedings of ICTON-25. 2025. P. 1–4.
5. B. U. Felderhof and G. Marowsky // Appl. Phys. B. 1987. V. 43. P. 161–165.

Диэлектрическая фаза NbS_3 со спинодальным распадом: естественные 2D-структуры с волной зарядовой плотности

Д. М. Васильев[1,2]*, В. Я. Покровский[1], М. В. Никитин[1], В. П. Мартовицкий[3], А. Л. Васильев[4], И. Н.Трунькин[4]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, 125009
[2]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», факультет физики, Москва, 105066
[3]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991
[4]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, 119333
*dimavasmx2000@gmail.com

Недавние исследования вискеров NbS_3 с использование мягкого рентгеновского излучения в скользящей геометрии показали, что в процессе роста может происходить спинодальный распад (СР) – расслоение однородного кристалла на разные фазы, связанное с диффузией вакансий серы [1,2]. В результате наблюдается чередование фаз в направлении поперёк слоёв (001), параллельных самой широкой поверхности вискера. Фаза II, в которой при комнатной температуре существуют две ВЗП (ВЗП-0 и ВЗП-1), может распадаться на слои фазы I и той же фазы II, но с увеличенным углом моноклинности [1]. В наиболее совершенных по структуре вискерах фазы наблюдается сателлитная структура, свидетельствующая о периодическом чередовании фаз [1].

Особенно интересным может быть случай СР диэлектрической фазы I, без ВЗП. В работе [2] показано, что она может распадаться на совершенные по структуре слои IV и II фаз. Толщина слоя IV фазы может быть близка к параметру решётки *c*, 18 Å, – об этом свидетельствует уширение пика (201) этой фазы [2]. Выявить присутствие таких же тонких прослоек II фазы не удалось из-за отсутствия рефлекса с малым углом дифракции и большим углом наклона. Однако существование атомарно-тонких слоёв фазы II выглядит логичным из соображений симметрии СР: слои с пониженной концентрацией вакансий, а именно фаза IV, должны чередоваться с аналогичными слоями с избытком вакансий, то есть фазы II.

Удельное сопротивление фазы II на 3-4 порядка ниже, чем фазы I [3] и близкой ей по структуре фазы IV [4]. Поэтому образцы I фазы со СР можно рассматривать как слоистые кристаллические диэлектрические структуры, в матрице которых находятся проводящие 2D-слои. Исследование этих слоёв особо интересно, поскольку в них возможно наблюдение скольжения ВЗП. Это подтверждается наблюдением пороговой нелинейной проводимости, связанной со скольжением ВЗП-1. При приложении ВЧ-поля на ВАХ наблюдаются ступеньки Шапиро (СШ) [3]. Отношение тока ВЗП к частоте показало, что доля фазы II в таких образцах очень мала, $\sim 10^{-4}$ или даже меньше. Таким образом, СР оказывается естественным процессом, в результате которого образуются фактически δ-слои разных политипов.

Однако описанная картина, возможно, имеет несколько идеализированный характер и требует критического анализа. Рентгеновская дифракция в скользящей геометрии отличается исключительно высоким угловым разрешением, характеризует когерентные области размером до 30 мм^2 и позволяет определять параметры решётки с точностью 5–7 десятичных знаков. Таким образом, полученные результаты отражают свойства объёмов, сравнимых с объёмом всего вискера. В то же время лишь в наиболее совершенных вискерах зарегистрированный сигнал отражает дифракцию более чем от половины объёма исследуемого объёма. Это может означать, что описанная слоистая структура с дальним порядком сосуществует с дефектами, рефлексы от которых оказываются вне поля зрения рентгена.

Для определения структуры межфазных границ мы использовали просвечивающую электронную микроскопию (ПЭМ), включая ПЭМ высокого разрешения (ПЭМ ВР). Локальность ПЭМ существенно дополнила возможности рентгеновской дифракции. В образцах NbS_3-I из той же партии, в том числе исследованных в рентгене, были обнаружены кристаллиты NbS_3-II. Межфазные границы имеют регулярную структуру, в том числе частично согласующуюся с результатами [1, 2]. Однако общий вид наблюдавшихся фрагментов в проекции (010) свидетельствует скорее о поликристаллическом, чем о слоистом характере структуры образцов.

Анализ измеренных ВАХ также помогает разобраться в конфигурации включений фазы II. Если предположить, что эти включения имеют вид слоёв, занимающих всё сечение образца в плоскости (001), рассчитанная из СШ доля фазы II соответствует всего одному монослою или даже меньшей величине. Иными словами, образец толщиной несколько микрон содержит один слой фазы II размерами ~10 мкм×1 мм при толщине *c* = 18 Å, что едва ли реально.

В докладе будут проанализированы результаты исследований структурных свойств вискеров NbS_3-I, претерпевших СР, в скользящем рентгене и в ПЭМ, а также их транспортных свойств. Будет предложено описание реальной структуры вискеров, согласующееся с этими результатами.

1. В. П. Мартовицкий, М. В. Никитин, В. Я. Покровский // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 120. С. 37–44.
2. V. Ya. Pokrovskii, V. P. Martovitskii, M. V. Nikitin, S. G. Zybtsev // 2025. Submitted to J. Phys.: Cond. Matt.
3. P. Monceau // Adv. Phys. 2012. V. 61. P. 325.
4. M. A. Bloodgood, P. Wei, E. Aytan et al. // APL Materials. 2018. V. 6. P. 026602.

Экситоны и хиральность в атомарно тонких 2D-полупроводниках $A^{II}B^{VI}$ с энантиомерными лигандами

Р. Б. Васильев[1,2]*, Д. А. Куртина[1], М. Ю. Платонова[1], А. И. Лебедев[3]

[1]Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 3, 119991
[2]Факультет наук о материалах МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 73, 119991
[3]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, 119991
*romvas@inorg,chem.msu.ru

Двумерные (2D) полупроводники проявляют сильные экситонные эффекты из-за уменьшенного диэлектрического экранирования и усиленных кулоновских взаимодействий, что делает их потенциальными кандидатами для новых оптоэлектронных приложений. В докладе рассматривается новый тип полупроводниковых наноструктур – атомарно-тонкие (толщиной менее 1 нм) нанолисты – халькогениды кадмия и цинка, выращенные в коллоидных системах с прецизионно заданной толщиной на уровне единиц атомных плоскостей [1–2]. Отличительной особенностью метода синтеза является возможность гибридизации с органическими молекулами, присоединенными к базальным плоскостям атомарно-тонкой наноструктуры. Мы использовали хиральные энантиомерно чистые молекулы, чтобы индуцировать хиральность в экситонной системе полученных наноструктур. Такие хиральные наноструктуры представляют интерес для фотоники, энантиоселективного разделения, асимметрического синтеза, квантовой оптики и квантовой криптографии [3–4].

Рассмотрены оптические и хироптические свойства таких наноструктур при гибридизации с энантиомерно чистыми лигандами различной природы, существенно изменяющими свойства 2D-экситонов. Достигнуто сильное диссимметричное взаимодействие с право- и лево-поляризованными фотонами, проявляющееся в спектрах кругового дихроизма (КД) и оптического вращения. Показано появление узких (шириной порядка 10–15 нм) знакопеременных полос в спектрах КД в спектральном диапазоне 300–500 нм, соответствующих экситонам подзон тяжелых дырок (HH) и легких дырок (LH) в оптических спектрах с максимальным фактором диссимметрии, достигающим $2 \cdot 10^{-2}$. Изменение L-стереоизомера лиганда на D-стереоизомер приводит к зеркальному отражению спектров КД, сохраняя спектральное положение и величину эллиптичности, т. е. хиральность экситонных возбуждений. Обсуждается разложение спектров КД на компоненты (рис. 1) и их связь с типом лиганда и координацией лиганда на поверхности, что изучено методом ИК-спектроскопии.

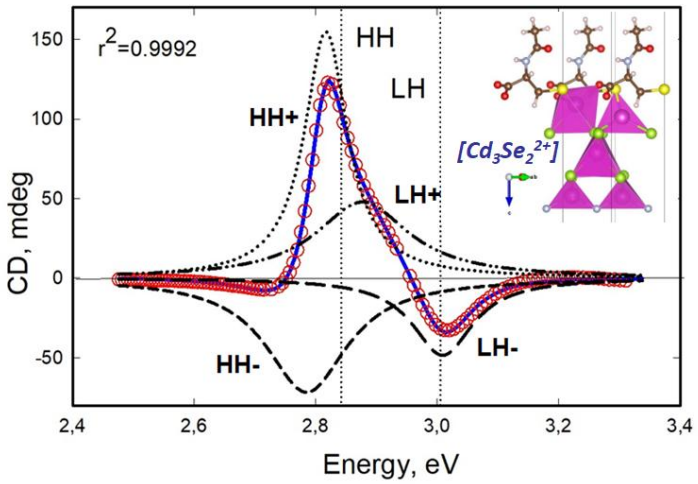


Рис. 1. Спектр кругового дихроизма образца хиральных атомарно-тонких наноструктур CdSe, толщиной 2 монослоя, покрытых лигандами N-ацетил-L-цистеина. Пунктирными линиями показано разложение КД полос LH- и HH-экситонов на право- и лево-поляризованные компоненты. На вставке – фрагмент кристаллической структуры

Продемонстрированые уникальные свойства хиральных двумерных экситонов с зеркальной асимметрией, наблюдающихся в хиральных атомарно-тонких гибридных 2D-полупроводниках на основе соединения $A^{II}B^{VI}$ с энантиомерными лигандами, показывают большой потенциал данных полупроводниковых наноструктур для приложений в фотонике и оптоэлектронике.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-13-00416.

1. Kurtina D. A., Grafova V. P. et al. // Materials. 2023. 16. P. 1073.
2. Kurtina D. A. et al. // Materials. 2024. 17. P. 23.
3. Dong J., Liu Y., Cui Y. // Nat. Chem. 2024. 16. P. 1398.
4. Kurtina D. A., Garshev A. V. et al. // Chem. Mater. 2019. 31. P. 9652–9663.

Кинетика фотолюминесценции нейтральных и заряженных экситонных комплексов в монослое WS_2

А. И. Веретенников, А. И. Галимов, М. В. Рахлин, Т. В. Шубина

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26, 194021

Двумерные структуры на основе дихалькогенидов переходных металлов представляют интерес для полупроводниковой фотоники благодаря сильному кулоновскому взаимодействию, которое позволяет наблюдать не только экситонную люминесценцию при комнатной температуре, но и излучение многозарядных комплексов (трионов и биэкситонов). Особый интерес представляют монослои на основе вольфрама, в которых темные экситонные состояния располагаются ниже по энергии, чем светлые, и при низких температурах формируют резервуар оптически возбуждаемых носителей, термическая активация которых приводит к росту заселенности светлых состояний [1] и экситонных комплексов [2].

В настоящей работе представлены результаты исследования монослоя WS_2 методами спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) с высоким спектральным и временным разрешениями в диапазоне температур 10–300 К. Спектр микро-ФЛ WS_2 содержит интенсивные линии (рис. 1, *a*), природа которых до сих обсуждается. Немонотонная температурная зависимость интегральной интенсивности ФЛ оптически активных состояний свидетельствует о существенном вкладе процессов термической активации, связанных с релаксацией и термализацией носителей из оптически неактивных темных состояний. Исследование кинетики ФЛ показало наличие как «быстрой» компоненты (<30 пс), так и «медленных» компонент с характерными временами жизни 100–600 пс (рис. 1, *b*). Анализ температурной зависимости времен затухания позволил установить, что доминирующая линия в спектре ФЛ соответствует рекомбинации отрицательно заряженного биэкситона, представляющего собой связанное состояние темного экситона и светлого триона, с характерным временем жизни порядка 110 пс.

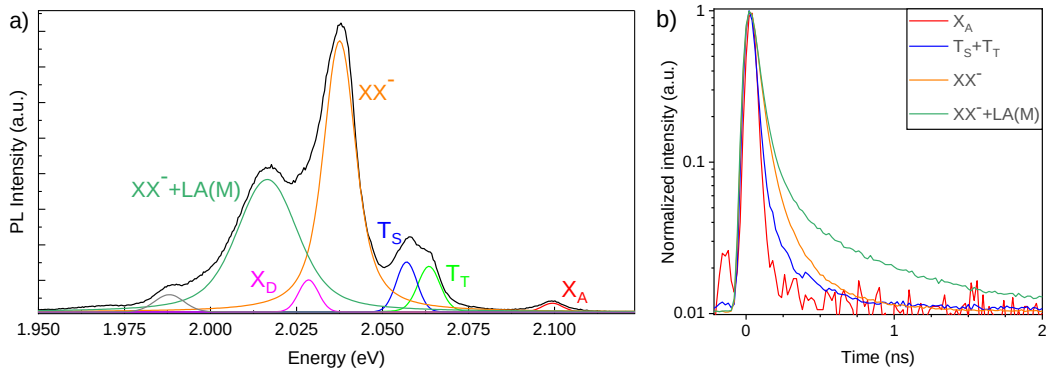


Рис. 1. Спектр ФЛ монослоя WS_2 (*a*), *b* – кривые затухания ФЛ для различных пиков

Для количественной интерпретации экспериментальных данных разработана численная модель на основе системы балансных уравнений. Модель не только качественно воспроизводит наблюдаемые спектральные и кинетические зависимости, но и позволяет получить количественные оценки ключевых параметров, включая энергию связи заряженного биэкситона, скорость его образования и излучательные времена жизни темных состояний.

1. Zhang X.-X. et al. // Phys. Rev. Lett. 115. 257403 (2015).
2. You Y. et al. // Nature Phys. 11. 477–482 (2015).

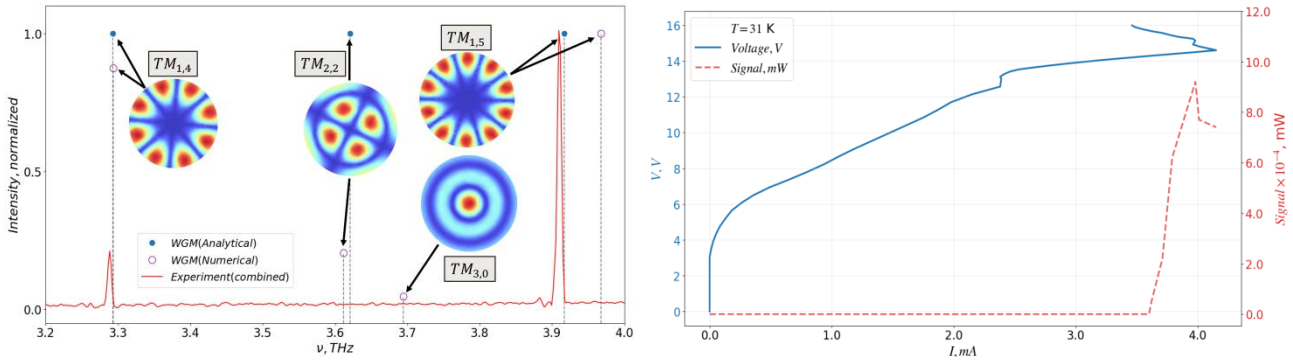
Микродисковые квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона на модах шепчущей галереи

Д. В. Виноградов[1]*, Д. А. Белов[1,2], А. В. Иконников[1,2], Р. А. Хабибуллин[1]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2]МГУ, Ленинские горы, Москва, 119991
*Vinogradov.dv@phystech.edu

Лазеры на микродисках, основанные на модах шепчущей галереи (МШГ), привлекают значительное внимание благодаря своим уникальным высокодобротным модам, которые циркулируют по кругу резонатора, распространяясь под скользящими углами.

В работе рассматриваются два микродисковых ТГц-ККЛ с диаметрами 50 мкм и 100 мкм и высотой (толщина активной области GaAs/AlGaAs), равной 10 мкм. Поле внутри микродиска может быть найдено с помощью скалярного уравнения Гельмгольца, записанного в цилиндрических координатах: $\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial E}{\partial r}\right)+\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2}+k^2E=0$, решением которого будет функция: $E(r,\phi,z)=J_m\left(r\sqrt{k^2-\beta^2}\right)e^{\pm im\phi\pm i\beta z}$, β – постоянная распространения вдоль оси z, но так как мы ищем собственные моды резонатора, которые не зависят от z ($\beta=0$) [1], таким образом: $E_r=C_0J_m\left(\frac{2\pi nr}{\lambda_{m,q}}\right)e^{im\phi}$ [2]. Длины волн таких собственных мод можно вычислить по формуле: $\lambda_{m,q}=\frac{2\pi Rn}{T_{m,q}}$, где $R-$ радиус цилиндра, $n-$ показатель преломления среды резонатора ($n=3{,}7\neq n(\lambda)$), $T_{m,q}-$ корни порядка q функции Бесселя с индексом m. При помощи Comsol Multiphysics были найдены собственные длины волн и проведен расчёт распределений электрических полей, соответствующих этим длинам волн. Интегрирование плотности излучательной энергии по боковой поверхности цилиндра позволяет определить вклад моды в интегральный оптический сигнал, измеряемый внешним детектором. На рис. 1 представлены результаты численного моделирования и экспериментальные спектры генерации микродискового ТГц-ККЛ, а также его ВАХ и ВтАХ для микродиска диаметром 50 мкм. Таким образом, были исследованы спектры генерации микродисковых ТГц-ККЛ с различным диаметром и определены моды МШГ, которые вносят наибольший вклад в оптический сигнал.



а *б*

Рис. 1. *а* – результаты моделирования и измеренные спектры генерации микродискового ТГц-ККЛ диаметром 50 мкм; *б* – ВАХ и ВтАХ микродискового ТГц-ККЛ диаметром 50 мкм

Работа выполнена при поддержке РНФ № 25-49-10010.

1. Крыжановская Н. В., Максимов М. В., Жуков А. Е. Лазеры на основе квантовых точек и микрорезонаторов с модами шепчущей галереи // Квантовая электроника. 2014. Т. 44, № 3. С. 189–200.
2. Fasching G. et al. Subwavelength microdisk and microring terahertz quantum-cascade lasers // IEEE journal of quantum electronics. 2007. V. 43, no. 8. C. 687–697.

Влияние геометрических параметров распределенной обратной связи на модовый состав терагерцового квантово-каскадного лазера

М. В. Винокуров[1]*, А. А. Афоненко[2], Д. В. Ушаков[2], Р. А. Хабибуллин[1]

[1]Московский физико-технический институт, ул. Первомайская, д. 5, Долгопрудный, Московская обл., 141707, Россия
[2]Белорусский государственный университет, пр. Независимости, д. 4, Минск, 220030, Беларусь
*vinokurov.mv@phystech.edu

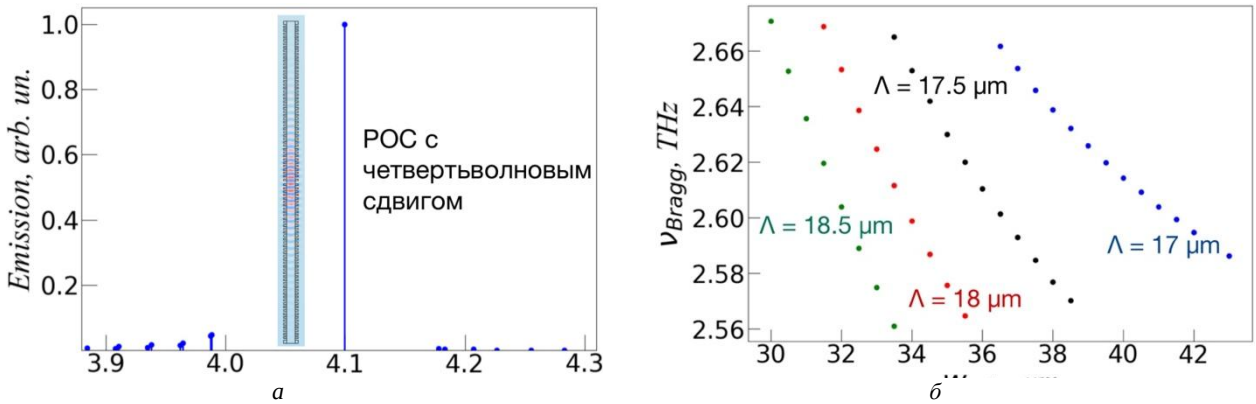
Квантово-каскадные лазеры активно применяются в спектрометрических исследованиях [1], а также имеют большой потенциал использования в сферах безопасности и медицины. Уникальное строение активной среды таких лазеров позволяет получить генерацию на частотах от 1,2 до 6 ТГц, на которых использование других оптических квантовых генераторов затруднено. Однако в случае полосковой геометрии ТГц-ККЛ генерация носит многочастотный характер, что осложняет использование данных источников терагерцового излучения в спектрометрии.

Для достижения одночастотного режима генерации ТГц-ККЛ в настоящей работе используется распределенная обратная связь (РОС) с модуляцией ширины волновода (в пределах от w_{min} до w_{max}). Проверка достижения одночастотности осуществляется путем решения системы скоростных уравнений [2] для каждой собственной моды лазерного волновода:

$$\begin{cases} \frac{dS}{dt} = G(N_3 - N_2)S - \frac{S}{\tau_{ph}} + \frac{\beta}{\tau_{sp}} N_3 \\ \frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{cl}} - \frac{N_2}{\tau_{rr}} + G(N_3 - N_2)S \\ \frac{dN_3}{dt} = \frac{I}{e} - \frac{N_3}{\tau_{cl}} - G(N_3 - N_2)S \end{cases},$$

где S – число фотонов, N_2 – число носителей на нижнем лазерном уровне, N_3 – число носителей на верхнем лазерном уровне, G – коэффициент усиления среды, τ_{ph} – время жизни фотона, τ_{cl} – время жизни электрона, τ_{rr} – время, характеризующее скорость опустошения нижнего лазерного уровня, β – фактор спонтанной эмиссии, а τ_{sp} – время спонтанной релаксации.

Генерация на резонансной частоте возникает при включении в состав РОС четвертьволнового сдвига (рис. 1, *а*), в противном случае модовый состав содержит лишь неосновные менее интенсивные частоты. Изменение пределов вариации ширины позволяет добиваться перестройки в 100 ГГц (рис. 1, *б*). Величина w_{max} менялась пропорционально w_{min}: $w_{max} = 1{,}67\ w_{min}$. При этом, подбирая период распределенной обратной связи и пределы ширины, удается обеспечивать необходимую дискретизацию интересующего диапазона: скорость перестройки меняется в пределах от $\vartheta = 11{,}6\ \frac{\text{ГГц}}{\text{мкм}}$ (при $\Lambda = 17$ мкм и диапазоне ширин от 36,5 мкм до 43,0 мкм) до $\vartheta = 31{,}3\ \frac{\text{ГГц}}{\text{мкм}}$ (при $\Lambda = 18{,}5$ мкм и диапазона ширин от 30,0 мкм до 33,5 мкм). Данные линейки ТГц ККЛ позволяют покрыть диапазон, содержащий как интенсивную линию поглощения воды, так и интенсивную линию поглощения полудейтерированной воды. Таким образом, открывается возможность измерения количественного соотношения изотопологов воды.



а *б*

Рис. 1. Модовый состав ТГц-ККЛ с РОС с четвертьволновым сдвигом (*а*). Перестройка брэгговской частоты с увеличением пределов изменения ширины волновода (*б*)

Работа выполнена при поддержке РНФ № 24-49-10004.

1. Hübers H. W. et al. Direct detection of atomic oxygen on the dayside and nightside of Venus // Nature communications. 2023. V. 14, no. 1. P. 6812.
2. Haldar M. K. A simplified analysis of direct intensity modulation of quantum cascade lasers // IEEE journal of quantum electronics. 2005. V. 41, no. 11. P. 1349–1355.

Одно- и двухстадийный рост GaInP-наноструктур на подложках кремния из паровой фазы

А. С. Власов[1], Л. Б. Карлина[1], Р. В. Левин[1], В. В. Лысак[1], И. П. Сошников[1,2,3]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
[2]СПбАУ РАН им. Ж. И. Алфёрова, Санкт-Петербург
[3]ИАП РАН, Санкт-Петербург
*vlasov@scell.ioffe.ru

Представлены исследования, направленные на изучение механизмов роста и способов управления составом наноструктур, получаемых методом каталитического роста из насыщенных паров индия и фосфора. Исследования являются продолжением серии наших работ по каталитическому росту соединений A_3B_5 на подложках арсенида галлия и кремния из паровой фазы [1, 2]. Разрабатываемый нами метод является простым и *low cost* благодаря использованию оборудования на основе диффузионной печи с применением специальной ячейки-испарителя в квазизамкнутом объёме.

Исследовано влияние условий формирования каталитических капель галлия, получаемых в результате напыления плёнок различной толщины и их последующего отжига на процессы самокаталитического роста наноструктур GaInP. Для роста использовались подложки кремния ориентации (111). Помимо этого проведено исследование двухстадийного роста наноструктур, который осуществлялся путём дополнительного напыления галлия на первичный GaInP нуклеационный слой.

В качестве источников паров фосфора и индия использовались насыщенные растворы-расплавы Sn-InP, In-InP, находящиеся непосредственно в ростовой камере. Подложки Si (111) подвергались стандартной предростовой процедуре очистки и удаления дефектного слоя травлением в буферизованном растворе плавиковой кислоты (NH_4F:HF:H_2O) с последующей промывкой и сушкой. Плёнка галлия наносилась методом резистивного испарения в вакууме. Каталитические капли формировались путем предварительного отжига в атмосфере водорода при температуре 400 °C. Рост осуществлялся в атмосфере водорода при температуре 580±5 °C в течение 30 минут.

Методом растровой электронной микроскопии изучены морфология и состав полученных структур. Обнаружено, что в зависимости от толщины напыляемого слоя галлия происходит изменение морфологии и состава получаемых нанокристаллитов. Показано, что использование двухстадийного роста обеспечивает бóльшую однородность нуклеационных слоёв и увеличение плотности вертикальных наноструктур. Исследования спектров микрофотолюминесценции показали возможность получения наноструктур, излучающих в диапазоне от 1,5–1,9 эВ. Исследование спектров рамановского рассеяния позволило оценить состав наноструктур. Показано образование двух фаз разного состава, что объясняется различием в механизмах роста при последовательном формировании нуклеационного слоя и 3D-наноструктур.

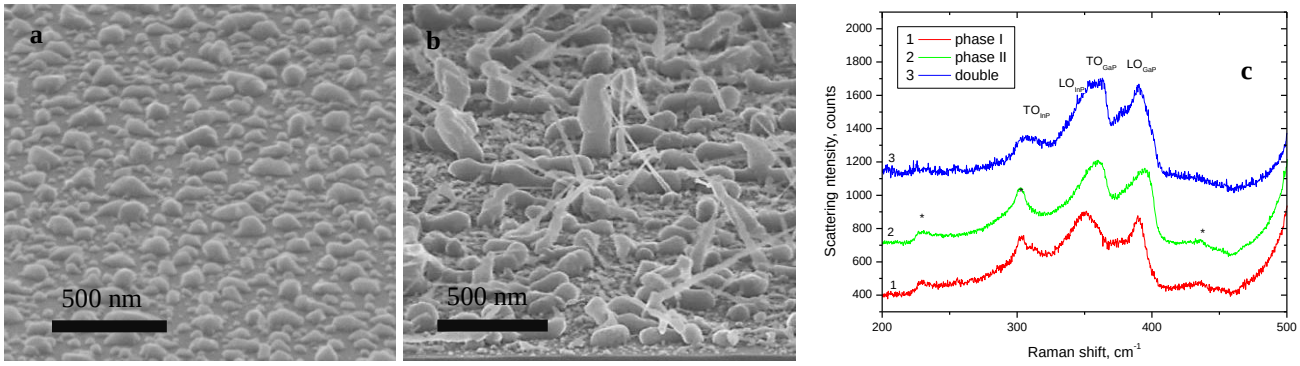


Рис. 1. РЭМ изображения GaInP-наноструктур: 1-я фаза роста (*a*), 2-я фаза роста (двухстадийный рост) (*b*), рамановские спектры при двухстадийном (phase I, II) и одностадийном (double) росте (*c*)

1. A. S. Vlasov, L. B. Karlina, B. Ya. Ber, N. A. Bert, M. E. Boiko, D. Y. Kazantsev, A. A. Levin, A. B. Smirnov, I. P. Smirnova, I. P. Soshnikov // Mat. Today Comm. 31. 103232 (2022).
2. Л. Б. Карлина, А. С. Власов, Р. В. Левин, И. П. Сошников // ФТП. Т. 59. 5. С. 265 (2025).

Влияние конструкции сегментированного контакта на дальнее поле излучения мощных лазерных диодов

В. С. Вязанкин, Н. В. Гультиков, А. В. Подкопаев, М. А. Ладугин, А. А. Мармалюк

АО НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха, ул. Введенского, д. 3, корп. 1, Москва, 117342

Мощные лазерные диоды (ЛД) с широкой апертурой являются ключевыми элементами в оптоэлектронике и широко используются для накачки твердотельных лазеров, промышленной обработки материалов, в медицине и других практических приложениях. К современным ЛД предъявляются высокие требования по выходной оптической мощности. Основной проблемой на пути к её повышению является филаментация – неконтролируемое самопроизвольное образование узких областей с высокой плотностью оптической мощности (нитей, или филаментов) в широкоапертурном активном слое. Это явление выступает основным механизмом, ограничивающим значения предельной оптической мощности ЛД. Решить проблему филаментации можно путём ограничения модового состава при введении поперечной периодической структуры в контактную область ЛД.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния геометрии периодической структуры на пространственное распределение интенсивности в дальнем поле излучения ЛД. Основой исследуемого прибора является стандартная двойная гетероструктура AlGaAs/GaAs с раздельным ограничением, расширенным волноводом и квантовой ямой в активной области. Конструктивной особенностью ЛД является разделение меза-полоскового контакта на продольные сегменты, формирующие периодическую структуру. Через указанные сегменты протекает ток накачки, и в области под ними происходит генерация лазерного излучения. Сегменты разделены пассивными областями (меза-канавками), которые не участвуют в генерации и выполняют роль изолирующих барьеров.

Эксперименты проводились на ЛД с широким меза-полосковым контактом, и исследовались четыре типа структур: контрольный образец со сплошным контактом и три варианта сегментированного контакта с различным соотношением размеров излучающих сегментов и пассивных меза-канавок от 1:1 до 1:2.

Показано, что введение периодической продольной структуры в области контакта ограничивает эффект филаментации и стабилизирует распределение оптического поля. Это приводит к значительным изменениям в диаграмме направленности (дальнем поле) в плоскости, параллельной p-n переходу. В отличие от контрольного образца, для всех сегментированных структур формируется стабильное распределение интенсивности с двумя максимумами (рис. 1), что свидетельствует о преимущественном возбуждении мод высокого порядка.

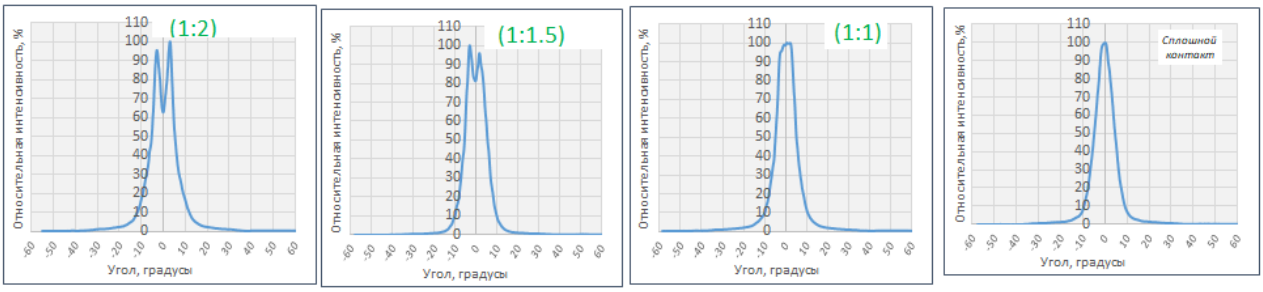


Рис. 1. Распределение интенсивности в дальнем поле излучения в плоскости, параллельной p-n переходу, для ЛД со сплошным и сегментированными контактами

Увеличение ширины пассивного промежутка между сегментами приводит к росту относительной интенсивности двух главных максимумов и их угловому расхождению. При этом в картине дальнего поля излучения в плоскости, перпендикулярной p-n переходу, исследуемых образцов различий не зафиксировано.

Такой профиль пучка, в отличие от гауссова, имеет более крутые края, что может быть преимуществом для ряда применений.

Управление коэффициентом деления интегрального Y-делителя при помощи интерференции волноводных мод

О. С. Вязанкин[1]*, А. И. Бобров[2], П. В. Волков[1], А. В. Нежданов[2], А. А. Скрылев[2], Д. А. Семиков[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23, 603022
vyazankin.os@ipmras.ru

Кремниевая интегральная фотоника, благодаря полной совместимости с развитыми технологиями создания электронных микросхем, является активно развивающимся направлением и перспективной технологической платформой для создания фотонных интегральных схем (ФИС) и устройств на их основе.

Одной из основных проблем при создании ФИС с помощью относительно недорогих технологических процессов является высокий разброс параметров у интегральных элементов. Поэтому в задачах, где требуется высокая точность деления, необходимо либо переходить на более дорогостоящие техпроцессы, либо реализовывать схемы подстройки коэффициента деления.

В данной работе предложен и численно исследован метод подстройки коэффициента деления Y-делителя, изображённого на рис. 1, с использованием интерференции мод TE_{00} и TE_{10} кремниевого волновода с размером 500×220 нм в сечении, закрытого оксидом кремния [1]. Управление фазовой задержкой между модами моделировалось путём изменения температуры отрезка волновода длиной 400 мкм.

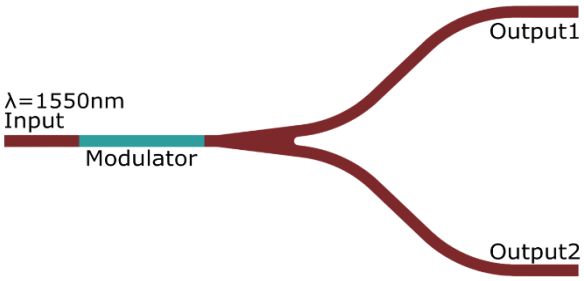


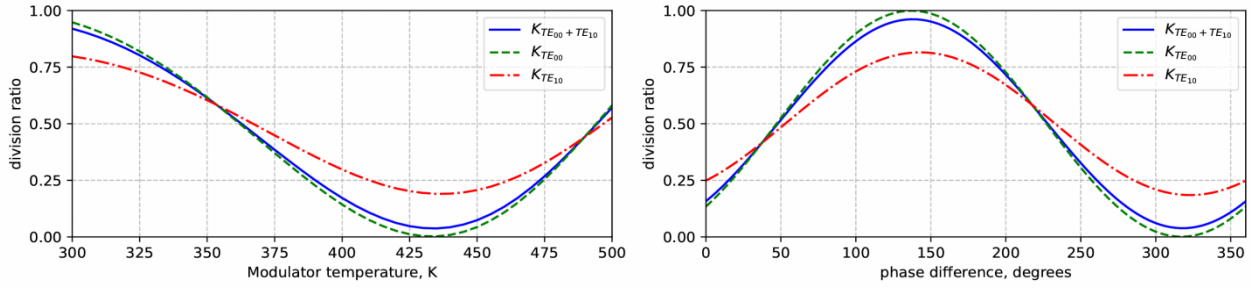
Рис. 1. Конструкция исследуемого Y-делителя. Input – ввод излучения TE00 и TE10 мод с источника, Modulator – термооптический модулятор, Output1 и Output2 – выводы излучения Y-делителя

Коэффициент деления Y-делителя для разных мод рассчитывался по следующей формуле:

$$K_{TEnm} = \frac{P_{TEnm_output1}}{P_{TEnm_output1} + P_{TEnm_output2}}, \quad (1)$$

где $P_{TEnm_output1}$ и $P_{TEnm_output2}$ – это мощности TE моды с индексами n и m для 1-го и 2-го выводов излучения Y-делителя.

Результат моделирования приведён на рис. 2.



а *б*

Рис. 2. *а* – зависимость коэффициента деления Y-делителя от температуры на термооптическом фазовращателе длиной 400 мкм. *б* – зависимость коэффициента деления Y-делителя от разности фаз между TE00 и TE10 на входе в делитель

Из рис. 2 следует, что нагревателем длиной 400 мкм при нагреве модулятора на 200 К возможно смещение фазы между модами TE_{00} и TE_{10} более чем на π. Для задачи подстройки коэффициента деления такого сдвига не требуется, поэтому можно либо использовать модуляторы меньшей длины, либо меньшие температуры их нагрева.

Таким образом, в работе предложен и численно исследован способ подстройки интегрального Y-делителя при помощи управляемой одним термооптическим фазовым модулятором интерференции мод TE_{00} и TE_{10}.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023–2025».

1. Волков П. В., Вязанкин О. С., Бобров А. И., Нежданов А. В., Семиков Д. А., Сидоренко К. В. Исследование влияния маломодовой структуры поля на параметры Y-делителей фотонной интегральной схемы // Письма в ЖТФ. 51:19 (2025).

Двухфотонные терагерцовые квантовые каскадные лазеры

В. И. Гавриленко[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021
gavr@ipmras.ru

Двухфотонные лазеры, в которых релаксация электронов между квантовыми уровнями с инверсией населенностей происходит при испускании двух фотонов, имеют ряд преимуществ (см., например, [1, 2]), самым очевидным из которых является дополнительная возможность перестройки и расширения полосы частот генерации. Единственная реализация двухфотонных лазеров в оптическом диапазоне с использованием атомов бария относится к 1992 году [3]. Гетероструктуры квантовых каскадных лазеров (ККЛ) с большими возможностями инженерии зонной структуры представляются идеальной средой для реализации двухфотонной схемы излучения. В недавних работах [2, 4] были предложены структуры терагерцовоых (ТГц) двухфотонных ККЛ. Ранее мы сообщали о создании импульсных двухфотонных ТГц-ККЛ [5]. В работах [5, 6] сообщалось о создании первого непрерывного двухфотонного ККЛ, выращенного методами молекулярно-пучковой эпитаксии и генерирующего в широкой полосе частот 3,1–3,9 ТГц (104–130 см$^{-1}$), работающего вплоть до $T = 90$ К.

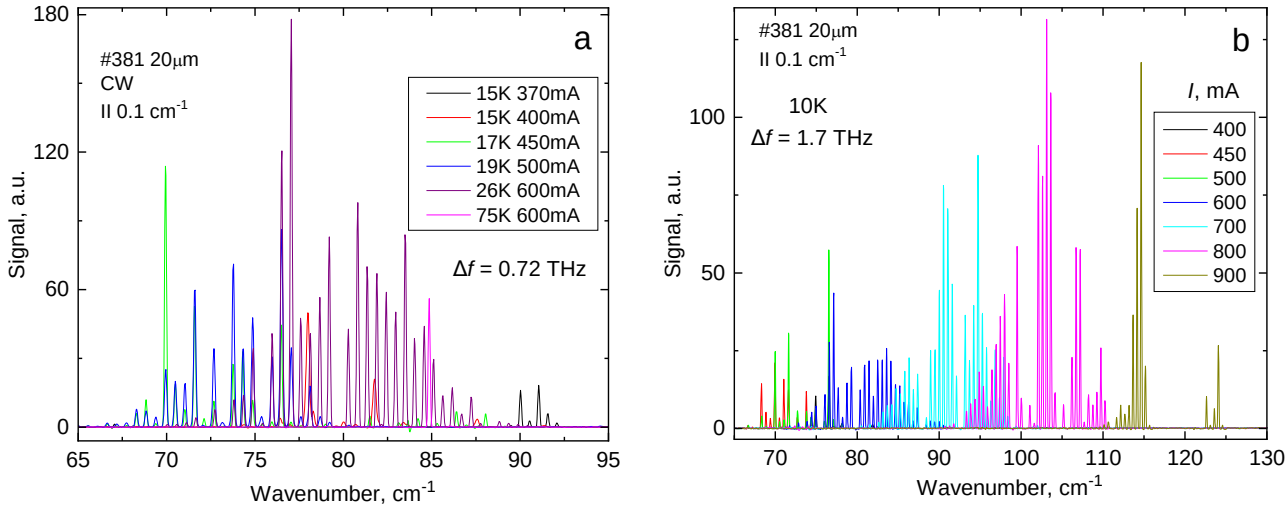


Рис. 1. Спектры излучения ККЛ, выращенного методом МОС-гидридной эпитаксии, в непрерывном (*a*) и импульсном (*b*) режимах. Ширина лазерного полоска 20 мкм, длина 2,5 мм, спектральное разрешение 0,1 см$^{-1}$

В докладе будут представлены результаты исследований двухфотонных ТГц-ККЛ, выращенных методами молекулярно-пучковой и МОС-гидридной эпитаксии. На рис. 1 представлены спектры излучения ККЛ, выращенного методом МОС-гидридной эпитаксии в НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха, с волноводом типа металл-металл. Активная область толщиной 10 мкм содержала большое число периодов из 4 квантовых ям (КЯ) GaAs/$Al_{0,15}Ga_{0,85}As$. Генерация излучения на продольных модах резонатора Фабри – Перо осуществлялась на двух диагональных (между уровнями размерного квантования в соседних КЯ) оптических переходах различных энергий, что обеспечивало возможность широкой перестройки частоты излучения вследствие изменения тока/приложенного напряжения. Как видно из рис. 1, в непрерывном режиме (*a*) перестройка составляла 0,72 ТГц, а в импульсном – 1,7 ТГц, что является рекордным значением для ТГц-ККЛ. В непрерывном режиме генерация сохранялась до 75 К, в импульсном – до 125 К.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30020-П.

1. Prokhorov A. M. // Science. 1965. V. 49. P. 828–830.
2. Ушаков Д. В. и др. // Вести НАН Беларуси, сер. физич. 2022. Т. 58, № 2. С. 237–244.
3. Gauthier D. J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68, No. 4. P. 464–467.
4. Talukder M. A. et al. // Optics Express. 2022. V. 30, No. 18. P. 31785.
5. Гавриленко В. И. // Тез. Российской конф. «Фотоника-2023». 2023. С. 26.
6. Khabibullin R. A. et al. // J. Appl. Phys. 2024. V. 136. P. 194504.
7. Жукавин Р. Х., Курицын Д. И., Хабибуллин Р. А. и др. // Известия вузов. Радиофизика. 2025 (в печати).

Алгебраический подход к описанию пространственного поведения носителей в скрещенных полях в графене

Е. Л. Румянцев, А. В. Германенко*

ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина», ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620062
*alexander.germanenko@urfu.ru

Энергетический спектр носителей заряда в графене в постоянных однородных скрещенных электрическом и магнитном полях хорошо известен и был получен различными методами, включая аналитический подход [1], основанный на решении системы дифференциальных уравнений, псевдо-лоренц-преобразованиями дирак-подобного гамильтониана графена [2], в рамках квазиклассического подхода [1] и алгебраическим методом, основанном на коммутационных свойствах кинетических импульсов [3]. Из перечисленных методов особый интерес представляет алгебраический подход, не зависящий от выбора вектор-потенциала, поскольку упомянутые коммутационные соотношения зависят только от напряженностей электромагнитных полей. В алгебраическом подходе кроме спектра могут быть получены и собственные функции в фоковском пространстве. Однако остается открытым вопрос о пространственном поведении полученных волновых функций, что необходимо при интерпретации квантового эффекта Холла. В докладе показано, что в рамках алгебраического метода возможно описать и пространственное поведение полученных состояний носителей заряда в графене, используя полное и ортонормированное $|\lambda\rangle$ представление [4], обходя проблему выбора конкретной калибровки. Рассмотренное $|\lambda\rangle$ представление формулируется в терминах градиентно-инвариантных операторов, задающих центр циклотронного вращения (*guiding center vectors*) $K_{\pm}$, и операторов кинетических моментов $\Pi_{\pm}$ (градиентно-инвариантных по построению), описывающих циклотронное вращение. В докладе подробно проанализировано пространственное поведение электронов на нулевом уровне Ландау, представляющее наибольший интерес при описании квантового эффекта Холла. При анализе полученных решений возникает вопрос о соответствии результатов шрёдингеровского описания при аналитическом подходе, требующим фиксации калибровки, и не зависящих от вектор-потенциала ответов, полученных при алгебраическом подходе, действующем в пространстве Фока, порожденного операторами $K_{\pm}$, $\Pi_{\pm}$. Установленное соответствие, согласно работе [5], указывает на необходимость определенного, однозначного выбора калибровки при использовании аналитического подхода.

Работа выполнена в рамках государственного задания (проект FEUZ-2023-0017).

1. Алисултанов З. З. // ЖЭТФ. 2017. Т. 152, С. 986.
2. Shitov A. et al. // Solid State Comm. 2009. V. 149. P. 1087.
3. Peres N. M. and Castro E. // J. Phys.: Condens. Matter 2007. V. 19. P. 406231.
4. Fan H., Ren Y. // Mod. Phys. Lett. B 1996. V. 10, P. 523.
5. Schwinger J. // Phys. Rev. 1951. V. 82. P. 664.

Влияние киральности среды на поверхностные волны Дьяконова

К. Ю. Голеницкий

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021
golenitski.k@mail.ioffe.ru

В настоящее время активно исследуются структуры как анизотропные, так и с анизотропными материалами. Использование анизотропных сред расширяет возможности по управлению и контролю за параметрами света, который в них распространяется. Кроме анизотропных сред активно применяются киральные среды [1, 2], в которых отсутствуют собственные и несобственные плоскости отражения.

Известно, что по границе двух прозрачных диэлектриков, из которых хотя бы один анизотропен, могут распространяться бездиссипативные поверхностные электромагнитные волны Дьяконова [3, 4]. Основной механизм затухания волн Дьяконова в диэлектриках – это рассеяние на неоднородностях границы. Одно из важных условий их существования – это анизотропия в плоскости границы. Например, оптическая ось анизотропного диэлектрика параллельна границе. В отличие от более известных поверхностных волн в изотропных средах, таких как плазмон- и фонон-поляритонов, у волн Дьяконова ограниченный диапазон углов распространения в плоскости границы. Ширина этого углового диапазона существенно зависит от величины анизотропии. Это и приводит к трудностям их экспериментального наблюдения в оптической области спектра [4], где природные минералы, как правило, обладают слабой анизотропией. Несмотря на это, волны Дьяконова и их аналоги продолжают активно исследовать в природных минералах, в метаматериалах, в двумерных анизотропных материалах [5].

В настоящей работе исследуется влияние киральности одной из сред, а также тонкого кирального слоя, на спектр поверхностных волн Дьяконова. Направления распространения волн Дьяконова в изотропном случае симметричны относительно оптической оси, но не эквивалентны. Им можно приписать эффективную циркулярную поляризацию, хотя они и не являются плоскими волнами. При отражении в плоскости, проходящей через оптическую ось и нормаль к границе, циркулярная «поляризация» волн Дьяконова поменяется. Тогда можно ожидать, что они будут чувствительны к киральности сред и/или границы. В работе будет показано, что в зависимости от знака и величины киральности диапазон углов существования расширяется для одних направлений распространения, а для «симметричных» – сокращается или совсем пропадает. Также показано, что такой же эффект проявляется и в структурах с тонким, по сравнению с длиной локализации волны, киральным слоем на границе. Описанный эффект качественно можно распространить на гиротропные среды, так как для его описания важно только нарушение эквивалентности лево- и правоциркулярно поляризованных волн и существование волн Дьяконова. Однако теоретическое описание в этом случае существенно усложняется. Также стоит отметить, что похожая ситуация реализуется для собственных мод в киральных резонаторах вблизи резонансов [1].

Автор благодарит Н. С. Аверкиева и С. Дьякова за плодотворные обсуждения, натолкнувшие на настоящее исследование.

1. Dyakov S., Smagin I., Salakhova N., Blokhin O. et al. // Optica. 2025. V. 12. P. 1406–1416.
2. Gromyko D., Shu A., Gorelik S., Xu J. et al. // Nature Commun. 2024. V. 15. P. 9804.
3. Дьяконов М. И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 119–123.
4. Takayama O., Crasovan L., Artigas D., Torner L. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 120. P. 043903.
5. Tresguerres-Mata A. I. F., Lanza C., Taboada-Gutiérrez J., Matson J. R. et al. // Nature Commun. 2024. V. 15. P. 2696.

Внутрислоевое и межслоевое взаимодействие в стуктурах на основе гетеробислоев $MoSe_2/WSe_2$

Г. М. Голышков*, А. С. Бричкин, В. Е. Бисти, Д. С. Нураев, А. В. Черненко

ИФТТ РАН им. Ю. А. Осипьяна, Московская обл., Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2, 142432
*golyshkov.gm@issp.ac.ru

Монослои дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) являются прямозонными полупроводниками с шириной запрещенной зоны, соответстующей оптическим переходам в видимом спектральном диапазоне. Благодаря малой эффективной диэлектрической проницаемости и большой эффективной массе, энергия связи экситона достигает несколько сотен мэВ, что позволяет наблюдать экситонные эффекты при температурах вплоть до комнатной. Особый интерес представляют межслоевые экситоны в структурах с гетеробислоями ДПМ, обладающие значительной энергией связи (~100 мэВ), сравнимой с энерией связи внутрислоевых экситонов [1]. Электрическое поле является эффективным инструментом управления плотностью носителей заряда в монослоях, дипольными моментами экситонов и их энергией связи и по-разному воздействует на внутри- и межслоевые экситоны.

Методом механической эксфолиации и последовательного переноса были изготовлены структуры с гетеробислоями $MoSe_2/WSe_2$, инкапсулированными гексагональным нитридом бора (hBN) и обкладками из графита и графена для приложения электрического поля. Исследования проводились методом микрофотолюминесценции в оптическом гелиевом криостате при температуре ~10 K.

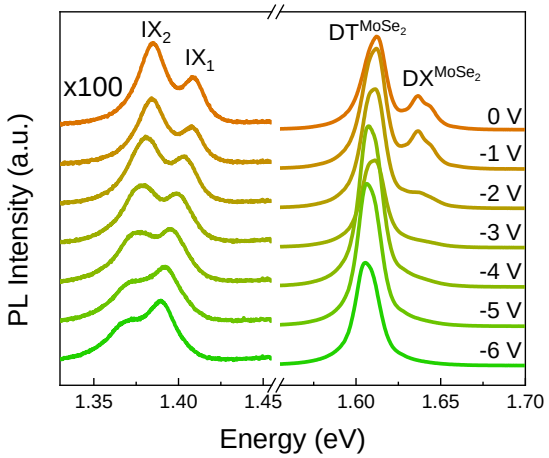


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции, записанные для одной позиции гетеробислоя $MoSe_2/WSe_2$, при приложении V_g на контакты из графита и графена

В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) гетеробислоев $MoSe_2/WSe_2$ наблюдаются линии нейтральных DX и заряженных DT экситонов, а также межслоевые экситоны IX_1 и IX_2 (рис. 1). Существующие на данный момент концепции объясняют наличие двух пиков IX в спектрах ФЛ по-разному: как ФЛ межслоевого экситона и межслоевого триона, так и в результате дипольных переходов для синглетных и триплетных экситонов, разница энергии которых определяется спиновым расщеплением зоны проводимости $MoSe_2$, в отличие от монослоев, где оптически активен только спин-синглетный экситон. Возможность таких переходов возникает вследствие изменения правил отбора в разных точках пространства в муаровых сверхрешетках с большим периодом [1]. Природа двух межслоевых возбуждений остается спорной.

При приложении электрического поля линии ФЛ межслоевых экситонов IX_1 и IX_2 испытывают существенный сдвиг, близкий к линейному, который значительно превышает сдвиг линий ФЛ внутрислоевого экситона. Рост интенсивности высокоэнергетической линии ФЛ межслоевого экситона IX_1 относительно IX_2 при приложении электрического поля свидетельствует в пользу концепции спин-синглетных и триплетных состояний [1].

Для структуры $MoSe_2/WSe_2$, инкапсулированной hBN, выполнен расчет энергии связи межслоевого экситона, методом решения уравнения Шрёдингера с обобщением потенциала Рытовой – Келдыша для двухслойной системы [2], полученное значение 83 мэВ. Показано, что для внутрислоевого экситона изменение его энергии связи, рассчитанной при учете влияния второго слоя, по сравнению с одиночным слоем незначительно.

1. F. Wu, T. Lovorn and A. H. MacDonald // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. 035306.
2. P. Kapuscinski, A. O. Slobodeniuk, A. Delhomme et al. // Phys. Rev. B. 2024. V. 110. 155439.

Управление плазменным кристаллом с помощью dc-тока: два типа неустойчивостей и усиление оптического сигнала

И. В. Горбенко*, В. Ю. Качоровский

ФТИ им. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021
*gorbenko.ilya.v@gmail.com

Пропускание dc-тока через 2D-систему может приводить как к плазменной неустойчивости (ПН) и генерации излучения [1], так и к усилению падающего на систему излучения [2, 5]. Целью данной работы является изучение и систематизация различных механизмов ПН и усиления в латеральном плазменном кристалле (ЛПК), который легко реализуется в системе с двумя решётчатыми затворами (*double grating gate structure*). Если приложить разные затворные напряжения, U_1 и U_2 к двум решёткам, то возникнут периодически чередующиеся области длиной L_1 и L_2 с концентрацией электронов N_1 и N_2 (для определённости считаем $N_2 \leq N_1$) и, как следствие, различными плазменными скоростями: $s_2 < s_1$ [3]. Зонной структурой такого ЛПК можно управлять, меняя $U_{1,2}$ и переводя систему в режим слабой ($s_1 - s_2 \ll s_1$), сильной ($s_2 \ll s_1$) или же промежуточной ($s_2 \sim s_1$) связи [5, 6]. Несмотря на большое число работ, посвящённых ЛПК, его поведение при наличии dc-тока пока понято недостаточно, несмотря на ряд теоретических результатов (см. [2–6] и ссылки там) и первые экспериментальные измерения [5].

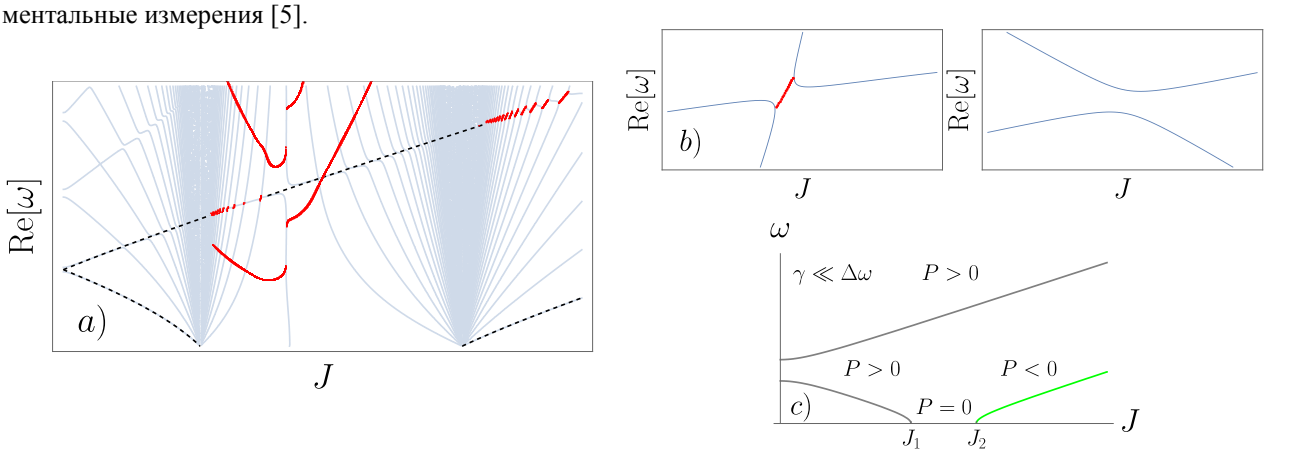


Рис. 1. *a* – плазменные моды ЛПК (неустойчивые показаны жирным красным); *b* – неустойчивое и устойчивое антипересечения, отвечающие пунктирным кружкам на панели *a*; *c* – моды, отвечающие за усиление (на панели (a) показаны пунктиром)

В работе изучается общая фазовая диаграмма ЛПК (см. рис. 1, *a*), которая показывает эволюцию различных плазмонных мод $\omega_n(K)$ в центре зоны Бриллюэна ($K = 0$) от приложенного dc-тока $J = e\,N_1V_1 = e\,N_2V_2$. Выделим три режима тока: *малый ток* $V_1 < s_1$ и $V_2 < s_2$, *промежуточный ток* $V_1 < s_1$ и $V_2 > s_2$ и *сильный ток* $V_1 > s_1$ и $V_2 > s_2$. Красным выделены неустойчивые ветви. Условия на ПН можно получить, вводя 4 волновых вектора: $q_{1,2}^{\pm} = \omega/(s_{1,2} \pm V_{1,2})$. Показано, что есть два типа ПН. Первый тип связан с наличием антипересечений, которые бывают двух типов: устойчивые и неустойчивые (изображены в увеличенном масштабе на рис. 1, *b*). Неустойчивые антипересечения (НАП) имеются в режиме промежуточных и сильных токов (в отличие от более ранних работ [3, 4], мы изучаем антипересечения на графиках зависимости частоты от тока J, а не от квазиволнового вектора K). НАП решений $q_1^+L_1 + q_2^+L_2 = \pi n$ и $q_1^-L_1 + q_2^-L_2 = \pi m$ реализуются при целых положительных n и целых отрицательных m. Второй тип неустойчивости аналогичен известной неустойчивости Дьяконова – Шура (ДШ) [1] и реализуется в интервале промежуточных токов. В случае сильной связи, когда $s_2 \ll s_1$, условие для неустойчивых частот $(q_1^+ + q_1^-)L_1 = 2\pi n$ похоже на условие неустойчивости ДШ с точностью до чётности квантования мод: $(q_1^+ + q_1^-)L_1 = \pi(2n+1)$ [1]. Инкремент $\lambda = \frac{s_1^2 - V_1^2}{L_1 s_1} \ln\frac{s_1+u}{s_1-u}$ $\left(\lambda = \frac{s_1^2 - V_1^2}{2L_1 s_1} \ln\frac{s_1+V_1}{s_1-V_1}\right.$ в работе [1]$\left.\right)$ и не зависит от номера n. Здесь $u = (s_1^2\,V_1)^{1/3} = (s_2^2\,V_2)^{1/3} \propto J^{1/3}$. Также показано, что ряд мод может отвечать за усиление амплитуды падающей на кристалл волны в определенном интервале токов. На рис. 1, *c* в качестве примера изображены две фундаментальные моды, нижняя из которых переходит в режим усиления (светлый зеленый цвет). Эти моды аналогичны модам, найденным ранее в работе [2] для другой системы.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-62-00010.

1. Dyakonov M., Shur M. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2465.
2. Mikhailov S. A. // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 1517.
3. Kachorovskii V., Shur M. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 232108.
4. Petrov A., Svintsov D., Ryzhii V., Shur M. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. P. 045405.
5. Boubanga-Tombet S. et al. // Phys. Rev. X. 2020. V. 10. P. 031004.
6. Gorbenko I., Kachorovskii V. // Phys. Rev. B. 2024. V. 110. P. 155406.

Фоточувствительная MWIR nBn-структура на основе МЛЭ HgCdTe со сверхрешёточным барьером с фоновым ограничением темнового тока

А. В. Войцеховский[1], С. М. Дзядух[1], Д. И. Горн[1]*, Н. Н. Михайлов[1,2], С. А. Дворецкий[1,2], Г. Ю. Сидоров[2], М. В. Якушев[2]

[1]Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, Томская обл., 634050
[2]Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, Новосибирская обл., 630090
*gorn.di@gmail.com

Потенциал технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) обусловливает перспективность униполярных HgCdTe-структур с барьером в виде сверхрешётки (СР) – nB(SL)n-структуры [1]. В данной работе представлены результаты исследования фоточувствительной MWIR nB(SL)n структуры на основе n-HgCdTe. Структура выращивалась методом МЛЭ в ИФП СО РАН на установке «Обь-М». Состав x в поглощающем слое равен 0,32, в контактном слое – 0,30. Сверхрешёточный барьер состоял из 15 ям с x = 0,03 толщиной 1,6 нм и 16 барьерных слоёв толщиной 3 нм с x = 0,5. Методом спектроскопии адмиттанса были исследованы вольт-амперные характеристики, как темновые, так и при наличии подсветки ИК-светодиодом с λ = 940 нм.

На рис. 1 изображена зависимость плотности темнового тока J_{dark} от величины $1/(\lambda_c T)$ (λ_c – граничная длина волны поглощающего слоя) для исследуемой структуры, а также её сравнение с Rule07 и Law19. Также приведены экспериментальные значения темнового тока детекторов, представленных Defir (LETI/Sofradir joint laboratory) [2] и Teledyne Imaging Sensors [3].

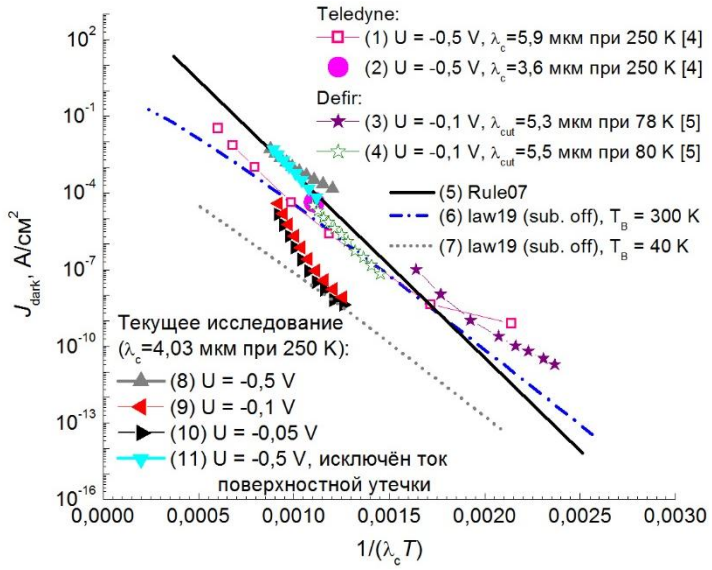


Рис. 1. Сравнение плотности темнового тока J_{dark} от величины $1/(\lambda_c T)$ исследуемой структуры с Rule07 и Law19, а также с детекторами Defir и Teledyne

При напряжении −0,5 В исследованная структура демонстрирует токи, соответствующие пределу, прогнозируемому Rule07 в диапазоне температур 260–290 К. При этом значения темнового тока приблизительно на порядок больше, чем в структурах Teledyne, либо близки к ним. При напряжении смещения −0,1 В исследуемая структура демонстрирует темновые токи на 2–3 порядка ниже, чем Defir. С точки зрения отношения фототока к темновому току оптимальным для данной структуры является напряжение смещения ~ −0,05 В. При этом величина темнового тока в диапазоне температур 200-230 К приблизительно на два порядка меньше, чем аналогичные значения для Defir и Teledyne. Также в этом диапазоне температур при напряжении −0,05 В темновой ток близок к пределу, предсказываемому Law19. Следовательно, в исследуемой структуре в диапазоне температур 200–230 К удалось реализовать значения плотности темнового тока, близкие к пределу ограничения шумами фонового излучения. Таким образом, в исследованной структуре реализуются значения плотности темнового тока на уровне лучших мировых аналогов для MWIR-диапазона.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-62-10021.

1. Q. Shi et al. // Infrared Millim. Waves. 2022. V. 41 (1). P. 139–150.
2. O. Gravrand et al. // Journal of Electronic Materials. 2018. V. 47, No. 10. P. 5680–5690.
3. D. Lee et al. // Proc. SPIE. 2020. 11407. 114070X.

Эпитаксиальный рост нитевидных нанокристаллов GaN на темплейтах GaN/AlN/Si с использованием нуклеационного слоя SiN_x

В. О. Гридчин[1-3]*, Т. Шугабаев[1-3], А. М. Даутов[1-3], В. А. Шаров[1], Р. Р. Резник[1-3], К. П. Котляр[1-3], А. А. Калиничев, В. В. Лендяшова[1-3], Г. Э. Цырлин[1-3]

[1]СПбАУ РАН им. Ж. И. Алфёрова, ул. Хлопина, д. 8/3, Санкт-Петербург, 194021
[2]СПбГУ, Университетская наб. д. 13б, Санкт-Петербург, 199034
[3]ИАП РАН, ул. Ивана Черных, д. 31-33, Санкт-Петербург, 198095
*gridchin@spbau.ru

Нитевидные нанокристаллы (ННК) и наноколонки на основе III-N полупроводниковых материалов являются многообещающими структурами для современной ультрафиолетовой и видимой оптоэлектроники. Интерес к данным структурам обусловлен возможностью создания таких устройств, как источники одиночных фотонов, работающие при комнатной температуре, гибкие светодиоды обеззараживающего диапазона, нано- и микросветодиоды видимого диапазона, а также поляритонные лазеры. Однако существует ряд трудностей, осложняющих контролируемый и воспроизводимый рост ННК. III-N ННК, выращиваемые напрямую на традиционно используемых подложках кремния Si(111) или сапфира c-Al_2O_3, зачастую подвержены сращиванию и образованию неоднородных по структуре и морфологии массивов, что снижает качество таких структур как с точки зрения оптических характеристик, важных для формирования лазерного резонатора, так и кристаллического качества самих ННК.

Решением данной проблемы является рост ННК на согласованных темплейтах, в частности рост GaN ННК на слоях GaN. Такой подход, например при создании микросветодиодов, демонстрирует многообещающие значения эффективности излучения (~25 % для зелёного и 8 % для красного диапазонов) при рекордно малых размерах отдельных излучателей (ННК диаметром ~250 нм) [1]. Однако его недостатками являются распространение прорастающих дислокаций из нижележащего слоя GaN в GaN ННК, а также технологическая сложность: требуется предварительный рост толстого буферного слоя GaN высокого структурного качества и формирование паттернированной маски на таком слое.

В представленной работе нами исследуются подходы к росту ННК GaN на темплейтах GaN/AlN/Si(111), выращиваемых в едином ростовом процессе с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота. Прямой гомоэпитаксиальный рост ННК GaN на GaN невозможен из-за отсутствия катализатора роста нанокристаллов. Поэтому для инициирования зарождения ННК на поверхности GaN был выращен тонкий слой SiNx. Полученные результаты показали, что такой подход обеспечивает эффективное зарождение нитевидных нанокристаллов (рис. 1). Установлено, что ННК растут когерентно плоскости (111), сохраняя постоянную боковую огранку по всей длине. Атомно-силовая микроскопия показала, что зарождение ННК происходит только на азот-полярных плоскостях структуры SiNx/GaN. По данным ПЭМ-исследований, в измеренных ННК отсутствуют дислокации, что может быть связано с использованием промежуточного слоя SiNx. Исследование влияния качества слоя GaN на формирование ННК показало, что предложенный метод позволяет выращивать ННК диаметром до 800 нм при наличии крупных доменов разной полярности в исходном слое GaN. Изучение оптических свойств продемонстрировало возможность получения когерентного излучения при комнатной температуре при накачке импульсным лазером с длиной волны 355 нм.

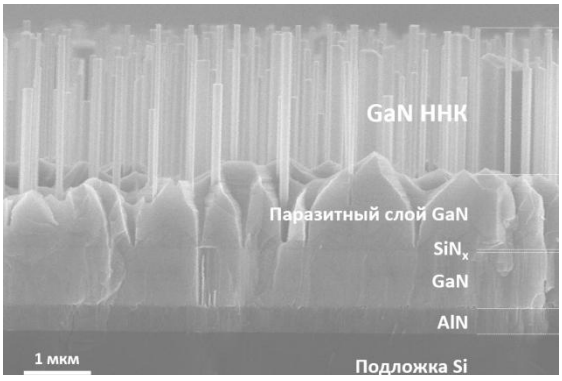


Рис. 1. Типичное РЭМ-изображение ННК GaN на темплейте GaN/AlN/Si(111)

Полученные результаты показывают, что предложенный подход к выращиванию GaN ННК обеспечивает высокое кристаллическое качество, необходимое для реализации нанолазеров. Кроме того, метод может быть применён к другим III-N полупроводникам с сохранением качества и возможностью управления плотностью и размерами ННК – преимуществом, недоступным для классического самоиндуцированного механизма роста.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-79-00104.

1. Pandey A., Reddeppa M., Mi Z. // Light: Advanced Manufacturing. 2024. V. 4. P. 519–542.

Критерий формирования нерелаксированной активной области на основе нескольких напряженных квантовых ям AlInGaAs/InP методом МОС-гидридной эпитаксии

А. Е. Гришин*, В. В. Шамахов, Д. С. Смарагдов, С. О. Слипченко, Н. А. Пихтин

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021
*ar.grish@mail.oiffe.ru

Введение контролируемой упругой деформации в активную область (АО) светоизлучющего прибора является одним из ключевых инструментов для тонкой настройки электронной зонной структуры. Однако существует порог, за которым упругая энергия системы насыщается, и гетероэпитаксиальная структура, стремясь к релаксации, сбрасывает упругую энергию, порождая дислокации несоответствия (ДН) и связанные с ним сегменты прорастающих дислокаций (ПД) в направлении роста, которые ухудшают светоизлучающие характеристики и время жизни прибора вплоть до его неработоспособности. Такое поведение объясняется различием в параметрах решетки, коэффициентах линейного термического расширения, упругих постоянных сопрягаемых бинарных соединений и твердых растворов на их основе с подложкой [1].

Особую сложность представляет собой управление этими процессами в твердых растворах AlInGaAs, где даже незначительные вариации состава позволяют гибко настраивать длину волны излучения, но при этом многократно усложняют прогнозирование механического отклика всей гетероструктуры. В контексте создания высокоэффективных лазерных диодов, АО которых основывается на множественных квантовых ямах (КЯ), эта проблема выходит на первый план, поскольку каждый последующий слой вносит свой вклад в общее напряжение системы [2]. В результате, даже если каждая отдельная КЯ находится далеко от порога релаксации, их совокупное напряжение может вывести систему за критический предел устойчивости.

Для оценки порога начала генерации ДН была выбрана модель эффективного скалывающего напряжения τ_{eff} [3], которая является движущей силой распространения ПД в напряженных слоях с толщиной h. Данная модель является производной от модели баланса сил Мэттьюза и Блэксли и позволяет определить граничный слой, в котором отсутствуют условия для формирования ДН. В отличие от модели баланса сил модель эффективного скалывающего напряжения наиболее удобна для расчета многослойных структур, поскольку позволяет проводить мониторинг пороговых значений для каждого слоя АО в приближении квазиоднородного слоя. Начало процесса релаксации упругих напряжений в модели баланса сил принято оценивать по превышению критической толщины слоя, в то время как для модели эффективного скалывающего напряжения таким критерием является $\tau_{eff} > 0$.

Было проведено моделирование двух АО лазерной гетероструктуры на основе трех напряженных КЯ AlInGaAs ($\Delta a/a \sim 0{,}55$ %), разделенных парой изопериодных барьеров AlInGaAs ($\lambda = 1$ мкм). В качестве материала подложки использовался InP. Различие моделируемых АО заключалось в толщине барьерного слоя. Для АО1 толщина составляла 90 Å, а для АО2 – 300 Å. Толщина КЯ составляла 85 Å. В качестве эквивалентной деформации использовалась модель среднего нулевого напряжения [4]. На основе проведенных расчетов было обнаружено, что в АО1 при заданном рассогласовании и заданных толщинах достигается условие $\tau_{eff} > 0$, в отличие от АО2 $\tau_{eff} < 0$. Полученные зависимости говорят о высокой вероятности гетероструктуры с толщиной барьера 90 Å к образованию ДН и началу процесса релаксации.

Результаты теоретических расчетов критерия эффективного скалывающего напряжения были проверены экспериментально. На подложке InP (100) методом МОС-гидридной эпитаксии в одинаковых условиях роста были выращены две фотолюминесцентные структуры, АО которых полностью соответствовала АО1 и АО2. АО находилась в изпериодном волноводном слое AlInGaAs в обкладках из широкозонного согласованного по параметру решетки с подложкой эмиттера AlInAs. На основе результатов фотолюминесценции (ФЛ) при 300 К и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) обнаружилось, что гетероструктура на основе АО2 (300 Å) не релаксирует, в отличие от структуры на основе АО1 (90 Å). Результаты ФЛ демонстрируют резкое падение интенсивности образца с АО1 относительно АО2 в 9 раз со сдвигом длины волны излучения на 10 нм, что может быть связано с уменьшением энергии перехода зона-зона вследствие процесса релаксации. На основе изображений ПЭМ для образца с АО1 также можно заметить генерацию ДН и сегментов ПД, чего не замечено на сколе образца с АО2.

Таким образом, данный подход является критически важной технологической оценкой псевдоморфного роста, в рамках которого и достигается высокое кристаллическое совершенство АО на основе множественных КЯ. Показано, что критерий эффективного скалывающего напряжения хорошо коррелирует с экспериментальными данными, полученными в данной работе.

1. D. J. Dunstan // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. 1997. V. 8. P. 337–375.
2. L. J. Mawst et al. // Prog. Quant. Electron. 2021. V. 75. P. 100303.
3. Ю. Б. Болховитянов и др. // УФН. 2001. № 171. С. 689–715.
4. N. J. Ekins-Daukes et al. // Cryst. Growth Des. 2002. V. 2, No. 4. P. 287–292.

Критическое поведение проводимости в режиме квантового эффекта Холла. Диаграммы скейлинга

С. В. Гудина*, В. Н. Неверов, Н. Г. Шелушинина

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, д. 18, Екатеринбург, 620108
*svpopova@imp.uran.ru

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ) [1] – универсальное явление, возникающее при воздействии перпендикулярного магнитного поля на двумерные полупроводниковые системы при низких температурах. Один из возможных подходов к пониманию КЭХ состоит в том, чтобы рассматривать режим КЭХ как серию квантовых фазовых переходов локализация-делокализация-локализация (диэлектрик-металл-диэлектрик) в квантующем магнитном поле. В этом случае можно использовать ранее разработанные методы исследования переходов металл-диэлектрик (см., например, [2, 3]). В частности, применение метода ренормгруппы (гипотезы скейлинга), предложенного в работе [4], для перехода металл-диэлектрик, контролируемого беспорядком, оказалось весьма эффективным. Вариант двухпараметрической теории скейлинга для КЭХ [5] как обобщение гипотезы скейлинга на случай двумерной системы в сильном магнитном поле позволил описать единой системой уравнений существование как локализованных (в областях плато КЭХ), так и протяжённых (для переходов между плато) состояний. Наиболее распространённая версия гипотезы скейлинга фокусируется на рассмотрении переходов между плато КЭХ как частного случая перехода диэлектрик-металл-диэлектрик с расходимостью длины локализации в критической точке в центре уровня Ландау (см. работу [6] и ссылки там).

Рассмотрен полный набор ранних, недавних и новых экспериментальных результатов по построению диаграмм скейлинга для проводимости в двумерных полупроводниковых структурах, а также в графене. Проведен сравнительный анализ диаграмм скейлинга, полученных из экспериментальных данных, с теоретически расчитанными. В качестве основных общих черт, следующих из такого анализа, следует выделить:

- в целом зависимости σ_{xx} от σ_{xy}, полученные из эксперимента путем инвертирования тензора сопротивления ρ_{ij} (B,T), далеки от идеальных, они часто сильно асимметричны относительно полуцелых значений σ_{xy};

- в лучших примерах диаграмм скейлинга при низких температурах хорошо выражено формирование сепаратрис σ_{xx} (σ_{xy}), при этом значение σ_{xx}^{max} в вершинах сепаратрис практически не зависит от номера уровня Ландау, в соответствии с представлениями гипотезы двухпараметрического скейлинга.

- отчетливо наблюдается движение линий потока σ_{xx} (σ_{xy}) к устойчивым неподвижным точкам, соответствующим плато КЭХ, графики зависимости σ_{xx} от σ_{xy} являются чрезвычайно чувствительным методом исследования формирования плато КЭХ при понижении температуры;

- имеет место следующая корреляция: если экспериментально обнаружена универсальность критического индекса, т. е. при изучении зависимости ширины перехода плато-плато КЭХ от температуры получены значения критического индекса ширины полосы делокализованных состояний $\kappa \approx 0{,}42$ (или $\kappa \approx 0{,}21$), то линии потока $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$ всегда (во всех обсуждаемых работах) смещаются вниз с понижением температуры на диаграмме $\sigma_{xx} - \sigma_{xy}$, т. е. (согласно теории) выполняется условие $k_BT < \Gamma$, где Γ – нетемпературное уширение уровня Ландау.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН (тема «Электрон»).

1. Klitzing K. V., Dorda G., Pepper M. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 494.
2. Patashinskii A. Z., Pokrovskii V. L. // Fluctuation Theory of Phase Transitions. Oxford : Pergamon Press, 1979.
3. Sadovskii M. V. // Sov. Phys. Usp. 1981. V. 24. P. 96.
4. Abrahams E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 673.
5. Pruisken A. M. M. Field Theory, Scaling and the Localization Problem // The Quantum Hall Effect (Ed. Prange R. E., Girvin S. M.) Springer-Verlag, New York, 1987.
6. Huckestein B. // Rev. Mod. Phys. 1995. V. 67. P. 357.

Al-содержащие и безалюминиевые квантоворазмерные гетероструктуры спектрального диапазона 780–980 нм

Н. В. Гультиков[1]*, К. Ю. Телегин[1], А. Ю. Андреев[1], И. В. Яроцкая[1], Т. А. Багаев[1], А. А. Мармалюк[1], М. А. Ладугин[1], В. Е. Захаров[2], А. Н. Яблонский[2], В. В. Румянцев[2], С. В. Морозов[2]

[1]АО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», Москва, ул. Введенского, д. 3, корп.1, 117342
[2]ИФМ РАН, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46, 603950
*nikita.gultickov@yandex.ru

Мощные полупроводниковые лазерные источники – лазерные диоды, линейки лазерных диодов и решетки лазерных диодов – активно используются в локации и дальнометрии, в медицине и спектроскопии, в системах дальней и ближней высокоскоростной связи, для технологической обработки материалов и в системах оптической накачки твердотельных и волоконных лазеров [1]. Для повышения мощностных и ресурсных параметров указанных лазерных источников требуется разработка более совершенных конструкций и технологии получения полупроводниковых гетероструктур (ГС), лежащих в их основе.

При создании полупроводниковых лазеров спектрального диапазона 780–980 нм применяются ГС с квантоворазмерной активной областью на основе классической Al-содержащей и не содержащей Al систем материалов. Настоящая работа посвящена исследованию данных типов гетероструктур. Все ГС были изготовлены методом МОС-гидридной эпитаксии. В процессе формирования образцов проводилась оптимизация технологических параметров, таких как температура и скорость роста, а также соотношение исходных компонентов, с целью достижения максимальной интенсивности фотолюминесценции.

В работе продемонстрировано, что для диапазона длин волн 780–850 нм безалюминиевые структуры, несмотря на большую ширину спектра (30 нм против 20 нм у Al-содержащих), демонстрируют более высокую интенсивность фотолюминесценции (в 10–30 раз) и внутренний квантовый выход. Кроме этого показано, что время жизни носителей заряда для безалюминиевых ГС дольше более чем в 5 раз (рис. 1). Более широкий спектр в безалюминиевых структурах обусловлен физико-химическими процессами при формировании квантовых ям, связанных с сегрегацией индия и обменными реакциями между мышьяком и фосфором. Для диапазона длин волн 880–980 нм уже Al-содержащие ГС показывают более высокую интенсивность фотолюминесценции и внутренний квантовый выход, хотя разница и не столь велика (в 1,5–2 раза).

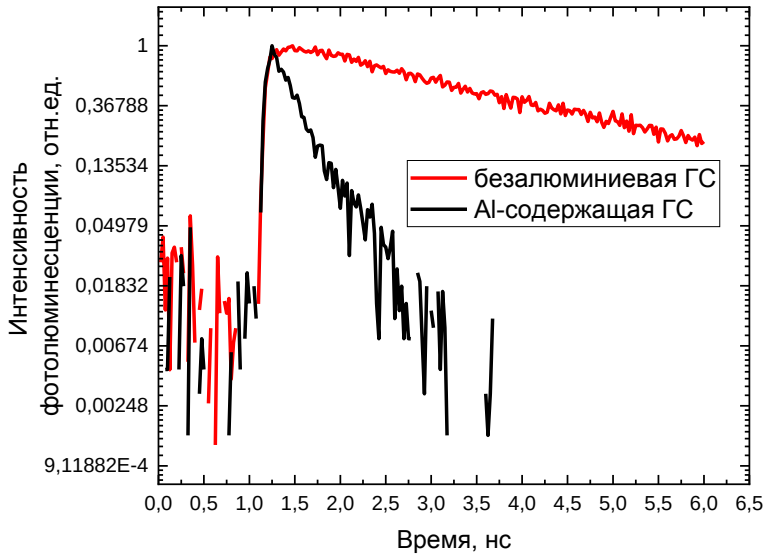


Рис. 1. Время-разрешенная фотолюминесценция квантоворазмерных Al-содержащей и не содержащей Al ГС спектрального диапазона 780–800 нм

1. Liu X., Zhao W., Xiong L., Liu H. Packaging of High Power Semiconductor Lasers. New York : Springer New York, 2015. 402 p.

Выращивание легированных индием широкозонных слоев HgCdTe и контроль кристаллической структуры методами генерации второй гармоники

С. А. Дворецкий[1]*, Н. Н. Михайлов[1], В. С. Варавин[1], В. Г. Ремесник[1], М. Ф. Ступак[2], С. Н. Макаров[2], А. Г. Елесин[2]

[1]Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова, просп. Акад. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090
[2]Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, Новосибирск, ул. Русская, д. 41, 630058
dvor@isp.nsc.ru

Широкозонные слои HgCdTe с составами более 0,5 молярных долей занимают активную нишу их применений при создании лазерных, квантовых и nBn-структур в качестве волноводов и барьеров. Легирование таких слоев донорными примесями до различных концентраций обеспечивает управление при формировании p-n переходов для электрической накачки лазеров и концентрацией 2D-носителей в квантовых ямах. Проведено выращивание широкозонных слоев $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с составами x = 0,71–0,72 методом молекулярно-лучевой при ~180 °C на темплейтах (113)CdTe/ZnTe/GaAs, полученных в едином процессе с ростом HgCdTe, с легированием индием в процессе роста на СВВ установке (УНУ 353512) «Обь-М». Контроль состава и толщины проводилось эллипсометрическим методом *in situ* и по спектрам пропускания *ex situ*. Измерения концентрации и подвижности проводилось методом Ван-дер-Пау при 77 К и В = 0,05 Гс. Для формирования контактов на поверхности широкозонного слоя проводилось выращивание слоя HgTe толщиной ~230 нм. Методом измерения сигналов генерации второй гармоники (ГВГ) проводилось измерение остаточных напряжений по площади фрагментов полученных структур. В табл. 1 приведены параметры выращенных широкозонных слоев HgCdTe.

Таблица 1. Параметры широкозонных структур КРТ

Шифр образца	Примесь	Концентрация примеси, $см^{-3}$	Состав, x, мол. дол.	Толщина, мкм	Концентрация электронов, n_{77}, $см^{-3}$	Подвижность μ_{77}, $см^2/Вс$
1222	Нет	нелег.	0,72	3,03	–	–
1224	индий	$1{,}1\cdot10^{16}$	0,71	3,01	$1{,}9\cdot10^{16}$	154
1223	индий	$5{,}4\cdot10^{17}$	0,71	3,08	$3{,}7\cdot10^{17}$	530
1227	индий	$4{,}3\cdot10^{18}$	0,72	3,01	$1{,}5\cdot10^{18}$	480

Легированные образцы показали n-тип проводимости. Концентрация основных носителей легированных индием слоев HgCdTe изменяется практически на 2 порядка и лежит в интервале ~$(2–20)\times10^{16}$ $см^{-3}$. Подвижность имеет монотонную зависимость и увеличивается с ростом уровня легирования, выходит на постоянный уровень при n_{77}~4×10^{17} $см^{-3}$ и незначительно понижается при n_{77} >10^{18} $см^{-3}$, что связано с ухудшением морфологии, наблюдаемым по заметному уменьшению эллипсометрического параметра D и, возможно, кристаллическому совершенству.

По измерениям азимутальной зависимости амплитуды сигналов ГВГ и с помощью нуль-метода на основе фазового синхронизма наблюдается повышение остаточной деформации широкозонных слоев в 2–3 раза и ее неоднородное распределение по площади поверхности при концентрации индия более 5×10^{17} $см^{-3}$. Это свидетельствует об ухудшении кристаллической структуры, что также подтверждает изменение механизма вхождения индия в кристаллическую решетку. Оценка величины остаточных напряжений составила ~5 МПа и ~12 МПа для образцов с концентрацией индия менее 5×10^{17} $см^{-3}$ и более этого значения, соответственно. В образцах с толщинами меньше критической толщины псевдоморфного слоя, типичных для КЯ, на основе полученных данных напряжения составят ~150 Мпа.

Работа поддержана при финансовом обеспечении в рамках Госзадания Минобрнауки РФ № FWGW-2025-0008 и №1023031400007-9-1.3.6-1.3.6.

Длинноволновый лазер на основе структуры HgCdTe с непрерывной каскадной оптической накачкой

А. А. Дубинов*, В. Я. Алешкин, В. В. Румянцев, С. В. Морозов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*sanya@ipmras.ru

В настоящее время для различных применений (наблюдательная астрономия, обнаружение различных веществ в окружающей среде и т. д.) востребованы компактные непрерывные полупроводниковые источники излучения дальнего и среднего инфракрасного (ИК) диапазона. Из-за типично низких мощностей измеряемых сигналов в этих случаях применяется метод гетеродинного измерения, когда входящий сигнал интерферирует с сигналом локального генератора с определенной частотой. Одним из примеров такой интересной частоты для наблюдательной астрономии является спектральная линия молекулярного водорода, расположенная на частоте 10,623 ТГц (длина волны λ = 28,2 мкм) [1].

В данной работе предлагается использовать для генерации излучения с λ = 28,2 мкм межзонный лазер на основе гетероструктуры HgCdTe с квантовыми ямами (КЯ) с компактной оптической накачкой типичным лазерным диодом ближнего ИК-диапазона. Хотя лазеры на основе HgCdTe известны достаточно давно, но только недавно была показана возможность генерации в диапазоне λ = 24–31 мкм в таких структурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs [013], благодаря использованию КЯ с квазидираковским электронным спектром [2]. Кроме того, было показано, что из-за подавления оже-рекомбинации порог генерации был крайне низок (порядка 1 Вт/см^2), что позволило наблюдать генерацию в непрерывном режиме, однако только при длинноволновой накачке излучением CO_2 лазера с λ = 10,6 мкм непосредственно в КЯ [3].

Поэтому в данной работе предлагается существенно более компактная схема лазера на основе HgCdTe с каскадной накачкой, когда часть КЯ генерирует излучение на λ_1 = 28,2 мкм при оптической накачке излучением второй части КЯ, генерирующих в районе λ_2 = 10,3 мкм. В свою очередь накачку второй части КЯ предлагается осуществлять излучением непрерывного лазерного диода ближнего ИК-диапазона. Генерация стимулированного излучения в диапазоне λ = 10–14 мкм в HgCdTe-структурах при непрерывной накачке излучением с λ = = 0,9 мкм также наблюдалось недавно [4].

Для предложеной лазерной структуры был проведен расчет коэффициента усиления, распределения электромагнитных полей, потерь и порогов генерации. Была показана возможность генерации излучения на длинах волн 10,3 и 28,2 мкм при криогенных температурах при интенсивности накачки с λ = 1 мкм порядка 1 Вт/см^2 [5]. Столь малый порог генерации позволит работать предложенному лазеру в непрерывном режиме.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00310-П.

1. Olariu T., Senica U. and Faist J. // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 124. P. 041109.
2. Rumyantsev V. V., Dubinov A. A., Utochkin V. V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 121. P. 182103.
3. Rumyantsev V. V., Mazhukina K. A., Utochkin V. V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 124. P. 161111.
4. Utochkin V. V., Aleshkin V. Ya., Dubinov A. A. et al. // Semiconductors. 2020. V. 54. P. 1371–1375.
5. Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya., Rumyantsev V. V., Morozov S. V. // Opt. Quant. Electron. 2025. V. 57. P. 369.

In situ отражательная электронная микроскопия графитизации поверхности подложки 6H-SiC(0001) при высокотемпературном отжиге

Д. Е. Дураков*, А. С. Петров, Д. И. Рогило, Д. А. Насимов, И. А. Милёхин, Д. В. Щеглов, А. В. Латышев

ИФП СО РАН, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13, 630090
*durakov@isp.nsc.ru

Сложность создания электронных приборов на основе графена заключается в получении его качественных слоёв на диэлектриках, в связи с этим перспективным является метод термического разложения карбида кремния (SiC) [1]. Быстрая сублимация кремния в вакууме усложняет контроль качества и количества слоёв графена, но наблюдение *in situ* методом отражательной электронной микроскопии (ОЭМ) и дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) помогает управлять процессом графитизации поверхности.

В работе были проведены эксперименты по высокотемпературному резистивному отжигу подложек 6H–N SiC(0001) (σ = 0,02–0,1 Ом/см) в условиях сверхвысокого вакуума. Измерения температуры образцов производились с помощью оптического пирометра. Для *ex situ* анализа морфологии поверхности образцов применялась атомно-силовая микроскопия (АСМ, Bruker Multimode 8). Для определения стехиометрического состава поверхности образцов измерялся спектр комбинационного рассеяния света (КРС) с помощью спектрометра (XploRa Plus, Horiba, λ = 532 нм). Для определения областей с разным стехиометрическим составом использовался сканирующий электронный микроскоп (СЭМ, Hitachi SU8220, ускоряющее напряжение 2 кВ).

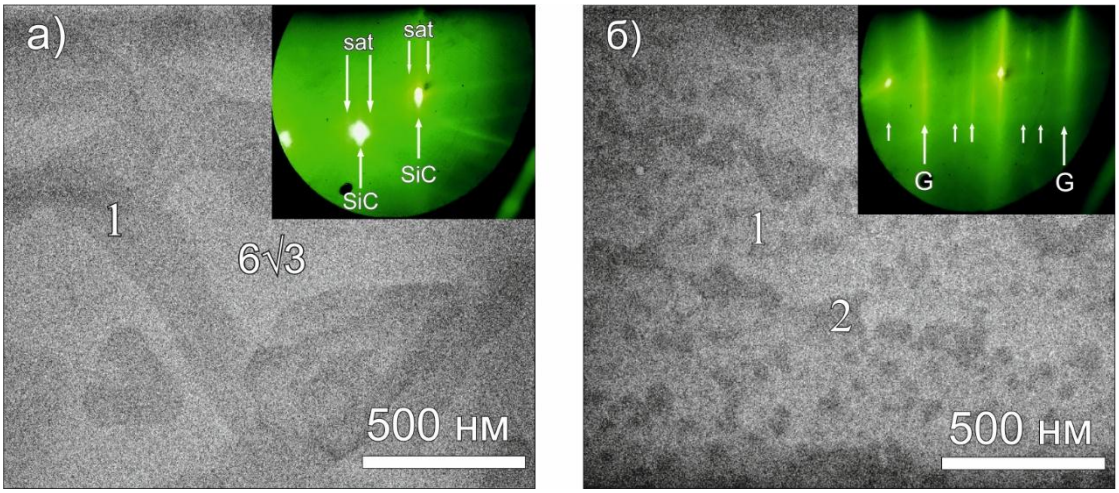


Рис. 1. СЭМ-изображение поверхностных слоёв образца в режиме детектирования обратно рассеянных электронов: *а* – после отжига 5 мин при T = 1300 °C; *б* – после отжига 4 мин при T = 1350 °C. Метками «6√3», «1», «2» обозначены области, соответствующие покрытию поверхности образца буферным слоем, одним слоем графена и двумя слоями графена. На вставках изображены картины ДБОЭ, наблюдаемые во время отжига образцов

При температурах отжига ниже 1100 °C поверхность подложки 6H-SiC(0001) демонстрировала значительную шероховатость и наноразмерные царапины высотой 5–15 нм. Впервые был осуществлён и визуализирован процесс получения ступенчато-террасированных поверхностей 6H-SiC с высотой ступеней 0,75 нм методом ОЭМ, для получения которой образцы отжигались 20 мин при T = 1200 °C. Методом *in situ* ДБЭО были зафиксированы сверхструктурные переходы на поверхности SiC при формировании буферного слоя и графеновой плёнки в процессе высокотемпературного отжига. Комплексный *ex situ* анализ (АСМ, СЭМ, КРС) образцов после отжига позволил установить зависимость морфологии поверхности SiC от параметров отжига и определить температурные режимы формирования буферного слоя и однослойного графена. Было установлено, что для формирования буферного слоя (рис. 1, *а*) необходимо отжигать образцы в течение 5 мин при T = 1300 °C до появления сателлитных рефлексов, соответствующих сверхструктуре $(6\sqrt{3} \times 6\sqrt{3})\,R30^{\circ}$, изображённых на вставке рис. 1, *а*. Для формирования монослоя графена (рис. 1, *б*) необходимо отжигать образец до исчезновения дифракционных рефлексов, соответствующих буферному слою, изображённых на вставке рис. 1, *б*. При температуре T = 1350 °C монослой графена образуется за 4 минуты [2]. Полное исчезновение рефлексов буферного слоя указывает на формирование второго графенового слоя.

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Наноструктуры». Эксперименты выполнены при поддержке государственного задания (проект № FWGW-2025-0014).

1. Emtsev K. V. // Nat. Mater. 2009. V. 8. P. 203–207.
2. Durakov D. E., Petrov A. S., Rogilo D. I. et al. // Semicond. 2025. V. 59. P. 102–108.

Квантово-каскадные детекторы спектрального диапазона 7–9 мкм

В. В. Дюделев[1]*, А. Д. Андреев[1], Д. В. Чистяков[1], В. В. Подопригора[1,2], А. А. Никитин[1,2], Д. А. Михайлов[1], Е. Д. Черотченко[1], И. И. Врубель[1], В. Ю. Мыльников[1], С. Н. Лосев[1], Н. Г. Дерягин[1], С. Х. Абдулразак[1], А. В. Бабичев[1], А. В. Лютецкий[1], С. О. Слипченко[1], Н. А. Пихтин[1], А. Г. Гладышев[3], К. А. Подгаецкий[4], А. Ю. Андреев[4], И. В. Яроцкая[4], М. А. Ладугин[4], А. А. Мармалюк[4], Д. С. Папылев[5], И. И. Новиков[3,5], Е. А. Когновицкая[1,6], В. И. Кучинский[1], Л. Я. Карачинский[3,5], А. Ю. Егоров[3], Г. С. Соколовский[1]

[1]ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26, 194021
[2]СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, д. 5, Санкт-Петербург, 197022
[3]ООО "Коннектор Оптикс", Санкт -Петербург, ул. Домостроительная, д. 16 литер Б, 194292
[4]АО «НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха», Москва, ул. Введенского, д. 3, корп. 1, 117342
[5]Университет ИТМО, Санкт-Петербург, пр. Кронверкский, д. 49, 197101
[6]ФГУП «ВНИИМ им. Д. И. Менделеева», Санкт-Петербург, Московский пр., д. 19, 190005
*v.dudelev@mail.ru

Квантовые каскадные детекторы (ККД), работающие при комнатной температуре и нулевом смещении с чрезвычайно низким темновым током [1], являются перспективной платформой для высокоскоростного детектирования в длинноволновом инфракрасном диапазоне для оптической связи в свободном пространстве [2], гетеродинной спектроскопии и многих других приложений, включая биомедицину и газовый анализ. Изготовление ККД из гетероструктур квантовых каскадных лазеров (ККЛ) открывает возможности для интеграции источников и детекторов на одной пластине и формирует технологию, позволяющую использовать приложения «лаборатория на чипе».

В данной работе исследовались ККД, изготовленные из структуры мощных ККЛ с 50 квантовыми каскадами для спектральной области 8 мкм [3]. При значительной мощности входного излучения диапазона 7–9 мкм ККД продемонстрировали высокую чувствительность ~30 мА/Вт (без учета потерь на ввод в торец структуры). Чувствительность практически не менялась при входной мощности более 0,5 Вт, но при снижении мощности детектируемого сигнала наблюдалось ее резкое увеличение (рис. 1, *a*). Зависимость чувствительности от длины кристалла демонстрировала выраженный максимум около 700 мкм и уменьшалась почти вдвое для ККД длиной 300 мкм и 3 мм (рис. 1, *b*). Благодаря гетерогенной интеграции ККД без полоска размером 300 × 300 мкм с мощным ККЛ на одном теплоотводе была продемонстрирована концепция встроенного фотодетектора обратной связи, которая открывает путь к реализации экономически эффективных конструкций ККЛ со стабилизированной мощностью. Быстродействие ККД оценивалось путем регистрации коротких импульсов, генерируемых ККЛ при субнаносекундной токовой накачке. Минимальная зарегистрированная длительность оптического импульса составила менее 750 пс (рис. 1, *c*), что соответствует радиочастотной полосе пропускания сигнала более 1 ГГц, ограниченной емкостью кристалла ККД.

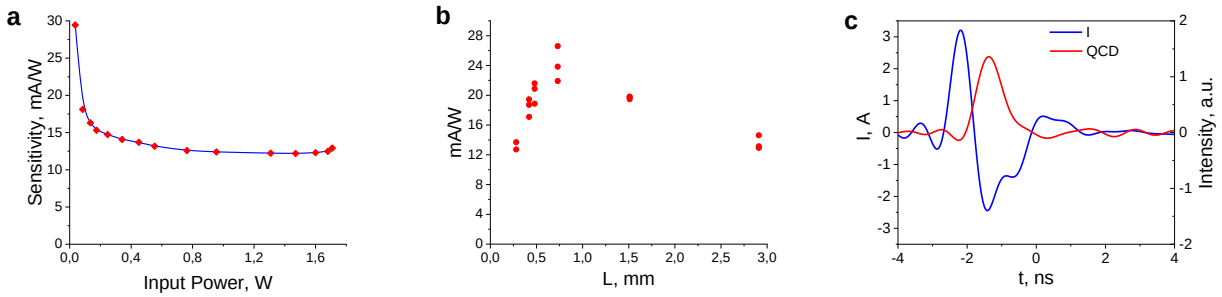


Рис. 1. Зависимость чувствительности ККД от входной мощности (*a*); *b* – зависимость чувствительности ККД от длины кристалла; *c* – осциллограммы импульса тока накачки ККЛ (синяя кривая) и импульса фотоответа ККД (красная кривая)

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-30020-П.

1. Giorgettaand F. R. et al. // IEEE Jour. of Quant. El. 2009. V. 45. P. 1029.
2. Joharifar M. et al. // J. of Lightwave Tech. 2023. V. 41. P. 1087.
3. Дюделев В. В. и др. // УФН. 2024. Т. 194(1). С. 98.

Спектроскопия селективного возбуждения локализованных экситонов в монослоях GaN/AlN

Е. А. Европейцев*, Д. В. Нечаев, В. Н. Жмерик, Т. В. Шубина, А. А. Торопов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021
*evropeitsev@beam.ioffe.ru

Вставки GaN с толщиной 1–2 монослоя (МС) в матрице AlN являются перспективными структурами для создания на их основе источников ультрафиолетового излучения с длиной волны 230–260 нм. Кроме того, они представляют фундаментальный интерес как модельная система с экстраординарно сильным электрон-дырочным обменным взаимодействием, поскольку для таких структур характерны большие энергии связи экситона ($E^x \sim 200$ мэВ) и значительное расщепление ($\delta_0 \approx 30$–40 мэВ) между основным тёмным ($J = \pm 2$) и вышележащим светлым ($J = \pm 1$) экситонными состояниями [1]. Ранее было показано, что в одиночных вставках GaN/AlN реализуется трёхмерное квантовое ограничение экситонов, при этом поверхностная плотность соответствующих центров латеральной локализации составляет $\sim 10^{11}$ см$^{-2}$ [2]. Данные просвечивающей электронной микроскопии подтверждают, что средняя толщина слоёв GaN близка к номинальным значениям 1–2 МС, однако остаётся открытым ряд вопросов о морфологии и оптических свойствах исследуемых структур.

В настоящей работе исследуется спектр экситонных состояний во вставках GaN/AlN с использованием метода спектроскопии возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ). Исследуемый образец содержит 350 периодов GaN(1,5 МС)/AlN(16 МС), выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на сапфировой подложке с буферным слоем AlN. На рис. 1 приведён спектр низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ), полученный при подбарьерной накачке, а также типичный спектр ВФЛ, полученный при энергии детектирования 5,200 эВ, что выше энергии максимума ФЛ ($E^{PL} = 5{,}151$ эВ). На спектре ВФЛ наблюдается несколько характерных особенностей:

1) область нулевого поглощения при $(E - E_{det}) < \delta_0$, наличие которой согласуется с оптической пассивностью тёмных экситонов;

2) узкий пик «1» при отстройке $\Delta E_1 = \delta_0 = 36$ мэВ, соответствующий резонансному возбуждению нижнего по энергии «светлого» состояния в подансамбле локализованных экситонов с последующей релаксацией в соответствующее тёмное состояние и его излучательной рекомбинацией;

3) широкий пик «2» при $\Delta E_2 \approx 70$ мэВ, который можно отнести к поглощению света при оптических переходах с участием светлых экситонных состояний, энергия возбуждения которых увеличена в результате эффекта квантово-размерного ограничения в латеральной плоскости.

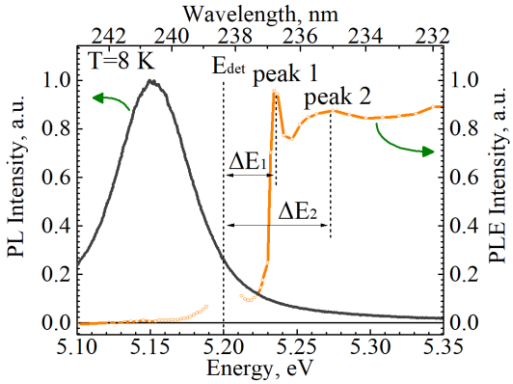


Рис. 1. Спектры ФЛ- и ВФЛ-структуры со множественными вставками 350 х {1,5 МС-GaN / 16 МС-AlN}. Энергия возбуждения для спектра ФЛ – 5,634 эВ (220 нм), энергия детектирования для спектра ВФЛ – 5,200 эВ (238,4 нм)

Прямое наблюдение экситонных резонансов в спектре ВФЛ при различных энергиях детектирования подтверждает сделанные ранее выводы о гигантской величине обменного расщепления δ_0 и трёхмерном характере квантового ограничения экситонов [1, 2]. Кроме того, характерная энергия квантования в латеральной плоскости $E_{lat} = \Delta E_2 - \Delta E_1 \approx 35$ мэВ составляет примерно 1/50 от полной энергии размерного квантования ($E^{PL} + E^x - E_g(GaN) \sim 1{,}85$ эВ), что указывает на относительно большие латеральные размеры областей локализации, превышающие боровский радиус экситона. Таким образом, полученные данные делают актуальным описание исследуемой системы в рамках модели, учитывающей ансамбль квантовых дисков, в которых экситон испытывает сильное квантовое ограничение по вертикальной оси и слабое ограничение в латеральных направлениях.

1. Toropov A. A., Evropeitsev E. A., Nestoklon M. O., Smirnov D. S. et al. // Nano Letters. 2020. V. 20(1). P. 158.
2. Evropeitsev E., Nechaev D., Jmerik V., Zadiranov Y. et al. // Nanomaterials. 2023. V. 13(14). P. 2053.

Замедление безмассовых дираковских фермионов сегнетоэлектрической сверхрешеткой муара

В. В. Еналдиев[1,2]*, З. З. Алисултанов[1]

[1]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Институтский пер., 9, 141701
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, ул. Моховая, 11/7, 125009
*enaldiev.vv@mipt.ru

Релаксация длиннопериодных сверхрешёток муара, возникающих на слабо разориентированном интерфейсе бислоев (или тонких пленок) гексагонального нитрида бора (hBN) или дихалькогенидов переходных металлов (MX_2, M = Mo,W; X = S,Se), сопровождается образованием периодического массива треугольных доменов, характеризуемых чередующейся (вниз-вверх) сегнетоэлектрической поляризацией перпендикулярной плоскости слоев [1]. Поэтому в вертикальных ван-дер-ваальсовых гетероструктурах, скомпанованных из слабо разориентированных бислоёв (hBN или MX_2) и дополнительного токопроводящих слоя (например, графена) в последнем возникает наведенный электростатический потенциал от релаксированной сверхрешётки муара (доменной структуры). Благодаря своей электростатической природе такой потенциал сверхрешётки муара является универсальным, и поэтому подобные ван-дер-ваальсовы структуры являются предметом активного экспериментального исследования в настоящий момент [2, 3].

В докладе будет показано, что оптические и транспортные свойства графена модифицируются в присутствии электростатического потенциала релаксированной сверхрешетки муара в слаборазориентированных бислоях hBN или MX_2. Такое изменение происходит вследствие перенормировки спектра безмассовых дираковских фермионов (БДФ) при образовании мини-зон (рис. 1). Оказывается, что нечётность электростатического потенциала сегнетоэлектрических доменов сохраняет электрон-дырочную симметрию спектра мини-зон носителей заряда в графене и оставляет вырождение в точке нейтральности. При этом роль потенциала сводится к перенормировке скорости БДФ, которая зависит от величины гармоник потенциала и периода сверхрешётки. В следующих по энергии мини-зонах для электронов и дырок образуются вторичные БДФ, характеризуемые существенно анизотропной дисперсией (рис. 1), а также сингулярностью Ван Хова в плотности состояний на краях мини-зоны Бриллюэна. Указанная специфика перенормированного спектра БДФ вместе с его электрон-дырочной симметрией приводит к особенностям как в статической, так и в динамической проводимости графена. Так, например, в спектре межзонного поглощения возникают резонансны на частотах, отвечающих расходимостям плотности состояний (рис. 1). Причём величина поглощения в резонансе может в несколько раз превосходить межзонный вклад в поглощение от БДФ (2,3%) и быть сопоставимой с друдевским поглощением (~10%).

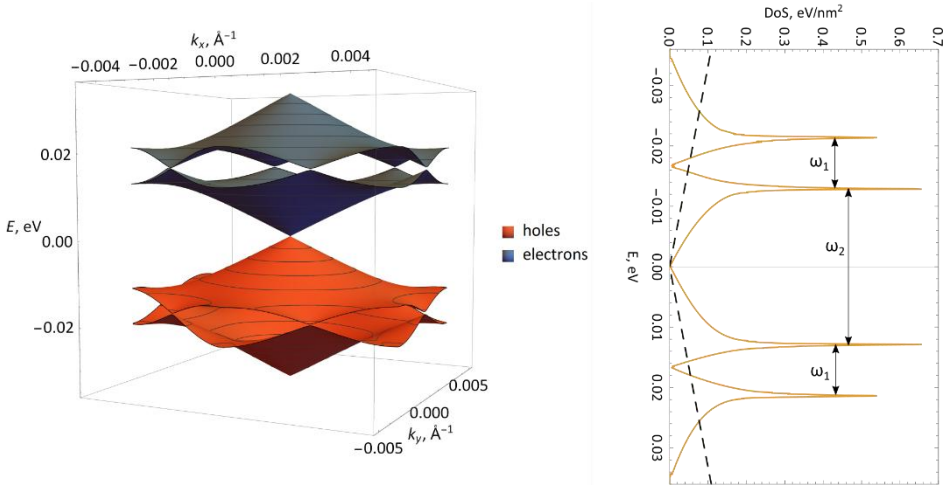


Рис. 1. Слева: спектр ближайших к точке нейтральности (E = 0 eV) мини-зон носителей заряда в графене в электростатическом потенциале от релаксированной сверхрешётки муара в слабо разориентированных бислоях hBN (угол разориентирования 0,18°). Справа: плотность состояний на единицу площади для мини-зон с левого рисунка. Пунктир отвечает плотности состояний БДФ в свободном графене

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10015.

1. A. Weston, E. G. Castanon, V. V. Enaldiev et al. // Nature Nanotechnology. 2022. V. 17. P. 390.
2. J. Ding, H. Xiang, W. Zhou et al. // Nature Comm. 2024. V. 15. P. 9087.
3. X. Wang, C. Xu, S. Aronson et al. // Nature Comm. 2025. V. 16. P. 187.

Оптические свойства полупроводниковых сверхрешеток InAs/GaSb с интерфейсной компенсацией упругих напряжений

Г. Н. Ерошенко[1]*, И. И. Минаев[1], А. В. Клековкин[1], К. А. Савин[1], В. С. Кривобок[1], А. Е. Гончаров[2], А. Е. Муратов[1], Д. А. Пашкеев[1], А. Р. Дубовая[1], С. Н. Николаев[1]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Ленинский проспект, д. 53,119991
[2]ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», Москва, Косинская ул., д. 9, стр. 4, 111538
*er-grig@mail.ru

В настоящее время фотодетекторы на основе сверхрешёток второго типа (type-II superlattice – T2SL), работающие в среднем и дальнем ИК-диапазоне, являются основными конкурентами для систем на основе твёрдых растворов кадмий-ртуть-теллур (HgCdTe) и фотодетекторов на полупроводниковых квантовых ямах. Сверхрешётки InAs/GaSb (СР) обладают рядом фундаментальных преимуществ, включая возможность подавления ожерекомбинации, уменьшение вероятности межзонного туннелирования, высокую подвижность электронов и отсутствие строгих ограничений, связанных с правилами отбора оптических переходов [1, 2]. Важнейшим преимуществом таких систем является возможность тонкой инженерии зонной структуры, что делает их особенно привлекательными для создания фотоприёмных элементов нового поколения.

Однако получение таких сверхрешёток сопряжено с рядом технологических ограничений, прежде всего связанных с необходимостью выращивания большого числа периодов СР, свободных от структурных дефектов. Одной из наиболее существенных технологических проблем является создание атомарно-гладких интерфейсов между бинарными соединениями, не имеющих общих химических элементов, а также компенсирующих упругие напряжения, возникающие в процессе роста, обусловленные рассогласованием параметров кристаллической решётки подложки и сверхрешётки [3].

В данной работе предложен и реализован метод формирования «InSb-подобных» интерфейсов при росте короткопериодных сверхрешёток InAs/GaSb методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Метод основан на введении ультратонких переходных слоев In(As)Sb. Эффективность разработанного метода подтверждена с использованием комплекса различных структурных исследований. *In situ*-контроль осуществлялся методом дифракции быстрых электронов, что позволило отслеживать динамику формирования интерфейсных слоёв в процессе роста.

Постростовая диагностика, включающая в себя рентгеноструктурный анализ, просвечивающую электронную и атомно-силовую микроскопию, позволила оценить кристаллографическое совершенство, периодичность, морфологию поверхности и дефектность структуры сверхрешёток. Особое внимание было уделено оптическим свойствам, в частности исследованию комплексной диэлектрической функции СР и ее измерению при изменении температуры. Для этого применялась ИК-фурье-спектроскопия, позволившая получить данные о спектрах пропускания и отражения в широком диапазоне частот, что позволило впервые восстановить комплексный показатель преломления сверхрешёток и установить его связь с энергетическим спектром мини-зон. Вследствие значительного поглощения подложкой в области 500–2000 $см^{-1}$, где регистрация пропускания оказывается невозможной, для обеспечения полной характеристики оптического отклика и параметров электронной подсистемы толщина подложки была уменьшена в 5 раз. Такая модификация существенно расширила доступный спектральный интервал и позволила определить компоненту ε'' на всём диапазоне интересующих частот.

Полученные экспериментальные данные были дополнены теоретическим анализом в рамках kp-метода, который позволил идентифицировать спектральные особенности, связанные с переходами в первую электронную мини-зону из первой и второй мини-зон тяжёлых дырок, мини-зоны лёгких дырок, валентной зоны слоёв InAs, а также переходами из первой мини-зоны тяжёлых дырок во вторую электронную мини-зону.

Разработанный технологический подход обеспечил рост сверхрешёток InAs/GaSb толщиной более 2 мкм. Это стало возможным благодаря использованию «InSb-подобного» интерфейса. Полученные результаты не только предоставляют данные о комплексном показателе преломления СР, но и позволяют установить взаимосвязь между параметрами интерфейсов и свойствами электронной подсистемы. Характеристики полученных сверхрешёток и их спектральные свойства указывают на то, что предложенный подход обеспечивает формирование структур, пригодных для создания фотодетекторов среднего и дальнего ИК-диапазона.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-79-30086.

1. Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M. InAs/GaSb type-II superlattice infrared detectors: Future prospect // Applied physics reviews. 2017. V. 4, no. 3.

2. Grein C. H., Cruz H., Flatte M. E., Ehrenreich H. Theoretical performance of very long wavelength $InAs/In_xGa_{1-x}Sb$ superlattice based infrared detectors // Applied Physics Letters. 1994. V. 65, no. 20. P. 2530–2532.

3. Jasik A. et al. GaSb layers with low defect density deposited on (001) GaAs substrate in two-dimensional growth mode using molecular beam epitaxy // Current Applied Physics. 2019. V. 19, no. 4. P. 542–547.

Нефтяные порфирины как компоненты молекулярной оптоэлектроники: состав пара и электронные спектры поглощения смеси

Ю. А. Жабанов[1,3]*, Г. Л. Пахомов[2,3], В. В. Травкин[2,3], Д. А. Вьялкин[1], Е. Д. Рычихина[1,3], Н. А. Миронов[3], М. Р. Якубов[3]

[1]Ивановский государственный химико-технологический университет, Шереметевский проспект, д. 7, Иваново, 153000
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[3]ИОФХ им. А. Е. Арбузова – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Академика Арбузова, д. 8, Казань, 420088
*zhabanov@isuct.ru

Тетрапиррольные комплексы переходных металлов содержатся в ископаемых топливах, более всего – в тяжелых нефтях, но могут быть выделены только в виде смеси, в составе которой присутствуют лиганды с заместителями нескольких типов, причём в различных пропорциях зависящих от происхождения сырья. В работах [1, 2] показана возможность использования некоторых подобных комплексов в устройствах органической электроники.

В данной работе проведено моделирование экспериментальных электронных спектров поглощения (ЭСП) смеси ванадиевых порфиринов (VO-PPs), выделенной из природного сырья с помощью методов квантовой химии (DFT и TDDFT). Параллельно проведен масс-спектрометрический анализ состава паров над этой смесью, полученных с помощью эффузионной ячейки Кнудсена, а также получены тонкие плёнки VO-PPs методом вакуумного термического испарения. Проведено сравнение экспериментальных ЭСП для VO-PPs в тонкоплёночной фазе и в неагрегированном состоянии с расчётными.

Оптимизация геометрических параметров с последующим расчётом частот гармонических колебаний комплексов пяти основных типов нефтяных порфиринов (DPEP, diDPEP, diDPEP-Rhodo, Rhodo, DPEP-Rhodo) с ванадилом и никелем были выполнены в рамках теории DFT композитным методом r^2SCAN-3c. Расчёт теоретических ЭСП комплексов нефтяных порфиринов с оксованадием и никелем проводился в приближении TDDFT (CAM-B3LYP/def2-TZVP) с учётом 50 возбужденных состояний. Все расчёты проводились с использованием программы ORCA 5.0.

Мелкодисперсный порошок VO-PPs испаряли из молибденовой эффузионной ячейки Кнудсена. Масс-спектры электронной ионизации регистрировали в вакууме ~10^{-7} Торр при температуре 279 ± 2 °C, энергии ионизации 50 эВ и ускоряющем напряжении 5 кВ. Дополнительно смесь петропорфиринов сублимировалась примерно в таких же вакуумных условиях, но из кварцевого тигля с резистивным нагревом от комнатной температуры до температуры начала сублимации. Поскольку предварительные опыты показали, что температурный интервал сублимации для данной смеси довольно широкий – от 170 ° до 270 °C, было выбрано три фиксированных температурных точки 175 ± 5, 215 ± 5 и 255 ± 5 °C, при которых происходило устойчивое испарение материала из тигля. Открывалась заслонка над тиглем, и сублимат осаждался в виде тонкого слоя (~20 нм) на прозрачные подложки стекло/ITO/MoO_3, и далее проводились измерения электронных спектров поглощения (ЭСП).

На основе данных TDDFT расчётов установлена корреляция между количеством, положением и интенсивностью основных полос поглощения в спектрах УФ- и видимой области и электронной структурой конкретного типа лиганда. Используя эти результаты, был смоделирован спектр смеси с определённой пропорцией лигандных типов, который сопоставлялся со спектром раствора смеси с такой же пропорцией, выделенной из асфальтеновой фракции высокосернистой нефти (УПВСН «Андреевка» ПАО «Татнефть»). Хорошая сходимость результатов в области 380–650 нм позволяет в дальнейшем предсказывать, как изменения в спектральных профилях выделяемой из нефтяного сырья смеси порфиринов будут зависеть от её лигандного состава.

Эксперименты по переводу смеси петропорфиринов в газовую фазу двумя методами высоковакуумной сублимации, 1) из ячейки Кнудсена с *in situ* масс-спектрометрическим анализом молекулярного пучка и 2) из трубчатого тигля с *ex situ* измерением ЭСП-слоёв сублимата, показали, что состав пара над смесью металлопорфиринов зависит от длительности испарения и от температуры сублимации. Осаждённые в вакууме плёнки обладают узкополосным поглощением в видимой области спектра (ярко окрашены) и обеспечивают высокую кратность фототока к темновому в сэндвич-ячейках с планарным молекулярным гетеропереходом. Таким образом, показаны новые возможности 1) разделения смеси нефтяных порфиринов на индивидуальные комплексы и 2) получения тонких молекулярных плёнок с полезными электрофизическими свойствами.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-73-20101 с использованием оборудования ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН. Авторы также благодарят ЦКП-САЦ ФИЦ КазНЦ РАН за техническую поддержку проведенных исследований.

1. Rychikhina E. D., Travkin V. V., Koptyaev A. I., Gordeev K. M. et al. // J. Porphyrins Phthalocyanines. 2025. V. 29. P. 833–843.

2. Koptyaev A. I., Rychikhina E. D., Zhabanov Y. A., Travkin V. V., Pakhomov G. L. // Supramol. Mater. 2024. V. 3. 100075.

Дробно-монослойные множественные квантовые ямы GaN/AlN: кинетика роста и применение в УФС-излучателях

В. Н. Жмерик[1]*, Д. В. Нечаев[1], Е. А. Европейцев[1], Е. М. Рогинский[1], А. Н. Семенов[1], М. А. Яговкина[1], П. А. Алексеев[1], В. И. Козловский[2], М. М. Зверев[2], Н. А. Гамов[2], Tao Wang[3], Xinqiang Wang[3], Т. В. Шубина[1], А. А. Торопов[1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 26, Политехническая ул., Санкт-Петербург, 194021, Россия
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 53, Ленинский пр., Москва, 119991, Россия
[3]Пекинский университет, Пекин, 100871, Китай
*jmerik@pls.ioffe.ru

Разработка мощных полупроводниковых эмиттеров ультрафиолетового (УФ) излучения в биологически активном и солнечно-слепом С-поддиапазоне (<280 нм) обусловлена рядом практических приложений [1]. В данной работе исследуются возможности плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии по формированию эффективно излучающих в УФС-поддиапазоне многопериодных двумерных (2D) гетероструктур с множественными квантовыми ямами (МКЯ) 250×{GaN_m/AlN_{15}}/AlN/*c*-Al_2O_3 с номинальными субкритическими толщинами КЯ m = (0,75–2) ± 0,25 монослоя (МС, 1МС = 0,259 нм). Представлены результаты исследований с помощью дифракции отраженных быстрых электронов кинетики роста GaN КЯ на барьерных слоях AlN с атомно-гладкой террасообразной топографией поверхности при одинаковой температуре подложки 690 °С и различных соотношениях потоков галлия и азота (ϕ_{Ga}/ϕ_{N2*}). Исследования оптических свойств МКЯ-структур с целочисленными значениями m = 1 и 2 МС выявили одиночные пики фото- и катодолюминесценции (ФЛ и КЛ) с энергиями 5,45 и 4,81 эВ соответственно, что соответствует теоретическим расчетам из первых принципов методом G_0W_0 их электронной структуры. Важно, что характеристики ФЛ и КЛ этих структур не зависят от условий роста. Напротив, исследования двух серий МКЯ с дробно-МС толщинами КЯ показали, что спектральные характеристики ФЛ и КЛ, такие как положение пиков люминесценций в диапазоне 228–256 нм и изменение их интегральных интенсивностей до трех порядков величины могут эффективно управляться в результате варьирования либо значений ϕ_{Ga}/ϕ_{N2*} = 0,8–2,1 (при m = const = 1,5 МС), либо значений m = 0,75–2 МС (при ϕ_{Ga}/ϕ_{N2*} = const = 1,6), как показано на рис. 1, *b*, *c* соответственно.

На основании экспериментальных исследований и теоретических расчетов предложена феноменологическая модель формирования дробно-МС-МКЯ-структур {GaN_m/AlN} в области докритических толщин (m < 2), в которой изменения спектров ФЛ и КЛ связаны с образованием различных моно- и бислойных GaN 2D-объектов при варьировании условий роста и номинальных толщин. Предполагается, что доминирование механизма 2D-зародышеобразования при росте GaN в азот-обогащенных условиях ($\phi_{Ga}/\phi_{N2*} \le 1{,}1$) приводит к формированию отдельных 2D-квантовых дисков GaN с монослойными ($m \le 1$) или бислойными ($m > 1$) толщинами. В обоих случаях наблюдается слабое излучение в диапазоне 220–230 нм, но при $m > 1$ его интенсивность выше. При переходе к умеренно Ga-обогащенным условиям ($\phi_{Ga}/\phi_{N2*} \sim 1{,}6$) в узком диапазоне m = (1,25–1,5) МС наблюдается резкое повышение интенсивности излучения в диапазоне 230–240 нм, что связывается с возрастанием роли ступенчато-слоевого механизма роста, приводящего к образованию узких 2D-квантовых полосок, вытянутых вдоль краев ступеней. При дальнейшем увеличении ϕ_{Ga}/ϕ_{N2*} до 2,1 наблюдаемое уширение и смещение пиков люминесценций в область (250–260) нм при сохранении их высоких интегральных интенсивностей можно объяснить латеральным уширением бислойных 2D-наноструктур, формирующихся в смешанном режиме роста, сочетающим механизмы 2D-зародышеобразования и ступенчатого-слоевого роста. Измерения спектров КЛ-структур с МКЯ 250×{$GaN_{0,75\text{-}2}$/AlN_{15}}, возбуждавшихся с использованием различных электронных пушек с выходными токами от 1 мА до 2 А и энергией электронов до 12,5 кэВ, не только подтвердили описанную выше модель роста, но и продемонстрировали мощное УФС-излучение с одиночными пиками в диапазоне длин волн от 228 до 256 нм и максимальной пиковой выходной оптической мощностью от 1 до 37 Вт соответственно, линейно нарастающей с увеличением тока электронного пучка до 2 А (рис. 1, *d*).

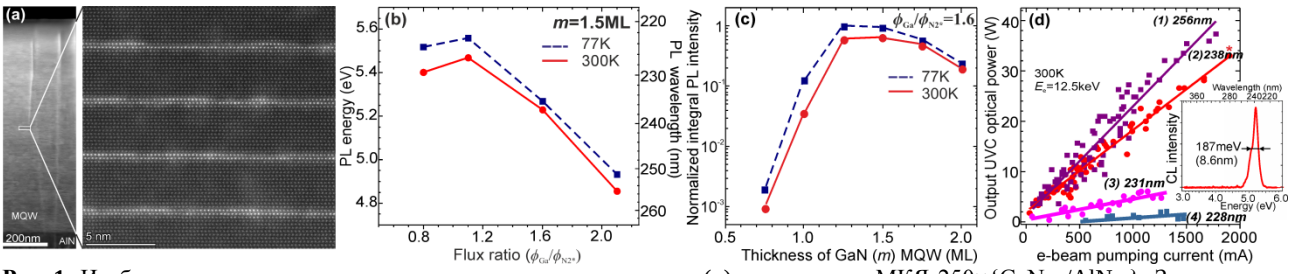


Рис. 1. Изображение в просвечивающем электронном микроскопе (*a*) структуры с МКЯ 250×{$GaN_{1,5}$/AlN_{15}}. Зависимости спектрального положения (*b*) и интегральной интенсивности (*c*) пиков ФЛ-структур 250×{GaN_m/AlN_{16}}, выращенных при различных ϕ_{Ga}/ϕ_{N2*} и m. Зависимости выходной оптической мощности (*d*) от электронного тока накачки для МКЯ-структур 250×{$GaN_{1,5}$/AlN_{16}}, выращенных при ϕ_{Ga}/ϕ_{N2*} = 2,1(*1*), 1,6(*2*), 1,1(*3*), 0,8(*4*) (на вставке приведен спектр КЛ с пиком 238 нм)

1. Jmerik V., Kozlovsky V., Wang X. // Nanomaterials. 2023. V. 13. 2080. P. 1–42.

Влияние состояния поверхности на свойства топологического изолятора SmB_6

В. С. Журкин*, А. Д. Божко, М. А. Анисимов, В. М. Шевлюга, Б. В. Андрюшечкин, В. В. Глушков

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, 119991
*dok5555@mail.ru

Сильные электронные корреляции в гексабориде самария, которые открывают узкую 4f–5d гибридизационную щель (Eg = 19 мэВ) при переходе металл-изолятор ниже 40 К [1, 2] вызывают значительный интерес к исследованию топологического изолятора SmB_6, в котором параметры поверхностной проводимости существенно зависят от выбранного метода предварительной подготовки поверхности [3, 4].

В настоящей работе выполнено исследование влияния состояния поверхности на транспортные и гальваномагнитные свойства монокристаллического SmB_6 в диапазоне температур 1,9–300 К в магнитных полях до 8 Тл. Измерения проводились в несколько этапов, на каждом из которых поверхности гексаборида самария подготавливались различными способами. Изначально все грани SmB_6 полировались алмазным абразивом с последовательным уменьшением размеров зерна алмазного порошка от 7 до 0,5 мкм. Далее полированные образцы травились в водном растворе HNO_3. На заключительном этапе грани образца подвергались бомбардировке ионами аргона со средней энергией ионов 500 эВ и плотностью тока 1,2 мкА/см^2, с последующим отжигом до 800 °С в условиях сверхвысокого вакуума (до 2×10^{-10} Торр). После каждого этапа обработки поверхности проводился полный цикл измерений параметров зарядового транспорта.

Обнаружено, что химическое травление полированного SmB_6 приводит к росту удельного сопротивления от значений 1,35 до 15,67 Ом·см при 1,9 К, в то время как коэффициент Холла меняется от значений –1,65 см^3/Кл до –373,15 см^3/Кл. После бомбардировки SmB_6 ионами аргона поведение эффекта Холла качественно меняется [5]. При T □ 3,3 К наблюдается инверсия знака коэффициента Холла (рис. 1), а его величина увеличивается до +91,4 см^3/Кл при понижении температуры до 1,9 К. Данные оже-спектроскопии показали, что обработка поверхностей гексаборида самария ионным пучком Ar приводит к практически полному удалению углерода с поверхности образца. При этом наблюдается рост амплитуды линии кислорода (примерно на □30 %), что наряду с генерацией дефектов в приповерхностном слое, вызванных бомбардировкой ионами аргона, по-видимому, приводит к появлению поверхностных носителей заряда *p*-типа.

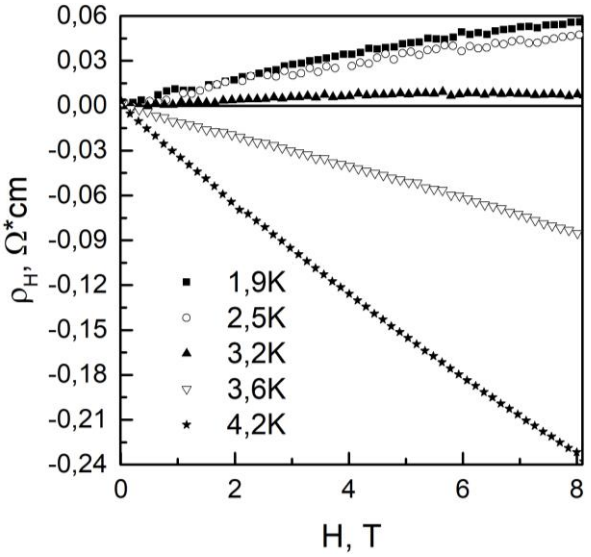


Рис. 1. Полевые зависимости холловского сопротивления монокристаллического SmB_6 после бомбардировки ионами Ar+, измеренные при температурах 1,9 – 4,2 К

Результаты, полученные в рамках данной работы, демонстрируют сильную зависимость параметров поверхностного зарядового транспорта в SmB_6 для разных состояний поверхности, что открывает возможность направленного управления параметрами поверхностной проводимости в гексабориде самария.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-20032.

1. Sluchanko N., Glushkov V. V., Gorshunov B. P. et al. // Phys. Rev. B. 2000. 61. 9906.
2. Li L., Sun K., Kurdak Ç., and Allen J. W. // Nat. Rev. Phys. 2020. 2. 463–479.
3. Glushkov V. V., Zhurkin V. S., Bozhko A. D. et al. // JETP Lett. 2022. 116. 791–797.
4. Demishev S. V., Gilmanov M. I., Samarin A. N. et al. // Sci. Rep. 2018. 8. 7125–8.
5. Glushkov V. V., Bozhko A. D., Zhurkin V. S. et al. // Physics Doklady. 2025. 70.

Новые подходы к созданию материалов с управляемыми оптическими свойствами на основе полимеров и нитевидных нанокристаллов

Е. С. Завьялова[1,2]*, В. М. Кондратьев[1,3], А. Д. Большаков[1,3]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[2]Университет ИТМО, ул. Ломоносова, 9, Санкт-Петербург, 191002
[3]Алферовский университет, ул. Хлопина, 8, Санкт-Петербург, 194021
*eseniia.zavialova@metalab.ifmo.ru

Композитные материалы, сочетающие в себе гибкую матрицу с низким показателем преломления и полупроводниковые включения с высоким показателем преломления, представляют значительный интерес для создания гибкой оптоэлектроники. В данной работе исследуется система на основе гибкого полидиметилсилоксана (ПДМС) (в видимом диапазоне n ≈ 1,4) [1] и нитевидных нанокристаллов (ННК) фосфида галлия (GaP), характеризующихся высоким показателем преломления в видимом диапазоне (n ≈ 3,3) [2].

Было проведено численное моделирование оптического отклика системы, представляющей собой бесконечный массив ННК GaP, погруженных в слой ПДМС (рис. 1). Исследование проводилось в спектральном диапазоне 400–1000 нм в двух поляризациях падающей волны (TE и TM). Варьировались следующие геометрические параметры: диаметр ННК (70, 100, 150, 200 и 250 нм) и расстояние (зазор) между ННК в диапазоне от 0 до 1000 нм.

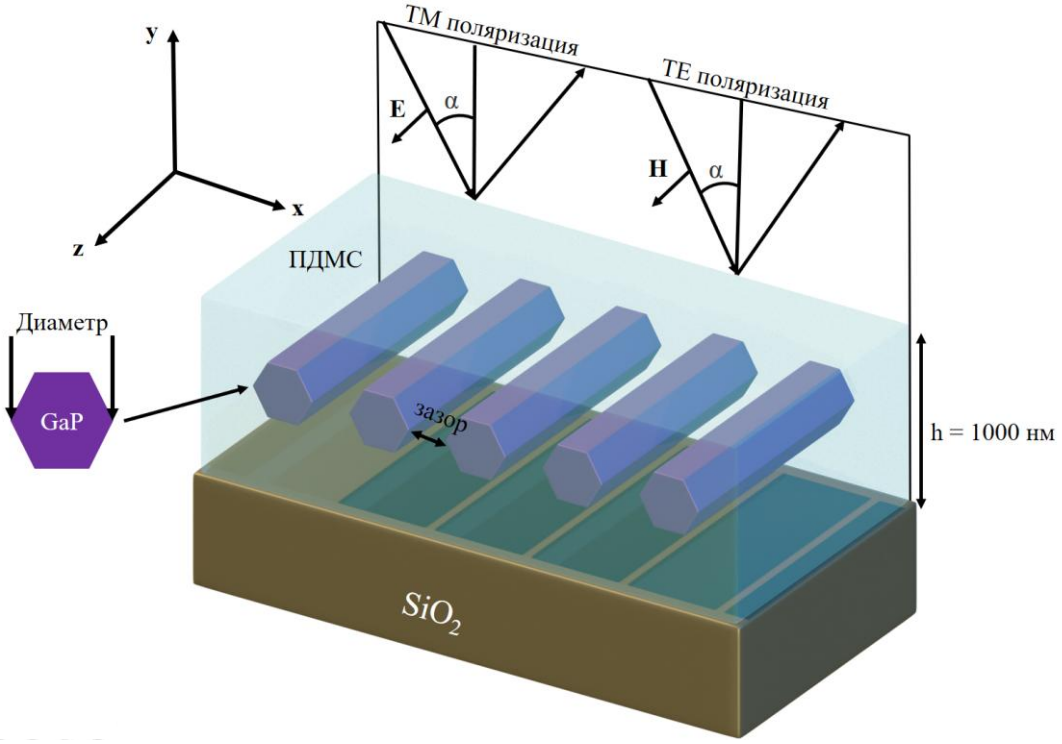


Рис. 1. Геометрия модели для численного моделирования: h – толщина слоя ПДМС, **E, H** – электрическое и магнитное поле соответственно, α – угол падения электро-магнитного поля

В ходе моделирования была показана возможность создания элементов фотоники с резонансным пропусканием света в диапазоне от 400 до 700 нм, что может быть эффективно использовано для создания узкополостных фильтров, обеспечивающих селективное пропускание в заданном спектральном диапазоне. Смена поляризации демонстрирует нивелирование данного эффекта, что может быть использовано для создания оптических фильтров в видимом диапазоне длин волн, обладающие поляризационной чувствительностью. Экспериментально показана возможность создания структур с модельной геометрией и высокое совпадение результатов моделирования и экспериментального пропускания.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-00140.

1. Zhang X. et al. Complex refractive indices measurements of polymers in visible and near-infrared bands // Applied optics. 2020. V. 59, no. 8. P. 2337–2344.

2. Aspnes D. E., Studna A. A. Dielectric functions and optical parameters of si, ge, gap, gaas, gasb, inp, inas, and insb from 1.5 to 6.0 ev // Physical review B. 1983. V. 27, no. 2. P. 985.

Анализ ферроэлектрического перехода в орторомбическом монослое Bi

И. В. Загороднев[1,2,3]*, Д. В. Понкратова[1,2,3], В. В. Еналдиев[1,3]

[1]МФТИ, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
[3]ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009
*zagorodnev@phystech.edu

В последнее время активно исследуется сегнетоэлектричество в двухмерных материалах [1]. В частности, в монослоях висмута, кристаллизующихся в решётке типа чёрного фосфора, на подложке из HOPG был обнаружен сегнетоэлектрический фазовый переход [2]. В нашей работе мы показываем возможность как сегнетоэлектрического, так и антисегнетоэлектрического перехода в монослое висмута без учёта подложки (в вакууме). Мы используем классический подход Клазиуса – Моссотти, но поляризуемость атомов в кристаллической решётке вычисляем в рамках теории функционала плотности в пакете VASP. Оказалось, что такая поляризуемость отличается от поляризуемости свободного атома висмута наличием недиагональной компоненты α_{xz} (ось x лежит в плоскости монослоя, а ось z – перпендикулярна).

На рис. 1 ниже показана наиболее важная компонента диэлектрической восприимчивости χ_{xx} как функция обезразмеренных постоянных решёток (постоянная решётки для свободно подвешенного монослоя висмута эксперимантально не измерена). Значения диагональных компонент тензора поляризуемости α указаны на графиках. При этом для всех атомов в элементарной ячейке и на всех графиках α_{xz} = 1,1 Å^3. При малых α монослой висмута является параэлектриком (PE). При увеличении α сначала наблюдается возможность перехода в антисегнетоэлектрическую фазу (AFE), а затем – в сегнетоэлектрическую (FE).

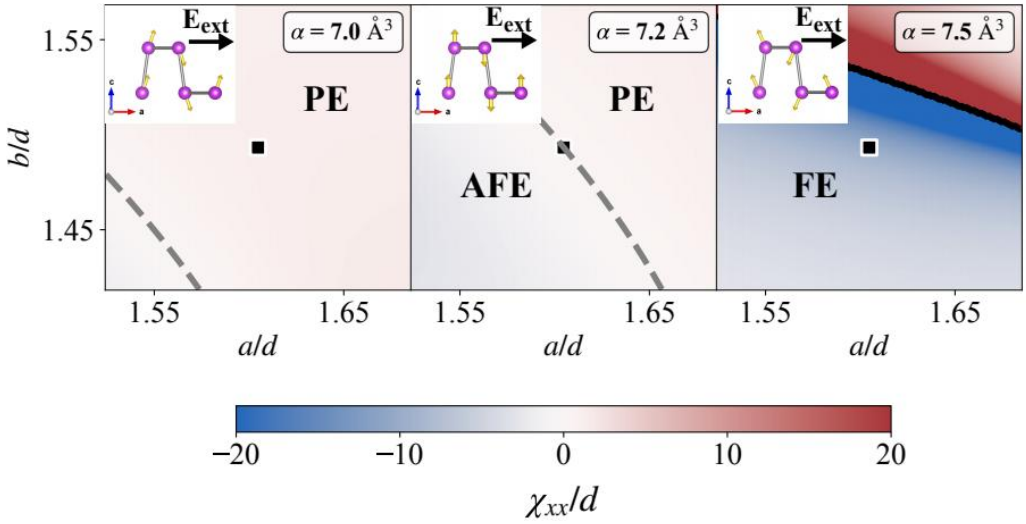


Рис. 1. Восприимчивость как функция обезразмеренных постоянных решётки. Квадрат показывает экспериментально измеренные параметры решётки. Серая пунктирная линия соответствует нулю восприимчивости, чёрные сплошные – расходимости. Вставки показывают атомы в монослое висмута и их дипольные моменты (жёлтые векторы) при приложении внешнего электрического поля вдоль x

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10015 с использованием суперкомпьютерного комплекса НИУ «ВШЭ».

1. Qi L., Ruan S., Zeng Y. J. // Advanced Materials. 2021. V. 33. P. 2005098.
2. Gou J. et al. // Nature. 2023. V. 617. P. 67.

Плазмоны в латерально ограниченных анизотропных и сильно экранированных двумерных электронных системах

И. В. Загороднев*, Д. А. Родионов

ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009
*zagorodnev@phystech.edu

В последнее время растет интерес к анизотропным двумерным (2D) электронным системам и к плазменным колебаниям в них. В частности, обсуждается уникальная возможность управления направлением распространения плазмонов в 2D-электронных системах с анизотропной проводимостью [1], например, в квантовых ямах на основе напряженного Al(Ga)As, которые, с одной стороны, обладают высокой подвижностью при низких температурах, а с другой стороны, анизотропия в них легко контролируема и очень чувствительна к внутриплоскостной деформации квантовой ямы [2].

В данной работе, являющейся продолжением публикаций [3, 4], рассмотрены плазменные колебания, возникающие в латерально ограниченных анизотропных двумерных электронных системах на примере двух геометрий – полоса и диск – в том числе в ситуации, когда важны эффекты электромагнитного запаздывания. Предполагается, что рядом с 2D-системой находится металлический идеально проводящий электрод (затвор). В пределе, когда электрод расположен на расстоянии много меньше характерной длины волны плазменных колебаний, возможно точное решение, как в диске, так и в полосе (в рамках приближения локальной ёмкости). Интересно, например, что в этом случае затухание плазменных резонансов в таких системах обычно меньше, чем темп релаксации носителей, т. е. обратное время рассеяния. Однако в теории в этом предельном случае отсутствует радиационное затухание, которое может быть важно в системах с высокой подвижностью носителей заряда, например, в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при низких температурах.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00450.

1. Ahn S., Das Sarma S. // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. P. L041303.
2. Khisameeva A. R., Muravev V. M., Kukushkin I. V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117. P. 093102.
3. Родионов Д. А., Загороднев И. В. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. С. 90.
4. Rodionov D. A., Zagorodnev I. V. // Phys. Rev. B. 2025. V. 112. P. 075418.

Ферромагнитно-циклотронный резонанс двумерной (2D) электронной системы на ферромагнитной пленке

И. В. Загороднев[1,2]*, А. А. Заболотных[1,2], А. А. Матвеев[1,2], Д. А. Родионов[1], О. Ю. Архипова[1,2], Д. В. Калябин[1,2], А. Р. Сафин[1,2], С. А. Никитов[1,2]

[1]ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009
[2]МФТИ, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
*zagorodnev@phystech.edu

Научные исследования в области спинтроники фокусируются не только на изучении резонансных свойств единичных ферромагнетиков (ФМ), но и на гетероструктурах. Около 30 лет назад были рассмотрены и получены структуры ФМ-2D-электронной системы (квантовые ямы GaAs), в которых продемонстрирована возможность считывания состояния ФМ с помощью измерения холловского сопротивления 2D-системы [1]. А в последние годы активно обсуждается возможная гибридизация плазменного и ферро- или антиферромагнитного резонанса подобных систем. Однако в 2D-системах имеется еще одно фундаментальное и практически важное возбуждение – циклотронный резонанс. Отличительной особенностью 2D-электронных систем является возможность управления концентрацией носителей с помощью близко расположенного металлического электрода (затвора). Оказывается, циклотронный резонанс в 2D-системах с затвором был изучен (теоретически и экспериментально) совсем недавно [2]. Насколько нам известно, резонансные особенности, связанные с гибридизацией циклотронного резонанса с ферромагнитным, до сих пор не обсуждались.

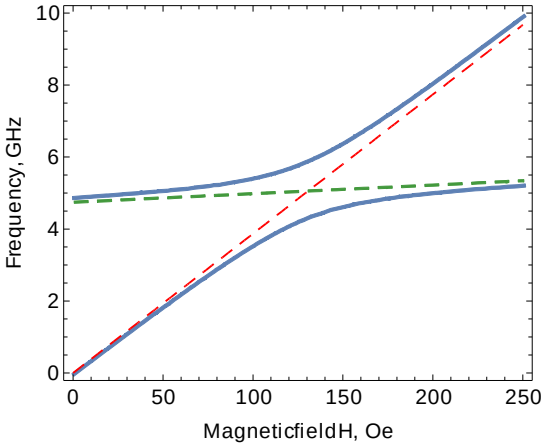


Рис. 1. Гибридизация ферромагнитного и циклотронного резонанса для системы из GaAs-квантовой ямы (с типичными параметрами) на пленке легированного висмутом тулиевого граната Bi:TmIG толщиной 20 мкм

В данной работе теоретически изучен микроволновый отклик 2D-электронной системы, расположенной на диэлектрической ферромагнитной пленке, которая, в свою очередь, лежит на проводящем металле (затворе), при этом вся система помещена во внешнее постоянное магнитное поле. Найдено, что ферромагнитный резонанс пленки и циклотронный резонанс электронов 2D-системы в магнитном поле взаимодействуют, что приводит к их расталкиванию («антикроссингу»), рис. 1. Обнаружено, что в области антикроссинга происходит не только модификация частот резонансов, по сравнению со случаем циклотронного резонанса в 2D-системе без ферромагнитной подложки и ферромагнитного резонанса в пленке без 2D-системы, но и сильное изменение ширин линий резонансов.

1. Monzon F., Johnson M., Roukes M. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 3087.
2. Muravev V. M., Andreev I. V., Semenov N. D. et al. // Phys. Rev. B. 2024. V. 110. P. 205416.

Исследование детекторов на основе барьерно-диодных гетероструктур A_3B_5 с помощью микроскопии растекания тока

А. В. Клековкин[1], А. А. Фельде[1], И. И. Минаев[1], Г. Н. Ерошенко[1], Д. Е. Свиридов[1], А. А. Захаренков[1,2]*, К. А. Савин[1], В. С. Кривобок[1], С. Н. Николаев[1], М. А. Чернопицский[1]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Ленинский проспект, д. 53,119991
[2]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Институтский пер., 9, 141701
*a.zaharenkov@lebedev.ru

В работе представлены результаты разработки и исследования барьерно-диодных (XBn) гетероструктур (ГС) на основе соединений III–V, реализованных в системах InSb/InAlSb и InAsSb/AlSb. Основное внимание уделено повышению эффективности инфракрасных фотоприемников вследствие снижения темнового тока посредством введения униполярного барьера, который препятствует прохождению основных носителей заряда, сохраняя прозрачность для фотоиндуцированных неосновных носителей.

Гетероструктура типа InSb/InAlSb включает два высоколегированных ($\approx 10^{18}$ см$^{-3}$) контактных слоя InSb, между которыми располагаются слаболегированный поглощающий слой InSb ($\sim 10^{15}$ см$^{-3}$) и барьер из $In_xAl_{1-x}Sb$. Изменение содержания алюминия в барьерном слое позволяет регулировать высоту потенциального барьера и одновременно контролировать морфологию поверхности. Эпитаксиальный рост структур осуществлялся на подложках InSb, что способствует снижению уровня упругих напряжений и уменьшению плотности структурных дефектов. Полученные структуры предназначены для работы в диапазоне длин волн 3–5 мкм при температурах порядка 80 К [1].

Для расширения температурного диапазона функционирования фотоприемников до ~150 К была использована система InAsSb/AlSb. По архитектуре она аналогична предыдущей, однако в данном случае барьерный слой формировался из бинарного соединения AlSb, обеспечивающего более резкий скачок в зоне проводимости. В качестве поглощающего слоя применялся тройной раствор $In_xAs_{1-x}Sb$, состав которого подбирался с учетом требуемой рабочей длины волны и согласования параметров решетки с подложкой GaSb. Оптимизация состава позволила реализовать детектор с красной границей спектральной чувствительности около 4,5 мкм и максимальной чувствительностью порядка 1,3 А/Вт.

Для оценки электрических и структурных характеристик выращенных гетероструктур использовался комплекс методов, включая микроскопию сопротивления растекания тока (МСР), выполненную на поперечном сколе образца. Применение данного метода позволило получить двумерное картирование локальной проводимости, что подтвердило высокое сопротивление барьерной области и однородность проводимости в пределах отдельных слоев ГС. В отличие от интегральных электрических измерений, метод МСР обеспечивает пространственное разрешение и позволяет выявлять скрытые токовые пути, локальные шунты и аномалии проводимости, не обнаруживаемые стандартными методами.

Результаты экспериментов показали отсутствие признаков локальных пробоев и диффузионных процессов в области барьера. Установлено, что буферный слой эффективно подавляет влияние дефектов от подложки, обеспечивая высокое структурное качество активной зоны. Дополнительно наблюдались эффекты перераспределения заряда на гетерограницах, что представляет интерес для последующей оптимизации конструкции фотоприемных структур.

Разработанные XBn-гетероструктуры демонстрируют сочетание высокой морфологической однородности, структурного совершенства и стабильных электрических характеристик. Совмещение данных микроскопии сопротивления растекания с результатами рентгеноструктурного и оптического анализа обеспечило комплексную диагностику, необходимую для совершенствования эпитаксиальных инфракрасных фотоприемников нового поколения с пониженным уровнем паразитных токов и возможностью работы при повышенных температурах.

1. Evirgen A. et al. InSb photodetectors with PIN and nBn designs // Quantum Sensing and Nanophotonic Devices XI. SPIE, 2014. V. 8993. P. 186–196.

Влияние облучения ионами Ge^+ на люминесцентные свойства самоформирующихся Ge(Si)-наноостровков

В. Е. Захаров[1,2]*, А. Н. Яблонский[1], Ж. В. Смагина[3], В. А. Зиновьев[3], А. В. Новиков[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*zakharov@ipmras.ru

Кремниевая фотоника является одной из наиболее динамично развивающихся областей современной микроэлектроники, поскольку открывает возможности создания фотонных и электронных компонентов на едином кристалле. Однако ключевая проблема создания эффективных источников излучения, полностью совместимых с кремниевыми технологиями, до сих пор не решена [1]. Одним из перспективных подходов к решению этой задачи представляется использование самоформирующихся Ge(Si)-наноостровков, которые демонстрируют сигнал фото- и электролюминесценции в области прозрачности кремния и волоконно-оптических линий связи (1,3–1,6 мкм) и полностью совместимы с кремниевой интегральной технологией. Однако их существенным недостатком является низкая эффективность излучательной рекомбинации ввиду непрямозонности кремния и германия. Одним из способов преодоления этого фундаментального ограничения является метод облучения ионами Ge^+ в процессе роста наноостровков [2]. Как показывают исследования [3], такое облучение и последующий отжиг образцов приводят к образованию внутри островков Ge-нанокластеров. Увеличение интенсивности ФЛ таких структур в ближнем ИК-диапазоне связывается с реализацией прямых (в реальном пространстве) оптических переходов.

В настоящей работе проведены сравнительные исследования люминесцентных свойств структур с Ge(Si)-наноостровками, выращенными методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках «кремний-на-изоляторе» как без облучения (образцы № 1–№ 3), так и в условиях облучения ионами Ge^+ (образцы № 4–№ 6). Методом спектроскопии ФЛ с временным разрешением до 50 пс исследованы спектры и кинетики ФЛ в зависимости от параметров роста структур (рис. 1, *а*), облучения ионами Ge^+ в процессе эпитаксии, температуры измерения и условий возбуждения ФЛ. Анализ низкотемпературных спектров ФЛ показал существенное увеличение сигнала ФЛ для структур с Ge(Si)-островками, выращенными при облучении ионами Ge^+ (образцы № 4 и № 5) по сравнению с аналогичными структурами, полученными без ионного облучения (образцы № 1 и № 2) (рис. 1, *а*).

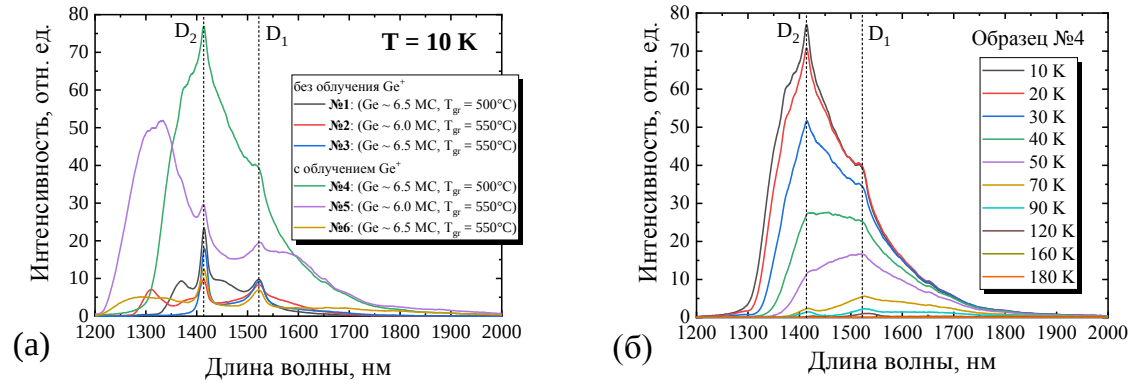


Рис. 1. Низкотемпературные (T = 10 K) спектры ФЛ-структур с Ge(Si)-наноостровками (*а*), выращенными без облучения (образцы № 1–№ 3) и в условиях облучения ионами Ge^+ (образцы № 4–№ 6); *б* – спектры ФЛ-структуры с Ge(Si)-наноостровками, полученными при облучении ионами Ge^+ (образец № 4) при различных температурах измерения

Дополнительно во всех исследованных образцах наблюдались характерные линии D_1 и D_2 (рис. 1, *а*), соответствующие дислокационной люминесценции в кремнии [4]. Поскольку исследования методом просвечивающей электронной микроскопии показали низкую плотность дислокаций, было изучено поведение линий D_1-D_2 и сигнала ФЛ Ge(Si)-островков в зависимости от фокусировки и глубины поглощения (длины волны) возбуждающего излучения. Для выявления механизмов наблюдаемого увеличения интенсивности ФЛ были проведены исследования температурных зависимостей ФЛ (рис. 1, *б*) и кинетики ФЛ в широком диапазоне температур (от 10 до 300 К) и разных условиях возбуждения ФЛ. В докладе будут рассмотрены основные возможные причины сильного температурного гашения ФЛ Ge(Si) островков в полученных структурах. Также с целью установления основных механизмов рекомбинации носителей заряда в полученных образцах будут рассмотрены способы экспериментального разделения в спектрах ФЛ-сигнала, связанного с излучением Ge(Si)-островков, и дислокационных линий ФЛ.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00424.

1. Shekhar S. et al. // Nat. Communications. 15. 751 (2024).
2. Zinovyev V. A. et al. // J. Appl. Phys. 130. 153101 (2021).
3. Grydlik M. et al. // Nano Lett. 16(11). 6802–6807 (2016).
4. Sauer R. et al. // Appl. Phys. 36. 1–13 (1985).

Квантовые эффекты Зенона и анти-Зенона в ансамбле локализованных электронов с внешним магнитным полем

А. Л. Зибинский*, К. А. Барышников, Д. С. Смирнов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021
*zibinskiy.coherent@mail.ioffe.ru

Ещё в IV веке до нашей эры Зенон сформулировал свои известные апории, а спустя более чем два тысячелетия они нашли глубокую аналогию в квантовой механике – квантовые эффекты Зенона и анти-Зенона. Их суть заключается в удержании квантовой системы в возбуждённом состоянии (эффект Зенона) и, наоборот, в ускорении рекомбинации возбуждённых состояний (эффект анти-Зенона) при непрерывных измерениях. В настоящее время эти эффекты представляют большой интерес не только с фундаментальной точки зрения, но и в квантовой информатике.

При экспериментальном изучении спиновой динамики в квантовых точках методом накачка-зондирование неизбежно возникает квантовое обратное действие, которое, в соответствии с фундаментальными принципами квантовой механики, разрушает поперечные компоненты спина [1]. Влияние эффектов Зенона на магнитополевые зависимости спиновой поляризации ещё не исследовано. Поэтому мы теоретически рассмотрели ансамбль квантовых точек в условиях взаимодействия с непрерывным лазерным излучением с учётом сверхтонкого взаимодействия с ядерной спиновой системой, возможных прыжков электронов между квантовыми точками и квантового обратного действия [2].

Для случая слабой оптической накачки показано, что в зависимости от направления внешнего магнитного поля измерение оказывает разное влияние на спиновую динамику: в геометрии Фарадея сила квантового измерения эффективно перенормирует темп прыжков электронов на центре локализации, в то время как в геометрии Фойгта они конкурируют. В зависимости от темпа прыжков, под действием измерений возможно как ускорение спиновой релаксации (эффект анти-Зенона), так и её замедление (эффект Зенона), что может быть напрямую реализовано в эксперименте. Разработанная модель параметрически расширила множество теоретически возможных кривых Ханле и восстановления поляризации (магнитополевых зависимостей в геометриях Фойгта и Фарадея соответственно). На рис. 1, *a* фиолетовым цветом показаны возможные амплитуды кривых Ханле и восстановления поляризации (ось y) при фиксированном отношении их полуширин (ось x).

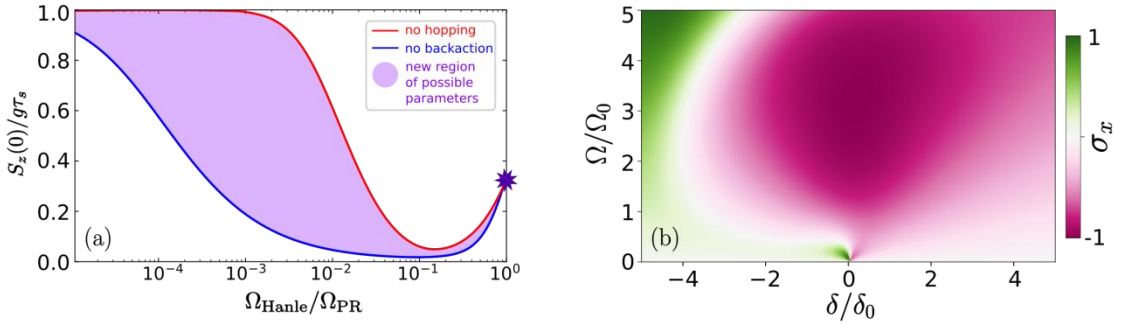


Рис. 1. Фиолетовая область – допустимые амплитуды и полуширины кривых Ханле и восстановления поляризации в ансамбле квантовых точек (*a*); *b* – зависимость x-компоненты псевдоспина от отстройки и частоты Раби для типичной GaAs-квантовой точки

Для случая сильной накачки мы разработали микроскопическую теорию оптического измерения спиновой поляризации с учётом электрон-фононного взаимодействия. С увеличением частоты Раби динамика системы начинает определяться спин-независимым электрон- и трион-фононными взаимодействиями, а радиационные процессы могут рассматриваться адиабатически. Это приводит к качественной перестройке спектральной зависимости фарадеевского вращения зондирующего луча из нечётной функции отстройки в чётную, как показано на рис. 1, *b*.

Мы показали, что квантовое обратное действие может существенно влиять на спиновую динамику в режиме прыжковой проводимости даже при слабой накачке, вызывая эффекты Зенона и анти-Зенона. В случае сильной накачки взаимодействие квантовой точки с фононами приводит к коренной перестройке спектра фарадеевского вращения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-10031.

1. Leppenen N. V. and Smirnov D. S. // Nanoscale. 2022. V. 14. 13284.
2. Zibinskiy A. L. and Smirnov D. S. // arXiv. 2025. 2511.10304.

Формирование методами печати тонкопленочных транзисторов с полупроводниковым каналом на основе оксида индия-галлия-цинка

В. В. Иванов, Д. В. Корнюшин, Д. Д. Казаринова, И. В. Егельский, В. А. Ворошилова, И. А. Волков, И. С. Власов, А. А. Ефимов, Е. И. Каменева, А. А. Лизунова

Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
ivanov.vv@mipt.ru

Применение полупроводниковых материалов на основе оксида индия-галлия-цинка (IGZO) в тонкоплёночном транзисторе (TFT) получило бурное развитие после публикации работы Номуры и соавторов в 2003 году [1]. Они обладают рядом преимуществ по сравнению с кристаллическим кремнием, включая тонкость, гибкость и низкую стоимость производства. TFT могут быть изготовлены на гибких подложках с гораздо более низкой стоимостью обработки, чем полевые транзисторы металл-оксид-полупроводник (MOSFET), изготовленные на кристаллических кремниевых пластинах. Цель развития технологии TFT не заключается в замене кремния. По мере развития обеих технологий кремний, вероятно, сохранит свои преимущества в плане производительности, плотности размещения компонентов и энергоэффективности. Однако TFT позволяют создавать электронные изделия с новыми форм-факторами и по цене, недостижимой для кремния, тем самым значительно расширяя спектр потенциальных применений [2].

Применение методов печатной электроники для формирования транзисторов с полупроводниковым каналом IGZO приводит к созданию транзисторов и микросхем на их основе качественно нового поколения [3]. Настоящая работа опирается на применение новых методов бесконтактной печати для формирования элементов TFT: полупроводниковый канал изготавливается аэрозольной печатью чернилами из растворов смеси нитратов индия-галлия-цинка с последующим отжигом, а электроды – сухой аэрозольной печатью наночастицами металлов [4]. Демонстрируется влияние материала электродов, размеров полупроводникового канала, режимов термической и лазерной обработки напечатанного канала IGZO и электродов на характеристики получаемых транзисторов. Характеристики получаемых транзисторов – подвижность носителей заряда и величины отношения токов в открытом и закрытом состоянии – составляют порядка 1 м²/В·с, и I_{on}/I_{off} – 10^4 соответственно (рис. 1, рис. 2).

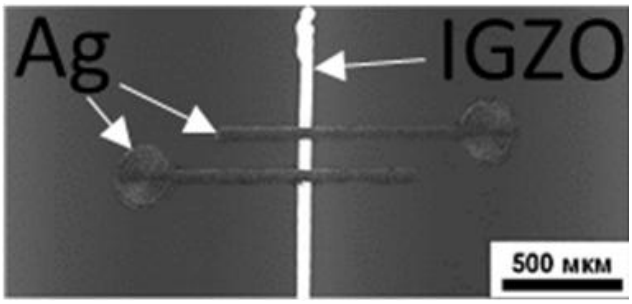


Рис. 1. Изображение транзистора с полупроводниковым каналом IGZO в РЭМ

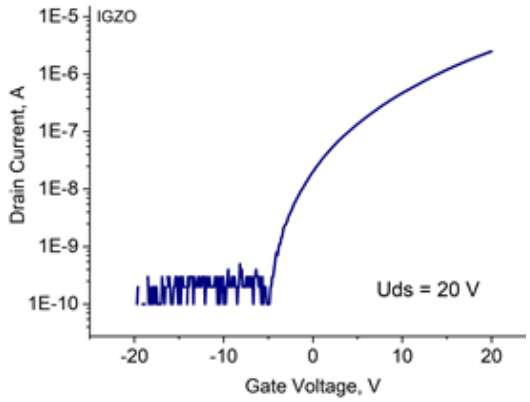


Рис. 2. Переходная характеристика транзистора на основе IGZO, подвижность – 1,7 м²/В·с, I_{on}/I_{off} – 10^4

Исследования выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках соглашения № 075-15-2024-560.

1. K. Nomura, H. Ohta, K. Ueda et al. // Science. 2003. 300(5623). 1269.
2. J. Biggs, J. Myers, J. Kufel et al. // Nature. 2021. 595. 532.
3. C.-J. Moon, J.- W. Park, Y.- R. Jang & H.- S. Kim // Scientific Reports. 2024. 14(1566).
4. В. В. Иванов, А. А. Ефимов, В. И. Борисов и др. // Журнал технической физики. 2025. 95(9). 1725.

Метастабильные состояния ван-дер-ваальсовых 2D-гетероструктур на металлических островках

В. А. Иевлева[1,2], В. А. Прудкогляд[2,1], Л. А. Моргун[2], А. Ю. Кунцевич[2,1]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Москва, 109028
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991

Механический перенос ван-дер-ваальсовых гетероструктур на заранее подготовленные на подложке металлические элементы с образованием нижних контактов имеет свои преимущества перед напылением металла сверху – верхних контактов [1]; но на текущий момент общие свойства гетероструктур с нижними контактами изучены мало.

На примере гетероструктур типа hBN/графен, перенесенных на массивы металлических островков, мы показываем, что низкотемпературные транспортные свойства меняются в результате термоциклирования от гелиевой к комнатной температуре и обратно. Мы систематически наблюдаем переход от сильной связи графена с островками к слабой: происходит увеличение контактного сопротивления и повышение однородности системы. Механический прижим вязкоэластичной каплей при высокой температуре позволяет восстановить контакт графена с металлом, что указывает на метастабильность состояния, возникающего в результате термоциклирования.

Наблюдаемое явление метастабильности можно качественно объяснить перераспределением воды и органических загрязнений, остающихся в слоях гетероструктур после переноса: усиливающаяся при низкой температуре гидрофильность [2] приводит к разрушению связей Ван дер Ваальса между гетероструктурой и металлом. Спектры комбинационного рассеяния света свидетельствуют, что 2D-гетероструктура, имеющая нижние контакты, испытывает значительные натяжения, вероятно, стимулирующие перераспределение приповерхностной воды. Перемещения пузырей, связанных с межслоевой водой и органическими загрязнениями [3], зафиксированы с помощью микрофотографий и атомно-силовой микроскопии.

1. Cha J., Son J., Hong, J. A Bottom-Electrode Contact: The Most Suitable Structure for Graphene Electronics // Advanced Materials Interfaces. 2022. 9. 210220.

2. Zhang J. et al. Intrinsic wettability in pristine graphene // Advanced Materials. 2022. 34(6).

3. A. V. Kretinin et al. Electronic Properties of Graphene Encapsulated with Different Two-Dimensional Atomic Crystals // Nano Lett. 2014. 14. 6. 3270–3276.

Исследование разогрева электронной системы графена под воздействием суб-терагерцового излучения методом шумовой термометрии

Р. И. Измайлов*, К. В. Шеин, А. Н. Титченко, Э. М. Баева, Г. Н. Гольцман, И. А. Гайдученко

НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, д. 11, Москва, 109028
*ramilizmaylov2001@gmail.com

В настоящее время терагерцовый диапазон электромагнитного излучения является перспективной областью исследований из-за широкого спектра потенциальных применений, таких как телекоммуникации (6G), системы безопасности (возможная замена рентгеновскому диапазону), астрофизические измерения, биомедицинские исследования. Графен обладает рекордно малой электронной теплоемкостью и слабой электрон-фононной связью. В связи с этим графен является перспективным материалом для создания ТГц-детекторов. В литературе уже продемонстрированы чувствительные инфракрасные [1] и микроволновые болометры на основе графена. Основная проблема при реализации графеновых ТГц-детекторов заключается в слабой зависимости сопротивления графена от температуры, однако из-за слабого электрон-фононного взаимодействия поглощение графеном ТГц-излучения приводит к значительному разогреву электронной системы. Для измерения температуры электронного газа в графене под воздействием электромагнитного излучения используются различные методы считывания: метод шумовой термометрии [2], джозефсоновские переходы и фототермоэлектрический метод.

В данной работе с помощью метода шумовой термометрии продемонстрирован разогрев электронной системы графена при двух условиях нагрева: при пропускании постоянного электрического тока и при воздействии суб-ТГц-излучения частотой 130 ГГц. В качестве образца использовался отщепленный графен, инкапсулированный в нитрид бора, к которому сверху подведен затворный контакт. Полученное устройство представляет собой полевой транзистор с графеном в качестве проводящего канала. При изменении напряжения на затворном контакте меняется концентрация носителей заряда в графене. Измерения проводились в криостате замкнутого цикла при температуре 3,7 К. Для фокусировки суб-ТГц-излучения образец был установлен на медный держатель со встроенной кремниевой линзой. По результатам исследования транспортных свойств была оценена подвижность, которая составила ~ $8 \cdot 10^3$ см^2/(В·с) при гелиевой температуре и ~ $4 \cdot 10^3$ см^2/(В·с) при комнатной температуре. Данные значения согласуются с чистыми образцами, изготовленными аналогичным способом [3]. Исследование тепловых свойств графена при пропускании постоянного тока показало, что электрон-фононная теплопроводность имеет степенной показатель $\delta = 3{,}8$; данный показатель характерен для чистого предела, что согласуется с результатами других исследований, представленных в литературе [4]. При этом наибольший разогрев электронной системы достигался в точке электронейтральности. Также мы продемонстрировали, что при воздействии на образец суб-ТГц-излучением возрастает температура электронов в графене. Сравнение нагрева излучением с результатами нагрева постоянным током позволяет определить коэффициент поглощения полученного устройства. Было обнаружено, что поглощается лишь 0,01 % от мощности падающего излучения, что, по-видимому, связано с отсутствием суб-ТГц-антенны в дизайне детектора.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 23-72-00014).

1. Ultrasensitive and Wide-Bandwidth Thermal Measurements of Graphene at Low Temperatures. Physical Re-view X. (2.3) (2012) 031006.
2. Efetov D. K., Shiue R. J., Gao Y., Skinner B., Walsh E. D., Choi H., Englund D., Fast thermal relaxation in cavity-coupled graphene bolometers with a Johnson noise read-out. Nature nanotechnology. 2018. 13 (9). 797–801.
3. Massicotte M. et al. Hot carriers in graphene–fundamentals and applications // Nanoscale. 2021. V. 13, No. 18. P. 8376–8411.
4. Huang B. et al. Graphene calorimetric single-photon detector // arXiv preprint arXiv:2410.22433. 2024.

Гибридизация переходов с «нулевых» уровней Ландау в инвертированных квантовых ямах HgTe

S. Ruffenach[1], С. С. Криштопенко[1], А. В. Иконников[2,*], C. Consejo[1], J. Torres[1], X. Baudry[3], P. Ballet[3], B. Jouault[1], F. Teppe[1]

[1]Лаборатория им. Ш. Кулона, UMR 5221, CNRS – Университет Монпелье, Монпелье, F-34095, Франция
[2]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991, Россия
[3]CEA-LETI, MINATEC Campus, Гренобль, F-38054, Франция
*antikon@physics.msu.ru

Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой, помимо принадлежности к классу двумерных топологических изоляторов [1], обладают и другими примечательными свойствами. В частности, в них наблюдается нетрадиционное поведение т. н. «нулевых» уровней Ландау (УЛ): энергия нижнего УЛ зоны проводимости *уменьшается* с ростом магнитного поля, а энергия верхнего УЛ валентной зоны, напротив, *возрастает*. Это приводит к их «пересечению» в некотором критическом поле B_c [2–6]. В то же время во многих экспериментах наблюдаются результаты, свидетельствующие как о возможном антипересечении этих уровней из-за отсутствия центра инверсии (BIA) [2, 3] или структурной асимметрии (IIA) [4, 7], так и о наличии многочастичных эффектов, приводящих к гибридизации переходов [2, 5, 6].

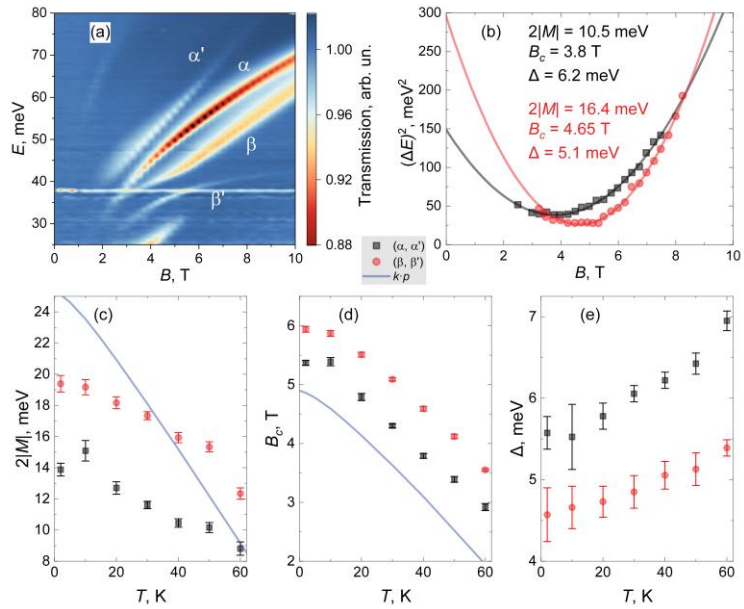


Рис. 1. Карта магнитопоглощения (*a*) при T = 40 К (обозначения переходов см. в [3, 5, 6]); *b* – зависимости квадратов разниц энергий между парами переходов (α, α') и (β, β') от магнитного поля; *c*–*e* – температурные зависимости параметров 2|*M*|, *B*c, и Δ; сплошная линия – одночастичный расчет *k*·*p* методом

В данной работе в результате исследования спектров магнитопоглощения при различных температурах (2–60 К) в инвертированной КЯ HgTe с ориентацией (001) с небольшой концентрацией электронов демонстрируется нарушение одночастичной картины, указывающее на недостаточность объяснения антипересечения УЛ в рамках BIA и IIA. Вместо этого наблюдаемое поведение оптических переходов хорошо объясняется их гибридизацией, обусловленной электрон-электронным взаимодействием.

Зависимость разницы энергий между парами переходов (α, α') и (β, β') позволяет определить массовый параметр M (его знак определяет инверсию зон) и разницу энергий между «нулевыми» УЛ при $B = B_c$ [1]:

$$\Delta E = \sqrt{(2M)^2\left(1-\frac{B}{B_c}\right)^2 + \Delta^2}.$$

Такая зависимость для T = 40 К представлена на рис. 1, *b* (соответствующая ей карта магнитопоглощения – на рис. 1, *a*). Определенные таким образом параметры 2|*M*|, B_c, и Δ для всех температур показаны на рис. 1, *c*–*e*.

В первую очередь бросается в глаза, что все эти параметры при всех температурах *различны* для пар (α, α') и (β, β'), что принципиально не может быть объяснено в рамках одночастичной модели. Одночастичный расчет *k*·*p* методом позволяет лишь объяснить уменьшение параметров 2|*M*| и B_c с ростом температуры (что есть следствие топологического фазового перехода) (рис. 1, *c*, *d*), однако количественные расхождения также вызваны нарушением одночастичной картины.

Наблюдаемое поведение может быть описано в рамках возбуждений между УЛ – магнитоэкситонов, т. е. связанного состояния дырки в начальном (заполненном) УЛ и электрона в конечном (пустом) [8]. Длинноволновый предел некоторых магнитоэкситонов, таких как магнитоплазмоны, определяет резонансную энергию линий магнитопоглощения, при этом непараболичность электронных подзон может приводить к гибридизации магнитоплазменных мод с близкими энергиями [9]. Такой механизм справедлив для любой кристаллографической ориентации, включая (110) и (111), где BIA и IIA не должны приводить к антипересечению «нулевых» УЛ.

1. Bernevig B. A., Hughes T. L. and Zhang S.-C. // Science. 2006. V. 314. P. 1757.
2. Orlita M., Masztalerz K., Faugeras C. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. P. 115307.
3. Жолудев М. С., Теп Ф., Морозов С. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 100. С. 895.
4. Bovkun L. S., Ikonnikov A. V., Aleshkin V. Ya. et al. // J. Phys. Condens. Matter. 2019. V. 31. P.145501.
5. Krishtopenko S. S., Kadykov A. M., Gebert S. et al. // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 041404(R).
6. Бовкун Л. С., Иконников А. В., Криштопенко С. С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 112. С. 541.
7. Tarasenko S. A., Durnev M. V., Nestoklon M. O. et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 91 P. 081302(R).
8. Kallin C. and Halperin B. I. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. P. 5655.
9. Krishtopenko S. S., Ikonnikov A. V., Orlita M. et al. // J. Appl. Phys. 2015. V. 117. P. 112813.

Роль индия при росте эпитаксиальных плёнок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ методом МЛЭ

Д. В. Ищенко[1], Е. Л. Молодцова[1], С. П. Супрун[1], Е. Д. Кырова[1,2], Е. В. Федосенко[1], О. Е. Терещенко[1,3]

[1]Институт физики полупроводников СО РАН, просп. акад. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский Государственный Технический Университет, просп. К. Маркса, д. 20, Новосибирск, 630073
[3]Новосибирский Государственный Университет, ул. Пирогова, д. 1, Новосибирск, 630090
*ischenkod@isp.nsc.ru

Интерес к твёрдому раствору $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In (PSTI) связан с уникальным набором его свойств. В зависимости от содержания компонент в твёрдом растворе (свинец, олово, теллур и индий) материал проявляет различные свойства: диэлектрические, полупроводниковые, сверхпроводниковые; является слабым тривиальным металлом или топологическим изолятором. Эти свойства делают его интересным для разработки фотоприёмников в широком диапазоне длин волн (от инфракрасного до субмиллиметрового), высокая термоэлектрическая добротность материала (до ZT ≈ 1 при T ≈ 500 ºC) делает его перспективным для создания термоэлектрических преобразователей; кроме того, как топологический изолятор он интересен для применения в области спинтроники [1]. К настоящему моменту влияние индия в PSTI на электрофизические свойства описаны в большом количестве работ, например, [2]. Однако нет исследований, посвящённых влиянию индия на процесс эпитаксиального роста PST.

Целью работы является выяснение роли индия как поверхностно-активного вещества (ПАВ). В работе представлены результаты совместного анализа технологических параметров роста PSTI и электрофизических характеристик, что позволило оптимизировать процесс роста.

Анализ статистических данных производился для плёнок PST и PSTI (x ≈ 0,26), выращенных на подложках BaF_2(111) из трёхкомпонентного источника PST с x ≈ 0,26 и источника $In_{0.85}Te_{0.15}$. Обработка статистических экспериментальных данных показала, что на зависимости $\mu(V_{PST(In)}/V_{In})$ наблюдается максимум (рис. 1), где μ – подвижность, измеренная при T = 30 К, $см^2 \cdot В^{-1} \cdot с^{-1}$, $V_{PST(In)}$ – рост плёнки в присутствии индия или без, $V_{PST(In)}$ = = d/Δt, d – толщина плёнки, Δt – время роста плёнки, $V_{In} = C_{In}/\Delta t$, C_{In} – концентрация индия в плёнке. Видно, что максимум подвижности достигается при $V_{PST(In)}/V_{In}$ ≈ 2–3.

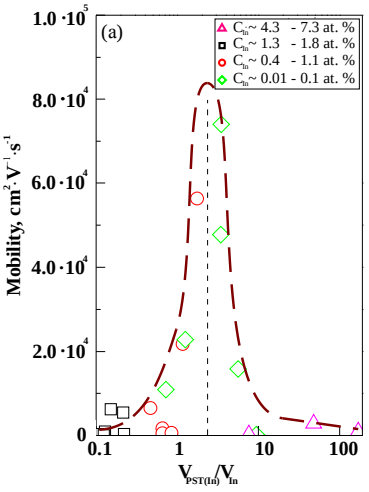


Рис. 1. Зависимость подвижности плёнок PSTI от отношения $V_{PST(In)}/V_{In}$, выращенных из двух источников x ≈ 0,26 и $In_{0,85}Te_{0,15}$

Кроме того, сравнение данных, полученных методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и энергодисперсионного анализа, показало, что на поверхности плёнки скапливается избыточный индий. Также наличие максимума наблюдается на зависимости $I_{ph}/I_d(V_{PST(In)}/V_{In})$, где I_d – ток, измеренный при T = 4,2 К в условиях экранировки от фонового излучения, I_{ph} – ток, измеренный при освещении миниатюрной лампой накаливания при T = 4,2 К.

Часть результатов опубликована в Appl. Phys. Lett. 2025. 127. 103107.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ № 25-62-00004.

1. Tarasov A. S., Golyashov V. A., Ishchenko D. V. et al. // Optoelectron. Instrum. Data Process. 2020. P. 553–557.
2. Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. // УФН. 2014. P. 1033–1044.

Формирование каналов транзисторов TFT на основе IGZO с использованием методов печатной электроники

Д. Д. Казаринова*, И. С. Власов, И. А. Волков, А. А. Лизунова, В. В. Иванов

МФТИ (НИУ), Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700
*kazarinova.dd@phystech.edu

Тонкопленочные полевые транзисторы (TFT) имеют большой потенциал для применения в электронике, в том числе как составной элемент прозрачных или гибких устройств [1]. Важными характеристиками TFT являются отношение тока включения к току выключения I_{on}/I_{off} и подвижность носителей заряда μ.

Одним из наиболее широко изучаемых материалов для формирования канала TFT является оксид индия-галия-цинка (IGZO). Данный материал обладает прозрачностью, высокой подвижностью носителей заряда и хорошей стабильностью при изгибе, что делает его перспективным материалом для применения в тонкопленочных транзисторах [2].

Методы печатной электроники представляют собой аддитивные технологии, позволяющие формировать элементы электроники с меньшими технологическими сложностями и временными затратами, по сравнению с классическими литографическими методами. Исследование возможностей применения печатных методов является актуальной задачей, так как может привести к повышению экономической и экологической эффективности производства планарных транзисторов.

Основной целью работы являлось исследование влияния методов и режимов печати слоев IGZO, а также параметров постобработки на геометрические размеры полупроводникого слоя и электрические характеристики полученного TFT-транзистора. В работе использовались методы микроплоттерной и струйной печати, позволяющие осаждать материал с высоким разрешением и сложной геометрией без применения масок. Для печати полупроводникового слоя применялись коммерческие приборы: микроплоттер SonoPlot GIX Microplotter II и струйный принтер Dimatix Materials Printer DMP-2831. Полупроводниковые слои формировались из чернил на основе смеси растворов нитратов индия, галия и цинка с последующим спеканием для образования оксидов. Транзисторы изготавливались на подложках из кремния с термическим оксидным слоем толщиной 100 нм, где сток-истоковые электроды формируются двумя методами: золотые контакты – фотолитографией, серебряные электроды – сухой аэрозольной печатью [3]. Такой подход позволяет варьировать архитектуру транзисторов.

Для исследования выходных и передаточных характеристик полученных транзисторов применялась автоматическая зондовая станция для электрофизических измерений Cascade Microtech Summit 11000M. Толщина пленки и однородность слоя определялись с помощью профилометрии и сканирующей электронной микроскопии.

В ходе данного исследования приведено изучение и экспериментальный подбор методов и материалов для формирования слоев IGZO. Отработаны ключевые параметры технологического процесса, такие как концентрация чернил, настройки печати, температура и длительность отжига полученных структур. Получены слои IGZO толщиной от 20 нм в случае струйной печати до 60 нм для микроплоттерной печати. Минимальные латеральные размеры формируемых каналов составили 10 мкм в длину и 300 мкм в ширину, значения достигнуты при использовании микроплоттерной печати. Отношение токов включения и выключения варьировалось в диапазоне от $7 \cdot 10^2$ до $8 \cdot 10^2$ для микроплоттера, от $1 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^3$ для струйной печати.

Исследования выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках соглашения № 075-15-2024-560.

1. Chien F., Chang Y., Liu J. // Membranes. 2022. V. 12. P. 411.
2. Liu W., Hsu C., Jiang Y., Lai Y. et al. // Membranes. 2021. V. 12. P. 49.
3. Efimov A., Arsenov P., Kornyushin D., Lizunova A. et al. // Materials. 2020. V. 13. P. 730.

Экспериментальное исследование экситон-фотонной связи под световым конусом в двумерном антиферромагнетике CrSBr при комнатной температуре

И. Э. Калантаевский[1]*, Т. Д. Горелкина[1], А. И. Чернов[2,3], В. А. Кравцов[1]

[1]Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 191002
[2]МФТИ, Москва, 141701
[3]РКЦ, Москва, территория инновационного центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1, 121205
*i.kalantaevskii@metalab.ifmo.ru

При сильной связи между экситонами и фотонами образуются гибридные квазичастицы экситон-поляритоны. Сильная связь может быть реализована путём гибридизации экситонных резонансов в CrSBr с резонансными оптическими модами в автономных резонаторах, например, в структурах на основе распределённых брэгговских отражателей [1] или субволновых дифракционных решётках [2]. Хотя такие платформы совместимы с планарными технологиями, их изготовление часто требует сложных технологических процессов, что ограничивает возможности перестройки и затрудняет интеграцию в практические устройства. В данной работе исследуются волноводные поляритоны в двумерном полупроводнике с магнитным порядком CrSBr, представляющим особый интерес для поляритоники благодаря высокой энергии связи экситонов (~0,5 эВ) и значительной силе осциллятора (2,03 (эВ)²) [3].

Наблюдение волноводных поляритонов осуществлялось методом спектроскопии в задней фокальной плоскости микрообъектива с использованием линзы твёрдой иммерсии, позволяющим эффективно возбуждать и регистрировать моды под световым конусом [4]. Многослойный CrSBr был получен механическим расслоением объемного кристалла и с помощью сухого переноса помещён на подложку SiO_2 . Толщина волноводного слоя, необходимая для поддержания единственной оптической моды, контролировалась с помощью атомно-силовой микроскопии. Упрощённая схема эксперимента представлена на рис. 1, *a*. На рис. 1, *b* (слева) показан пример экспериментальных спектров отражения, демонстрирующих антипересечение при ~1,34 эВ, что подтверждает наличие сильной связи между экситонным резонансом и волноводной модой в CrSBr. Для верификации эксперимента проведено численное моделирование углово-разрешённого коэффициента отражения методом матриц переноса [5]. Полученные результаты (рис. 1, *b*, справа) качественно согласуются с экспериментальными данными.

Представленные результаты формируют основу для дальнейшего развития исследований волноводных поляритонов в полностью ван-дер-ваальсовых 2D-структурах и устройствах.

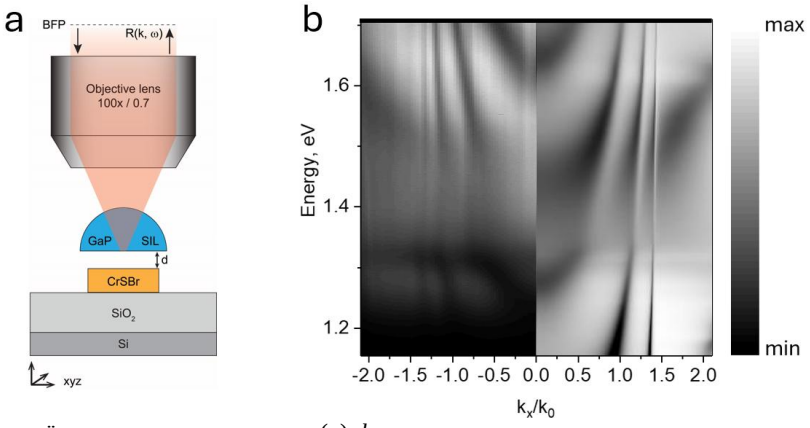


Рис. 1. Упрощённая схема эксперимента (*a*); *b* – экспериментально измеренная дисперсия (слева), результат моделирования дисперсии (справа)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-20030.

1. Li Q. et al. Two-dimensional magnetic exciton polariton with strongly coupled atomic and photonic anisotropies // Physical Review Letters. 2024. V. 133, Iss. 26.
2. Li C. et al. 2D CrSBr Enables Magnetically Controllable Exciton- Polaritons in an Open Cavity // Advanced Functional Materials. 2024. V. 34, no. 51. P. 2411589.
3. 266901Wang T. et al. Magnetically-dressed CrSBr exciton-polaritons in ultrastrong coupling regime // Nature Commnications. 2023. V. 14, no. 1. P. 5966.
4. Kondratyev V. I. et al. Probing and control of guided exciton–polaritons in a 2D semiconductor-integrated slab waveguide // Nano Letters. 2023. V. 23, no. 17. P. 7876–7882.
5. Mackay Tom G., Akhlesh Lakhtakia. The transfer-matrix method in electromagnetics and optics // Synthesis lectures on electromagnetics. 2020. 1 (1). 1–126.

Экспериментальная и теоретическая оптимизация квантовых ям InN/InGaN для оптоэлектронных устройств ближнего ИК-диапазона

М. А. Калинников*[1], Д. Н. Лобанов[1], Б. А. Андреев[1], К. Е. Кудрявцев[1], П. А. Юнин[1], Е. В. Скороходов[1], А. В. Новиков[1], З. Ф. Красильник [1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950
*kalinnikov@ipmras.ru

Высокоэффективные коммерчески доступные оптоэлектронные устройства сине-зеленого диапазона содержат активную область в виде квантовых ям (КЯ) InGaN/GaN. Для расширения спектрального диапазона таких устройств в сторону больших длин волн необходимо увеличивать содержание In в КЯ InGaN, что приводит к ряду проблем: возрастанию плотности дислокаций, усилению флуктуаций состава InGaN, усилению квантово-размерного эффекта Штарка [1]. В настоящее время в литературе особенности формирования и оптические свойства КЯ InN/InGaN представлены единичными работами. Недавно коллективом авторов данной работы были сформированы и исследованы структуры с КЯ InN/$In_xGa_{1-x}N$, определены критические толщины КЯ InN начала пластической релаксации [2]. Было обнаружено, что структуры с КЯ InN обладали более высокой температурной стабильностью сигнала ФЛ по сравнению с объемным слоем InN при повышении температуры с 77 до 300 К, но интенсивность сигнала ФЛ при низких температурах значительно уступала интенсивности сигнала ФЛ от объемного слоя InN. Таким образом, структуры с КЯ InN/InGaN нуждаются в оптимизации как параметров самой активной области, так и ростовых условий для усиления их излучательных свойств.

В настоящей работе структуры с множественными КЯ InN(1–2 нм)/InGaN(5 нм) с содержанием In ~ 70–80 % формировались методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на сапфировых подложках с-Al_2O_3 с последовательно выращенными высокотемпературными буферными слоями AlN и GaN. Такой дизайн активной области выбран исходя из данных по критическим толщинам КЯ InN/InGaN[2] и теоретических расчетов, согласно которым он обеспечивает высокое значение интеграла перекрытия волновых функций (Г) носителей заряда и высокую энергию локализации носителей тяжелых дырок (Ehh) (рис. 1, *а*).

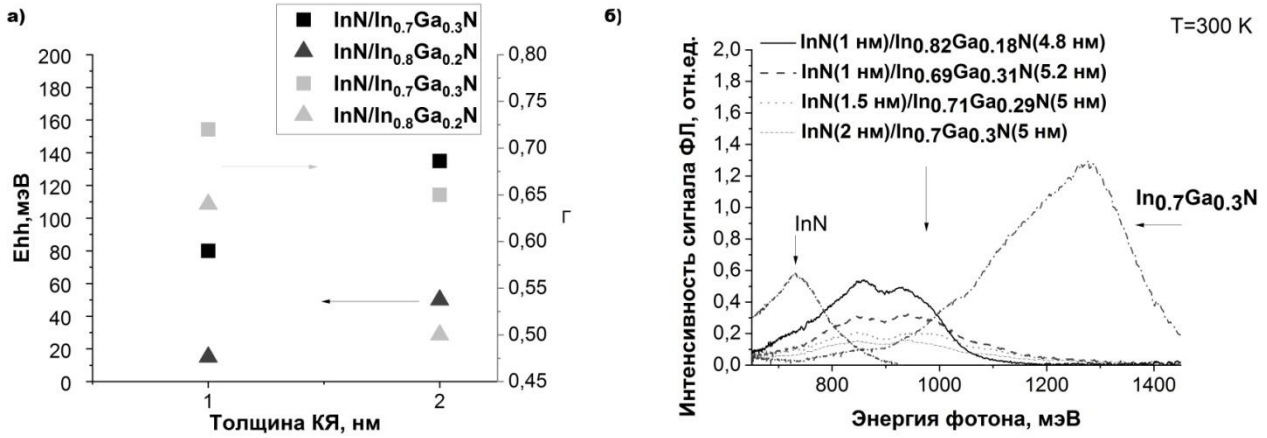


Рис. 1. Ehh (черный цвет) и Г (серый цвет) (*а*) в зависимости от толщины КЯ InN и состава барьера InGaN(5 нм); *б* – спектры ФЛ от исследуемых образцов с КЯ InN/ $In_{0,7}Ga_{0,3}N$. InN(1 нм)/ $In_{0,82}Ga_{0,18}N$ (4,8 нм), InN и $In_{0,7}Ga_{0,3}N$ – образцы сравнения

Исследования методами рентгенодифракционного анализа показали, что ω-2Θ спектры рентгеновской дифракции исследуемых структур с КЯ содержат сателлитные пики высоких порядков, что свидетельствует о формировании периодической структуры InN/InGaN. Спектры фотолюминисценции (ФЛ) исследуемых образцов с КЯ InN/ $In_{0,7}Ga_{0,3}N$ (рис. 1, *б*) демонстрируют широкий сигнал в ИК-диапазоне длин волн, интенсивность которого уменьшается с ростом толщины КЯ InN с 1 до 2 нм, что может быть связано с увеличением плотности дислокаций с 3,3 до $\geq 4\times10^{10}$ $см^{-2}$ и уменьшением Г (рис. 1, *а*). Температурное гашение сигнала ФЛ при увеличении температуры с 77 до 300 К для КЯ InN/ $In_{0,7}Ga_{0,3}N$ составляет ~1,5–2 раза, в то время как для КЯ InN/ $In_{0,8}Ga_{0,2}N$ этот фактор составляет ~3–5 раз [2], что связано с увеличением энергии локализации носителей (рис. 1, *а*).

Работа выполнена в рамках госзадания ИФМ РАН (FFUF-2024-0019).

1. Roccaforte F. M. Nitride Semiconductor Technology Power Electronics and Optoelectronic Devices. John Wiley & Sons, 2020.
2. М. А. Калинников и др. // Физика и техника полупроводников. 2022. **56**(9). 848–854.

Спектроскопия резонаторных структур на основе дихалькогенидов переходных металлов

Т. А. Каменская[1]*, М. Л. Скориков[2], Е. В. Таркаева[1], А. Ю. Кунцевич[1,2]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Москва, 101000
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, ГСП-1 Москва, 119991
*takamenskaya@edu.hse.ru

Одним из направлений управления свойствами ДХПМ является создание наноструктур, включая микрорезонаторы. Так, в работе [1] были продемонстрированы резонаторы моды шепчущей галереи из объёмных чешуек $MoSe_2$, изготовленные методом фрикционной механической сканирующей зондовой литографии. Такой подход позволил добиться значительного усиления интенсивности ФЛ от объёмного кристалла при некотором оптимальном диаметре резонатора. Примечательно, что объёмные чешуйки ДХПМ не обладают ФЛ, тогда как внутри резонатора их интенсивность становится сравнима с ФЛ от монослоя. При этом метод фрикционной литографии имеет ограничения: процесс создания таких резонаторов трудоёмкий и требует значительного времени из-за необходимости многократных проходов иглы по одному участку. Альтернативным подходом является применение электронной литографии и плазмо-химического травления, что демонстрируется в работе [2]. С помощью этого метода были созданы микрорезонаторы из WS_2 толщиной 50 нм, в которых впервые была реализована лазерная генерация на непрямых переходах, ранее считавшаяся невозможной. Эти результаты подтверждают высокий потенциал наноструктур на основе ДХПМ для применения в интегрированной нанофотонике.

В настоящей работе разработана технология и получены массивы резонаторов моды шепчущей галереи, с помощью методов оптической фотолитографии и плазмо-химического травления из объёмных чешуек WS_2 (рис. 1, *а*). Мы воспроизвели результаты предыдущих работ: спектр фотолюминесценции возникает в резонаторе, в то время как сами чешуйки ДХПМ таким свойством не обладают. Кроме того, наблюдали промодулированный спектр фотолюминесценции, что может быть связано с возникновением мод шепчущей галереи в резонаторе. Были измерены температурные и мощностные зависимости спектров ФЛ: наблюдается слабая зависимость как интенсивности, так и положения пиков от внешних параметров (рис. 1, *б*). Также проведены измерения ФЛ с временным разрешением при различных мощностях возбуждения, показавшие слабую зависимость динамики от длины волны, что не согласуется с идеей об интенсивном высвечивании именно резонаторных мод из-за эффекта Парсела и требует дальнейшего анализа.

Полученные на данный момент результаты ставят вопрос о природе излучения из данного типа структур и указывают на необходимость сравнения с резонаторами, полученными другими методами.

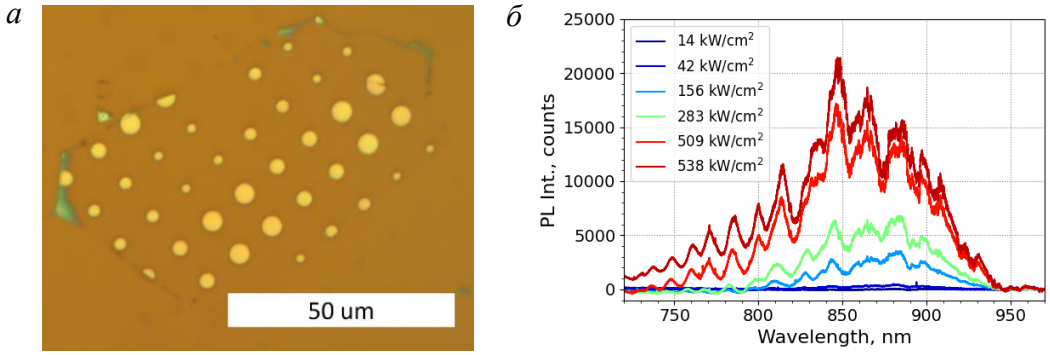


Рис. 1. Фотография массива микрорезонаторов моды шепчущей галереи (*а*), изготовленных из объёмной чешуйки WS_2; *б* – спектры фотолюминесценции микрорезонатора, изготовленного из чешуйки WS_2, при разных плотностях мощности возбуждения

1. Borodin B. R. et al. Indirect bandgap $MoSe_2$ resonators for light-emitting nanophotonics // Nanoscale Horizons. 2023. V. 8, no. 3. P. 396–403.
2. Sung J. et al. Room-temperature continuous-wave indirect-bandgap transition lasing in an ultra-thin WS_2 disk // Nature Photonics. 2022. V. 16, no. 11. P. 792–797.

Электрические и электрооптические переключения в микро- и наноструктурах диоксида ванадия

К. Е. Капогузов*[1,2], С. В. Мутилин[1], Д. М. Милюшин[1,2], В. Б. Калинина[1,2], И. А. Азаров[1,2], В. С. Тумашев[1], Е. К. Багочус[1], В. Н. Кичай[3], Л. В. Яковкина[3]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, пр. Акад. Лаврентьева, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, Новосибирск, ул. Пирогова, 2, 630090
[3]Институт неорганической химии им А. В. Николаева СО РАН, Новосибирск, пр. Акад. Лаврентьева, 3, 630090
*k.kapoguzov@isp.nsc.ru

Диоксид ванадия (VO_2) является перспективным функциональным материалом для развития высокоскоростной энергоэффективной электроники. Его особенность состоит в наличии обратимого фазового перехода полупроводник-металл при температуре около 68 °C. Фазовый переход в VO_2 может быть инициирован такими внешними воздействиями как температура, электрический ток или напряжение, механические дефформации, оптическое излучение и пр. При таком переходе происходит изменение основных физических характеристик VO_2 – проводимости до 5 порядков, постоянной решетки до 1 %, показателя преломления от 2,5 до 1,5 для длины волны около 1 мкм и пр. При этом времена фазового перехода в VO_2 могут достигать нескольких десятков фемтосекунд при импульсной лазерной накачке [1]. Двухконтактные переключатели на основе VO_2 рассматриваются в качестве одних из основных элементов для электрооптических и электрических устройств, вычислителей, нейроморфных систем. В таких переключателях фазовый переход инициируется локальным джоулевым разогревом и сопровождается формированием тонкого металлического филамента с резким скачком электрического тока. При этом благодаря управлению размерами формируемого металлического филамента, возможно создание нелинейной электрической характеристики, а также изменение величины оптического оклика [2]. Такое динамическое управление параметрами и характером переключений в VO_2 открывает путь к созданию функциональных устройств на его основе.

В данной работе исследуются особенности и параметры электрических и электрооптических переключений в планарных и вертикальных микро- и наноструктурах на основе поликристаллических пленок VO_2 с литографическими золотыми контактами. Поликристаллические пленки VO_2 были синтезированы методом химического осаждения из газовой фазы на подложках SiO_2/Si и проводящего Si. Двухконтактные микроструктуры были сформированы локальным плазмохимическим травлением VO_2 через литографическую маску, что позволило локализовать протекание тока при переключениях. Был обнаружен эффект увеличения скачка тока и снижения затрачиваемой мощности на переключение в 10 раз в сформированной микроструктуре по сравнению со сплошной пленкой. Эти эффекты объясняются уменьшением отвода тепла и локализацией протекающего тока при резистивных переключениях. Для управления размерами формируемого филамента при электрических переключениях использовалось переменное внешнее сопротивление. Установлено, что при увеличении внешнего сопротивления с 1 до 20 кОм ширина формируемого металлического филамента в VO_2 уменьшается примерно с 5 мкм до 500 нм. Для исследования оптического отклика при переключениях в сформированных структурах VO_2 был использован метод микроэллипсометрии. Было обнаружено обратимое изменение эллипсометрического параметра Ψ при локальном электрически-инициированном фазовом переходе в VO_2, что позволяет говорить о модуляции электрическим сигналом оптических коэффициентов VO_2.

Полученные в работе результаты исследования микро- и наноструктур VO_2 перспективны для разработки перестраиваемых электрических и электрооптических переключателей, сенсоров и нейроморфных систем на основе VO_2.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

1. Ke Y. et al. Vanadium Dioxide: The Multistimuli Responsive Material and Its Applications // Small. 2018. Vol. 14, no. 39. P. 1802025.
2. Freeman E. et al. Nanoscale structural evolution of electrically driven insulator to metal transition in vanadium dioxide // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103, no. 26.

Электрооптические свойства *n*-InSb в терагерцовом диапазоне

Д. А. Караулов*, Р. В. Устименко, Г. А. Мелентьев, М. Я. Винниченко, Д. А. Фирсов, В. А. Шалыгин

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, д. 29, С.-Петербург, 195251
*donil793@yandex.ru

Электрооптические эффекты широко используются для модуляции электромагнитного излучения. В связи с бурным развитием терагерцовой (ТГц) оптоэлектроники и фотоники актуальным является исследование электрооптических эффектов в этой области спектра. Особый интерес представляют электрооптические эффекты, связанные с разогревом и дрейфом свободных носителей заряда в полупроводниках в электрическом поле. Для отклонения системы свободных электронов от состояния равновесия требуются существенно меньшие электрические поля по сравнению со случаем электронов, связанных с ионным остовом. Изотропное изменение функции распределения электронов по состояниям в импульсном пространстве в электрическом поле (разогрев электронов) приводит к изменениям показателя преломления и коэффициента поглощения на свободных электронах, не зависящим от поляризации излучения. Анизотропия функции распределения, связанная с разогревом и дрейфом электронов в электрическом поле, приводит к анизотропии оптических параметров: модуляция показателя преломления и коэффициента поглощения различается для света, поляризованного вдоль и поперек приложенного поля (**e** ∥ **E** и **e** ⊥ **E**). Влияние эффектов разогрева и дрейфа свободных электронов в электрическом поле особенно существенно в полупроводниках с высокой подвижностью, в частности, в *n*-InSb.

В данной работе теоретически и экспериментально изучено влияние постоянного однородного электрического поля на показатель преломления и коэффициент поглощения *n*-InSb в терагерцовом спектральном диапазоне. Исследования проведены в области допробойных электрических полей (E < 180 В/см), когда концентрация свободных электронов остается постоянной (в данной работе – $3{,}5 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$).

С помощью решения кинетического уравнения Больцмана рассчитаны компоненты неравновесной диэлектрической проницаемости в диапазоне длин волн 70–500 мкм. Моделирование проведено с помощью неравновесной стационарной функции распределения электронов в приближении смещенного распределения Ферми – Дирака, которое характеризуется тремя параметрами: температура неравновесных электронов, скорость дрейфа и уровень Ферми. Получены количественные характеристики для эффектов анизотропии коэффициента поглощения и показателя преломления, возникающих в электрическом поле (рис. 1). Индуцированная электрическим полем анизотропия показателя преломления $n_{\parallel} - n_{\perp}$ имеет резкий максимум в области длин волн 250–270 мкм. Здесь же наблюдается отрицательный пик для анизотропии коэффициента поглощения $\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}$. Эти пики связаны с низкочастотной модой плазмон-фононного резонанса, который характерен для полярных полупроводников.

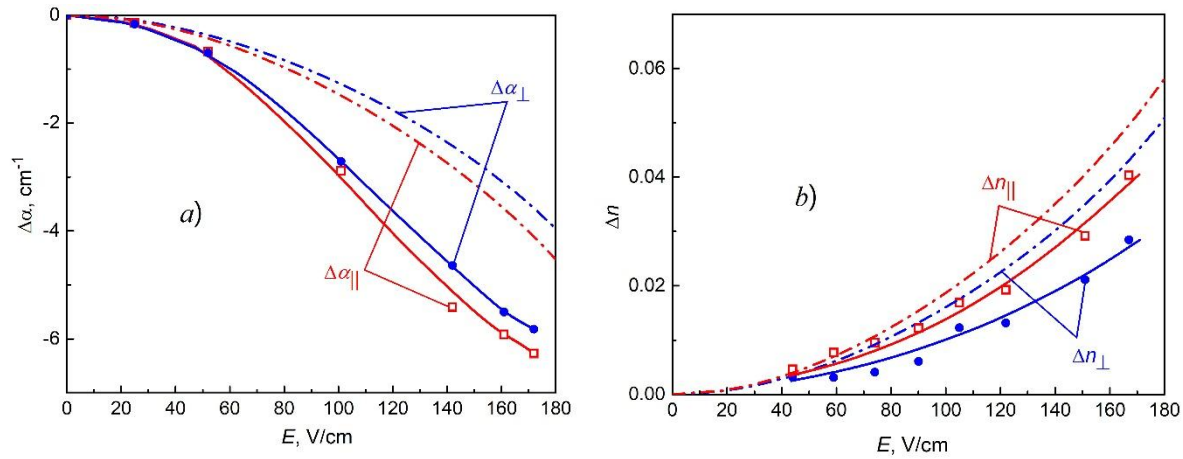


Рис. 1. Изменение коэффициента поглощения *n*-InSb: *a* – в электрическом поле Δα для излучения (λ = 119 мкм) двух взаимно ортогональных линейных поляризаций (**e** ∥ **E** и **e** ⊥ **E**) при температуре T_0 = 78 К; *b* – в электрическом поле Δn для излучения двух поляризаций. Точки – эксперимент, штрихпунктирные линии показывают результаты моделирования

Экспериментальные исследования проведены с помощью непрерывного ТГц-лазера (λ = 119 мкм) при воздействии импульсного электрического поля. Получены полевые зависимости модуляции пропускания для поляризаций **e** ∥ **E** и **e** ⊥ **E** для образцов с различной длиной оптического хода. Анализ модуляционных кривых проводился с помощью функции Эйри, описывающей многолучевую интерференцию в образце. Определены полевые зависимости показателя преломления и коэффициента поглощения для двух взаимно ортогональных линейных поляризаций (рис. 1). Качественно экспериментальные результаты согласуются с результатами модельных расчетов. Обсуждаются причины имеющихся количественных расхождений и возможности их преодоления.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-12-00036.

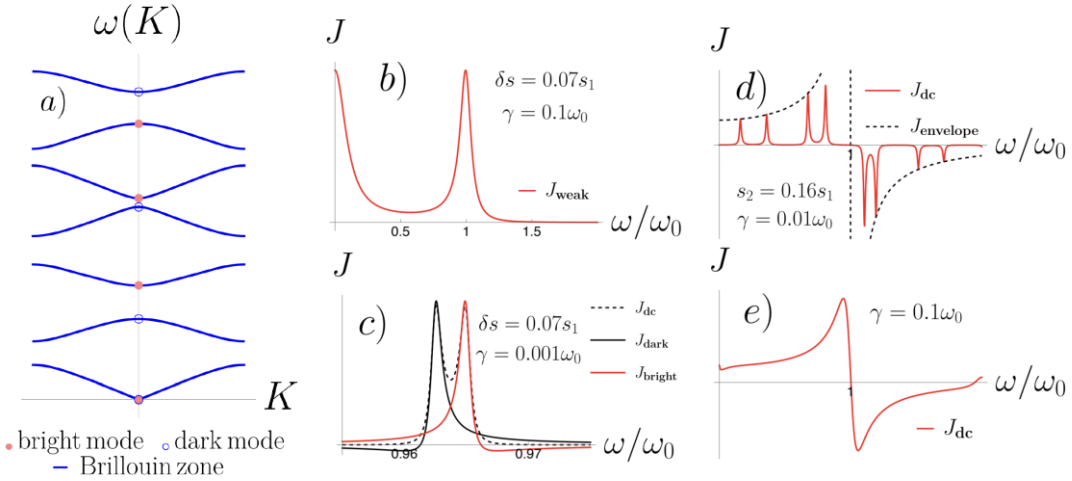
DC-фотоотклик плазмонного кристалла: возбуждение темных мод и переход в «супер-резонансный» режим

И. В. Горбенко, С. О. Поташин, В. Ю. Качоровский*

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
*kachor.valentin@gmail.com

Плазменные явления чрезвычайно интересны с фундаментальной точки зрения, а также обладают огромным потенциалом для различных приложений в области резонансной оптоэлектроники. Для улучшения связи между излучением и плазмонами используются 2D-многозатворные структуры, в том числе системы с двумя решётчатыми затворами (*double grating gate structures*). Если приложить разные затворные напряжения, U_1 и U_2 к двум затворным решёткам, то возникнут периодически чередующиеся области длиной L_1 и L_2 с разной концентрацией электронов и, как следствие, различными плазменными скоростями s_1 и s_2 (далее считаем $s_2 < s_1$). Такая модуляция приводит к образованию зон для плазменных волн, т. е. к возникновению латерального плазмонного кристалла (ЛПК). Зонной структурой можно управлять, меняя $U_{1,2}$ и переводя ЛПК в режим слабой ($\delta s = s_1 - s_2 \ll s_1$), сильной ($s_2 \ll s_1$), или промежуточной ($s_2 \sim s_1$) связи [1, 2]. Экспериментально, ***перестраиваемый*** ЛПК был реализован в работе [3], где изучался коэффициент прохождения ТГц-излучения и был продемонстрирован управляемый затворами переход между режимами резонансного и так называемого «супер-резонансного» возбуждения ЛПК. Как было далее показано [2], в ЛПК существует два типа возбуждений, ***светлые*** и ***тёмные*** моды (рис. 1, *a*), причём для наблюдения в спектре прохождения тёмных мод необходима асимметрия системы.

В настоящей работе мы изучаем dc-фотоотклик ЛПК на внешнее излучение с частотой ω . Постоянный фототок, J_{dc}, возникает из-за так называемого эффекта «храповика» (*ratchet effect*), который подразумевает отсутствие центра инверсии в системе, т. е. возбуждение и светлых и тёмных мод. В то же время предыдущие теории плазмонного эффекта храповика (см. [4] и ссылки там), развитые для случая слабой связи, $s_1 \approx s_2 = s$, предсказывали только один пик на частоте $\omega_0 = s\,k$, где $k = 2\pi/(L_1 + L_2)$ (см. рис. 1, *b*, где представлен друде-пик и плазмонный пик). Как мы покажем в докладе, данный результат был следствием использованного в предыдущих работах пертурбативного подхода, в рамках которого ток считался в линейном порядке по δs: $J_{dc} \propto \delta s$.



В настоящей работе проведён непертурбативный расчёт, позволяющий анализировать случай произвольной связи в ЛПК. Показано, что даже в случае слабой связи можно наблюдать расщепление плазмонных пиков на светлые ($\omega = \omega_n^b$) и тёмные ($\omega = \omega_n^d$) пики (на рис. 1, *c* показано расщепление фундаментальной моды с n = 1), при условии, что система достаточно чистая: $\gamma \ll \omega_1^b - \omega_1^d \propto (\delta s)^2$, где γ – темп релаксации импульса. Также подробно проанализирован случай сильной связи, когда в системе имеется два характерных масштаба частоты: $\omega_1 = \pi s_1/L_1$ и $\omega_2 = \pi s_2/L_2$ причем $\omega_2 \ll \omega_1$. При $\gamma \ll \omega_2$ реализуется так называемый супер-резонансный режим (см. обсуждение в работе [2]), когда удается наблюдать много светлых и тёмных пиков, отвечающих $n > 1$ (рис. 1, *d*). При увеличении γ и переходе в режим $\omega_2 \ll \gamma \ll \omega_1$ часть пиков исчезает, но отклик сохраняет резонансную структуру – супер-резонансные пики сливаются в один асимметричный резонансный пик (см. рис. 1, *e*).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-62-00010).

1. Kachorovskii V., Shur M. // App. Phys. Lett. 100. 232108 (2012).
2. Gorbenko I. V., Kachorovskii V. Yu. // Phys. Rev. B. 110. 155406 (2024).
3. Sai P. et al. // Phys. Rev. X. 13. 041003 (2023).
4. Potashin S., Golub L., Kachorovskii V. // Phys. Rev. B. 111. 205401 (2025).

Образование мономолекулярных слоев посредством ковалентного и ван-дер-ваальсового связывания. Квантово-химическое моделирование

Д. Г. Квашнин*

Институт биохимической физики им. Н. М. Эмануэля РАН, ул. Косыгина, д. 4, Москва, 119334
*kvashnin.dmit@yandex.ru

Стремительное развитие области двумерных материалов открывает новый путь для изготовления низкоразмерных структур с желаемыми свойствами управляемым способом. Наиболее перспективными материалами для устройств наноэлектроники в ближайшем будущем являются графен и гетероструктуры на его основе. Таким образом, для расширения области применения графена необходимо создать механизмы контролируемой модификации его электронных и магнитных свойств. Предыдущие исследования показали, что это можно сделать различными методами, например, с помощью различных подложек, механических деформаций, химической функционализации, введения различных дефектов в структуру графена, формирования гетероструктур на основе графена. Комбинируя различные двумерные и квазидвумерные материалы, можно получить слоистые структуры с ван-дер-ваальсовым межслоевым взаимодействием. В таких материалах могут не только сохраняться свойства отдельных компонентов, но и появляться новые уникальные особенности.

Здесь представлены теоретические исследования физико-химических особенностей самосборки мономолекулярных слоев на основе молекул F4TCNQ посредством ковалентного и ван-дер-ваальсового связывания. Определены оптимальные упорядочения отдельнных молекул, а также рассчитаны двумерные слои на основе этих молекул. Результаты исследования были опубликованы в журнале FlatChem в 2023 и 2024 годах (FlatChem 44, 100630, 2024, FlatChem 42, 100585, 2023).

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект 25-73-10250.

1. Sukhanova E. V., Kvashnin D. G., Popov Z. I. // Nanoscale. 2020. **12**. 23248.
2. Sukhanova E. V., Popov Z. I., Kvashnin D. G. // Jetp Lett. 2020. **111**. 627.
3. Kvashnin D. G., Baidyshev V. S. // FlatChem. 2023. **42**. 100585.
4. Korovina A. V., Kvashnin D. G. // FlatChem. 2024. **44**. 100630.

Микроволновая и терагерцовая фотопроводимость: от квантовых точечных контактов к МОП-нанотранзисторам

З. Д. Квон[1,2]

[1]Институт физики полупроводников СО РАН им. А. В. Ржанова, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 2, Новосибирск, Новосибирская обл., 630090
kvon@isp.nsc.ru

Доклад посвящен рассказу о явлениях, обусловленных туннелированием, стимулированным микроволновым и терагерцовым излучением. В нем рассказывается о наблюдении гигантской микроволновой и терагерцовой фотопроводимости квантовых точечных контактов (КТК) [1–3], а также коротко-канальных полевых МОП-нанотранзисторов [4], когда их проводимость определяется туннелированием через барьер. Экспериментально и теоретически показано, что воздействие электрического поля микроволнового и терагерцового излучения приводит к сильному увеличению (фотонно-стимулированное туннелирование в терагерцовой области частот и туннелирование, стимулированное переменным электрическим полем, в СВЧ-диапазоне) туннельной прозрачности и, соответственно, к гигантскому росту проводимости. Благодаря высокой чувствительности КТК к терагерцовому излучению было обнаружено существование целого набора плазменных резонансов. Их анализ также является предметом данного доклада.

Особого внимания заслуживает изучение перспективы создания на основе описанных эффектов нового класса приемников терагерцового и микроволнового излучения с необычно широким частотным диапазоном работы от 1 ГГц до 1ТГц. Предварительные оценки вольт-ваттной чувствительности и пороговой мощности излучения дают значения, близкие к тем, которыми характеризуются приемники на барьерах Шоттки. С этой точки зрения наиболее интересной является задача дальнейшего исследования микроволнового и терагерцового отклика коротко-канальных кремниевых МОП-нанотранзисторов в субпороговом режиме. Обнаружение в них гигантского микроволнового фотокондактанса открывает реальную возможность создания матричных приемников микроволнового и терагерцового излучения на основе хорошо развитой и надежной технологии кремниевых МОП-интегральных схем.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-30003.

1. Levin A. D., Gusev G. M., Kvon Z. D., Bakarov A. K., Savostianova N. A., Mikhailov S. A., Rodyakina E. E. and Latyshev A. V. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. P. 072112.
2. Otteneder M., Kvon Z. D., Tkachenko O. A., Tkachenko V. A., Jaroshevich A. S., Rodyakina E. E., Latyshev A. V. and Ganichev S. D. // Phys. Rev. Appl. 2018. V. 10. P. 0140157.
3. Ткаченко В. А., Квон З. Д., Ткаченко О. А., Ярошевич А. С., Родякина Е. Е., Бакшеев Д. Г., Латышев А. В. // Письма в ЖЭТФ. Т. 113, вып. 5. С. 328 – 340.
4. Jaroshevich A. S., Kvon Z. D., Tkachenko V. A., Tkachenko O. A., Baksheev D. G., Antonov V. A., Popov V. P. // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 123. P. 063501.

Динамика концентраций свободных носителей заряда в зонах при рекомбинации Шокли – Рида – Холла через состояния вакансий ртути в гетероструктурах КРТ с квантовыми ямами

Д. В. Козлов[1,2]*, В. В. Румянцев[1,2], К. А. Мажукина [1,2], С. В. Морозов[1,2], В. И. Гавриленко[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородской государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950
*dvkoz@ipmras.ru

В настоящей работе продолжены исследования рекомбинации по механизму Шокли – Рида – Холла (ШРХ) в материалах на основе CdHgTe (КРТ). Изучение ШРХ-рекомбинации необходимо для создания устройств для детектирования инфракрасного излучения на основе узкозонных КРТ: с уменьшением ширины запрещенной зоны ускорение процессов безызлучательной рекомбинации приводит к уменьшению времени жизни носителей и соответствующему снижению чувствительности. ШРХ-рекомбинации происходят через состояния примесно-дефектных центров в запрещенной зоне. Наиболее распространенный такой центр – вакансия ртути, являющаяся двухвалентным акцептором. Такой акцептор может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральный A_2^0-центр, с которым связаны две дырки, однократно ионизованный A_2^{-1}-центр, с которым связана одна дырка, и, наконец, полностью ионизованный A_2^{-2}-центр, свободный от дырок.

В настоящей работе и ранее [1] проводились исследования выращенной в направлении (013) на подложке из GaAs через буферные слои из ZnTe и CdTe структуры # 160126, которая включала слой HgTe шириной 48 Å, окруженный слоями $Hg_{0,24}Cd_{0,76}Te$ шириной 300 Å. Ранее исследован процесс ШРХ-рекомбинации с испусканием фононов в гетероструктурах $HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe$ с квантовыми ямами. Отметим, что в отсутствии подсветки при низкой температуре в квантовой яме гетероструктуры присутствует концентрация свободных дырок 4×10^{10} см$^{-2}$, таким образом, уровень Ферми при низкой температуре находится в «валентной зоне» (в верхней дырочной подзоне размерного квантования), и все вакансии ртути находятся в зарядовом состоянии A_2^0.

Динамика концентрации электронов в зоне проводимости имеет вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{N_{A_2^0}}{\tau_n}, \tag{1}$$

где $N_{A_2^0}$ – концентрация нейтральных вакансий ртути – захватывающих центров для электронов; τ_n – время захвата электронов, не зависящее от числа захватывающих центров; n – концентрация электронов.

Динамика концентрации дырок в валентной зоне имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{N_{A_2^{-1}}}{\tau_p}, \tag{2}$$

где $N_{A_2^0}$ – концентрация однократно ионизованных вакансий ртути – захватывающих центров для дырок; τ_p – время захвата дырок, не зависящее от числа захватывающих центров; p – концентрация дырок. В работе [1] показано, что как и в объемных слоях КРТ время захвата электронов из зоны проводимости на уровни вакансий ртути значительно больше времени захвата дырок из валентной зоны, поэтому, казалось бы, концентрация электронов должна уменьшаться намного медленнее, чем концентрация дырок, и время ШРХ-рекомбинации определяется захватом электронов. Так действительно будет происходить при большой интенсивности накачки, когда концентрации нейтральных и частично ионизованных вакансий окажутся сравнимы. При малой накачке концентрации зарядовых центров окажутся близки к темновым значениям, а значит, большая часть вакансий ртути будет находиться в зарядовом состоянии A_2^0. Это приведет к тому, что скорости убывания электронов и дырок оказываются сравнимы (см. выражения (1) и (2)).

В связи с этим были проведены расчеты динамики электронов и дырок, пользуясь выражениями (1) и (2) и выражениями для динамики концентраций нейтральных и частично ионизованных вакансий:

$$\frac{\partial N_{A_2^0}}{\partial t} = -\frac{N_{A_2^0}}{\tau_n} + \frac{N_{A_2^{-1}}}{\tau_p}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial N_{A_2^{-1}}}{\partial t} = -\frac{N_{A_2^{-1}}}{\tau_p}. \tag{4}$$

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00298.

1. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, М. С. Жолудев, К. А. Мажукина, С. В. Морозов, В. И. Гавриленко // Материалы Симпозиума «Нанофизика и Наноэлектроника». 2025. С. 314–315.

Оптическое переключение интегральных кремниевых резонаторов на основе материалов с фазовым переходом

Г. А. Колосов*, А. С. Квитко, А. С. Шорохов, А. А. Федянин

Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991
*kolosovga@my.msu.ru

Интегральная реконфигурируемая фотоника в последнее время привлекает значительное внимание благодаря широкому кругу потенциальных приложений, включая оптические и квантовые вычисления, а также оптическую маршрутизацию [1].

Одним из наиболее перспективных подходов к реализации перестраиваемых оптических элементов на чипе является использование материалов с фазовым переходом (МФП), в частности сплавов $Ge_2Sb_2Se_xTe_{5-x}$ (x = 1,5) [2]. Материалы этого класса способны подвергаться обратимому переходу из аморфного состояния в кристаллическое под действием нагрева, что сопровождается изменением оптических свойств среды. Кроме того, МФП способны сохранять своё фазовое состояние без внешнего энергоснабжения, что обеспечивает возможность создания энергонезависимых элементов оптической памяти.

Для изучения практической применимости элементов оптической памяти на основе МФП необходимо рассмотреть возможность их многоуровневого программирования, достигаемого промежуточной кристаллизацией структуры, для чего следует решить мультифизическую задачу из модулей: распространение оптического излучения, теплоперенос и фазовый переход.

В представленной работе мы демонстрируем перестраиваемые волноводные резонаторы в двух различных геометрических конфигурациях, представленных на рис. 1: наночастичный резонатор и резонатор с наноотверстиями [3]. Оба резонатора заключены в окружение из SiO_2, а в зоне максимальной локализации поля размещена тонкая пленка $Ge_2Sb_2Te_5$. Изменяя фазовое состояние пленки с помощью наносекундных оптических импульсов, возможно управлять пропусканием на резонансной частоте. Значительная разница в пропускании объясняется высоким коэффициентом поглощения кристаллического $Ge_2Sb_2Te_5$ и исчезновением высокодобротной резонансной моды из-за изменения показателя преломления.

Использование метода эффективной среды [4] позволило оценить энергопотребление и временную динамику одного цикла сброса-записи. Длительность фазового перехода составила 7 нс в случае аморфизации и 40 нс в случае кристаллизации при длительности импульса нагрева в 40 нс. Было установлено, что рассмотренные резонаторы энергоэффективнее обычной поглощающей пленки $Ge_2Sb_2Te_5$ в ~20 раз для кристаллизации (записи) и в ~40 раз для аморфизации (сброса). Такая экономия энергии объясняется сильной локализацией электромагнитного поля в резонаторе. Однако наночастичный резонатор демонстрирует в два раза более высокую энергоэффективность относительно варианта с наноотверстиями, несмотря на идентичные свойства резонансной моды. Этот эффект связан с локализацией тепла в центральной наночастице, окруженной теплоизолирующим SiO_2. Полученные результаты могут быть использованы для мультифизической оптимизации элементов оптической памяти с точки зрения энергоэффективности и скорости программирования.

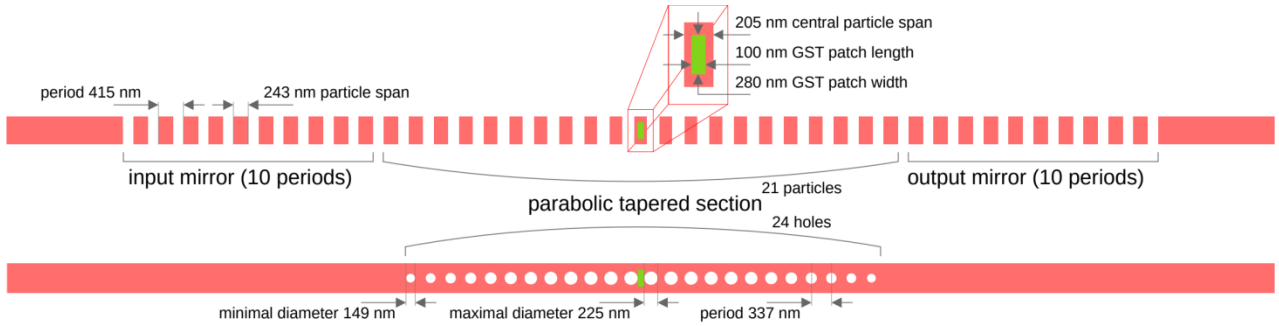


Рис. 1. Геометрическая схема представленных интегральных резонаторов

1. Feldmann J. et al. Parallel convolutional processing using an integrated photonic tensor core // Nature. 2021. V. 589, no. 7840. P. 52–58.

2. Sahoo D., Naik R. GSST phase change materials and its utilization in optoelectronic devices: A review // Materials Research Bulletin. 2022. V. 148. P. 111679.

3. Li E. et al. Ultracompact silicon-conductive oxide nanocavity modulator with 0.02 lambda-cubic active volume // Nano letters. 2018. V. 18, no. 2. P. 1075–1081.

4. Woods Z., Gokirmak A. Modeling of phase-change memory: Nucleation, growth, and amorphization dynamics during set and reset: Part I—Effective media approximation // IEEE Transactions on Electron Devices. 2017. V. 64, no. 11. P. 4466–4471.

Буферы Al-Ga-As/Si для монолитных фотонных интегральных схем A_3B_5/КНИ, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии

М. И. Кондратов*, В. В. Шамахов, С. О. Слипченко, Н. А. Пихтин

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021
*serghpl@mail.ioffe.ru

На сегодняшний день активно развиваются фотонные интегральные схемы (ФИС), в том числе на основе структур «кремний на изоляторе» (КНИ). Одной из наиболее острых проблем является создание надежных и эффективных источников света, поскольку кремний, ввиду своей непрямозонной структуры, не подходит для этой задачи. В качестве таких источников могут выступить лазеры на квантовых ямах и квантовых точках, созданные на основе твердых растворов A_3B_5 [1, 2].

Интеграция таких источников излучения может производиться как при помощи сращивания пластин или трансферной печати (гетерогенная интеграция), так и при помощи эпитаксиального роста слоёв A_3B_5. Методы гетерогенной интеграции при этом не могут обеспечить высокую плотность интеграции и обладают высокой стоимостью. Монолитная интеграция в свою очередь может позволить высокие степени интеграции, однако сопряжена с рядом проблем: постоянная решетки, коэффициент температурного расширения материалов группы A_3B_5 и Si сильно различаются. Кроме того, проблемой является разность полярностей материалов A_3B_5 и Si. Решение данных проблем основано на использовании буферных структур, обеспечивающих переход от эпитаксиальных слоев с высокой концентрацией дефектов к кристаллической структуре высокого качества с низкой концентрацией дефектов, приемлемой для создания оптоэлектронных приборов [3].

Предлагаемая работа посвящена разработке технологии создания буферных структур Al-Ga-As, выращенных на кремниевой подложке с использованием метода МОС-гидридной эпитаксии. Для оценки оптических характеристик качества создаваемых буферных структур было предложено использовать в конструкции гетероструктуры фотолюминесцентную часть, включающую широкозонные барьеры $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ и узкозонный слой GaAs. Было рассмотрено три конструкции буферного слоя. Для первой конструкции буферный слой представлял собой эпитаксиальный слой GaAs. Вторая конструкция буфера включала 4 сверхрешетки AlGaAs/GaAs по 5 периодов каждая, при это суммарная толщина буфера не изменялась. Для третьей конструкции буфера сверхрешетки были заменены на объемные слои AlGaAs. Кроме того, был выращен референсный образец, который включал только фотолюминесцентную структуру, выращенную на подложке GaAs.

Образцы были исследованы методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и фотолюминесцентной спектроскопии. Определены среднеквадратичные шероховатости образцов (СКШ) для областей 10×10 мкм, а также интенсивность излучения и максимум спектра фотолюминесценции для каждого из образцов. Исследования показали, что минимальная СКШ и максимальная интенсивность фотолюминесценции были получены для первой конструкции буферного слоя. СКШ при этом составила 3,35 нм, а интенсивность фотолюминесценции при комнатной температуре была хуже референсного образца в 15 раз. Использование в конструкции буферного слоя вставок на основе твердых растворов AlGaAs привело к увеличению СКШ до 10 нм и снижению интенсивность фотолюминесценции.

Полученные результаты позволяют сделать следующий шаг при дальнейших исследованиях, направленный на создание инжекционных источников оптического излучения, выращенных монолитно на кремниевой подложке.

1. Jae-Seong Park, Huiwen Deng, Shujie Pan et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2025, V. 58. 185101.
2. Slipchenko S. O., Veselov D. A., Zolotarev V. V. et al. // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2023. V. 50. P. 494–512.
3. Young Du, Buqing Xu, Guilei Wang et al. // Nanomaterials. 2022. V. 12. 741.

Влияние параметров отжига на фотоэлектрические свойства плёнки оксида галлия, полученной методом атомно-слоевого осаждения

С. А. Королев[1,*], П. А. Юнин[1], В. В. Травкин[1], О. И. Хрыкин[1], С. А. Краев[1], Е. А. Архипова[1], Д. С. Королев[2], К. С. Матюнина[2], А. Г. Терехов[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603600
*pesh@ipmras.ru

Актуальной задачей является улучшение характеристик солнечно-слепых ультрафиолетовых детекторов [1]. Перспективным материалом для создания таких детекторов является оксид галлия (Ga_2O_3): ширина запрещённой зоны оксида галлия составляет около 4,8 эВ, что соответствует длине волны излучения на границе прозрачности ~ 260 нм.

В данной работе плёнка оксида галлия наносилась в одном процессе атомно-слоевого осаждения (АСО) на подложки *c*-среза и *a*-среза сапфира. Толщина плёнки по данным малоугловой рентгеновской рефлектометрии составила 80 нм. Исходные плёнки имели аморфную структуру. Пластина с плёнкой на подложке *c*-среза была разделена на три части: первый образец не подвергался отжигу, второй образец отжигался при температуре 900 °С в атмосфере аргона, третий образец отжигался при температуре 900 °С в атмосфере кислорода. После отжига плёнка на *c*-срезе сапфира кристаллизовалась в виде эпитаксиальной β-фазы оксида галлия [2]. Образец с плёнкой на подложке *a*-среза отжигался при температуре 900 °С в атмосфере аргона. В результате отжига плёнки на *a*-срезе сапфира сформировалась поликристаллическая β-фаза оксида галлия. На полученных четырёх образцах формировалась встречно-штыревая структура металл-полупроводник-металл с барьерными контактами Ir/Au и межэлектродным расстоянием 90 мкм.

В ходе работы была изучена чувствительность образцов к ультрафиолетовому излучению и солнечному свету, включая времена нарастания и спадания фототока при включении и выключении источника излучения. Для этого снимались временные зависимости тока, протекающего между электродами, при фиксированном напряжении смещения (10 В). В качестве источника ультрафиолетового излучения использовался светодиод с максимумом спектральной линии на длине волны 265 нм и плотностью мощности в месте расположения исследуемого образца 30 мкВт/см^2. В качестве источника солнечного света использовался солнечный симулятор с плотностью мощности в месте расположения исследуемого образца 100 мВт/см^2. На рис. 1 представлен график временной зависимости тока между электродами для неотожжённой (аморфной) плёнки, на котором цветными областями отмечены интервалы работы источников излучения.

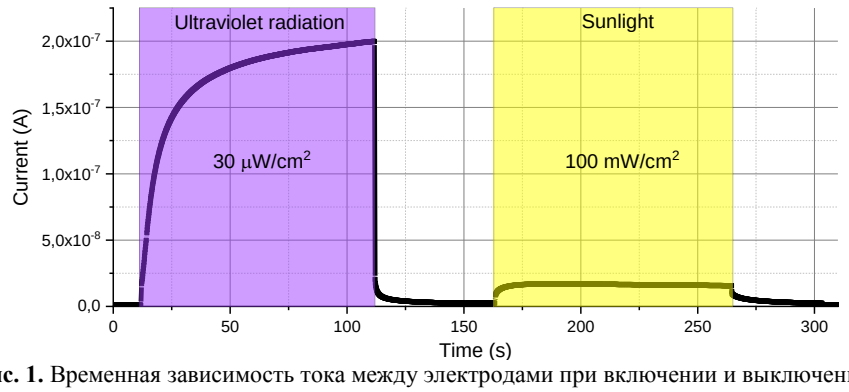


Рис. 1. Временная зависимость тока между электродами при включении и выключении источника ультрафиолетового излучения и симулятора солнечного света

На основе измеренных зависимостей были вычислены основные характеристики изготовленных образцов солнечно-слепых детекторов ультрафиолетового излучения, включая мощность, эквивалентную шуму, и коэффициент подавления солнечного излучения, а также определено быстродействие элементов. Показано, что наилучшими характеристиками в заданных условиях эксперимента обладает неотожжённая (аморфная) плёнка: мощность, эквивалентная шуму данной плёнки, – $4{,}6 \times 10^{-12}$ Вт/Гц$^{1/2}$, коэффициент подавления солнечного излучения – $3{,}9 \times 10^3$, время нарастания/спадания фототока – 41/0,31 с.

Исследование выполнено при поддержке Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» Министерства науки и высшего образования РФ.

1. L. Wang, S. Xu, J. Yang et al. // ACS Omega. 2024. V. 9. P. 25429.
2. П. А. Юнин, Е. А. Архипова, С. А. Королёв и др. // Тезисы докладов XXIX Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника». 2025. С. 432.

Широкополосный детектирующий матричный элемент миллиметрового диапазона на основе низкобарьерной диодной гетероструктуры Al/AlGaN/GaN

С. А. Королёв*, В. М. Селезнёв, А. В. Зайцев

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*pesh@ipmras.ru

Миллиметровый диапазон длин волн (30–300 ГГц) является оптимальным для создания систем радиосвязи, радиолокации и радиовидения «последней мили», то есть систем ближнего радиуса действия (0,1–10 км). Распространение указанных систем ограничено их высокой стоимостью, которая обусловлена в том числе высокой стоимостью приёмо-передающих модулей, выполненных по классической схеме супергетеродинного приёмника. Для некоторых практических задач, однако, возможно использование более простых схем, реализующих, например, метод прямого детектирования. Одной из таких задач является пассивное радиовидение в миллиметровом диапазоне длин волн, позволяющее получать изображения объектов, скрытых для приборов оптического и инфракрасного диапазона. В качестве приёмных элементов системы пассивного радиовидения могут быть использованы широкополосные квадратичные детекторы миллиметровых волн, сигнал на выходе которых пропорционален мощности падающего на них излучения. Такой детектор должен обладать высокой чувствительностью к изменению температуры (разность температур, эквивалентная шуму $NETD < \sim 1$ К), что обеспечивается сочетанием высокой чувствительности на фиксированной частоте и шириной рабочей полосы частот. При создании матричного приёмника особенно важными являются требования к габаритам приёмного элемента, размеры которого должны позволять обеспечить необходимую плотность заполнения матрицы.

В работе [1] был разработан и исследован приёмный элемент системы пассивного радиовидения трёхмиллиметрового диапазона, сверхвысокочастотная часть которого состоит только из широкополосной антенны, низкобарьерного диода и элементов согласования. Результаты данного исследования опубликованы в материалах конференции и обладают недостаточной полнотой изложения, что затрудняет формулировку вывода о перспективности данного направления исследований. В рамках данной работы мы проводим исследование указанного подхода на основе собственных оригинальных компонентов приёмного элемента трёхмиллиметрового диапазона (75–110 ГГц).

В качестве чувствительного элемента используется низкобарьерный диод Шоттки на основе оригинальной гетероструктуры Al/AlGaN/GaN [2]. В сравнении с полупроводниковыми приборами на основе технологии кремния, арсенида галлия и фосфида индия полупроводниковые приборы на основе технологии нитрида галлия обладают повышенной стойкостью к нагреву, радиации и химически-агрессивным средам, что является важным свойством для ряда приложений. При этом достижимые сверхвысокочастотные характеристики разработанных диодов находятся на уровне мировых аналогов, изготовленных на основе других материалов [3].

Антенна матричного элемента представляет собой рупорную антенну малых размеров (размер апертуры $D \sim \lambda$, где $\lambda \sim 3$–4 мм – длина волны излучения), изготовленную методом трёхмерной печати с последующей металлизацией [4]. Использование рупорной антенны позволяет сформировать гладкую диаграмму направленности с одним преобладающим лепестком во всём рабочем диапазоне. Метод трёхмерной печати обеспечивает возможность прецизионного изготовления антенн (точность соблюдения геометрических размеров не хуже ~ 10 мкм) технологичным способом.

Важной задачей является разработка согласующего тракта между волноводным выходом антенны и диодной структурой. В предложенной нами конструкции согласование обеспечивается при помощи нескольких дополнительно введённых в конструкцию элементов, к которым относятся короткозамкнутый отрезок волновода, являющийся продолжением волновода антенны; согласующие штыри в волноводе, вырезы в полупроводниковой структуре, специальный металлический рисунок на поверхности полупроводниковой структуры. Предложенная конструкция позволяет обеспечить значение коэффициента передачи мощности от волновода к диоду не ниже −3 дБ в полосе частот от 74 до 108 ГГц.

Принимая во внимание достижимую чувствительность рассматриваемой диодной структуры и полученные значения коэффициента передачи мощности от антенны к диоду, можно вычислить разность температур, эквивалентную шуму детектора, которая оказывается равной 2,8 К при полосе выходного фильтра (усилителя) 1 Гц.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-79-10029-П. В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

1. J. H. Schaffner, J. J. Lynch, K. V. Guinn et al. // Proc. SPIE. 2008. V. 6948. P. 694807.
2. N. V. Vostokov, M. N. Drozdov, S. A. Kraev et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 121. P. 233507.
3. Н. В. Востоков, М. Н. Дроздов, М. А. Калинников и др. // ЖТФ. 2025. Т. 95. С. 1148–1156.
4. S. A. Korolyov, A. V. Zaitsev, V. M. Seleznev et al. // Proc. RSEMW. 2023. P. 23551570.

Реверсивная оптическая настройка нанокомпозитов

Т. Э. Зедоми[1], Л. В. Котова[1]*, Ю. Э. Бурункова[2], В. Е. Тарасов[2], В. П. Кочерешко[1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021
[2]Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101
*kotova@mail.ioffe.ru

В данном исследовании представлены результаты комплексного изучения оптических свойств нанокомпозитов, состоящих из нанокристаллов сульфида мышьяка (As_2S_3) с внедрёнными наночастицами золота (Au) в полимерной матрице на основе акриловых мономеров. Основная задача состояла в изучении фото- и термически индуцированных изменений спектров пропускания в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах, а также в выявлении механизмов, определяющих поведение композитов при воздействии различных факторов.

Для синтеза композитов использовалось смешивание растворов As_2S_3- и Au-наночастиц с последующей полимеризацией. Экспериментальная методология включала измерения спектров пропускания и анализ края поглощения Урбаха, что позволило детально оценить изменения в оптических свойствах при термообработке и облучении, а именно параметры процессов поглощения и изменения ширины запрещённой зоны материала.

Экспериментальные данные указывают на кардинально различное поведение нанокомпозитов по сравнению с чистыми аморфными плёнками As_2S_3 [1, 2]. Термический отжиг при температурах до 150 °C вызывал потемнение и сдвиг края поглощения в длинноволновую область (термопотемнение), что соответствует структурным перестройкам и изменению электронных состояний. В то же время под воздействием лазерного излучения с длиной волны 532 нм и интенсивностью 20 Вт/см² наблюдался фотоиндуцированный сдвиг края поглощения в коротковолновую область (фотоосветление), демонстрируя обратимый характер (см. рис. 1).

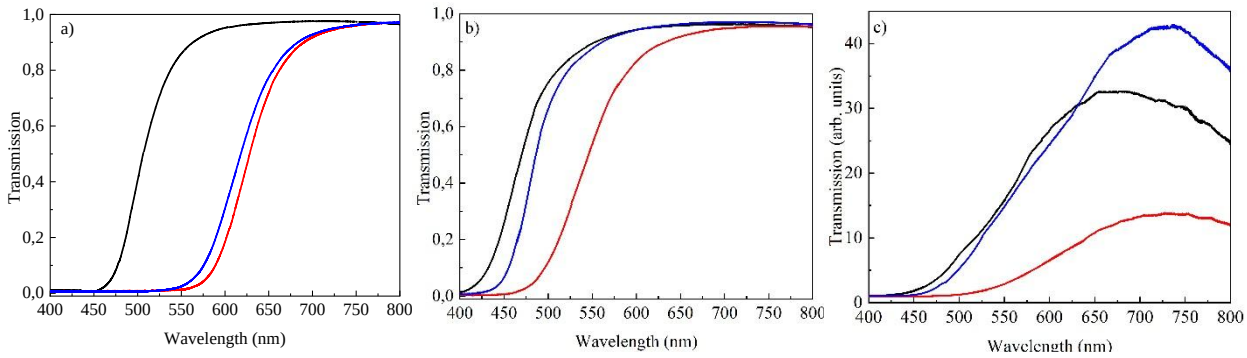


Рис. 1. Спектры пропускания образцов: *a* – As_2S_3, не содержащий частиц Au, нормированный на максимум пропускания; *b* – As_2S_3+Au, нормированный на максимум пропускания; *c* – As_2S_3+Au в абсолютных единицах. Черные кривые – до всех воздействий; красные кривые после отжига в течение часа; синие кривые после облучения с энергией кванта 2,32 эВ

Введение наночастиц золота в состав композитов значительно усиливало наблюдаемые фото- и термические эффекты из-за локального плазмонного резонанса, усиливающего взаимодействие света с матрицей и способствующего более эффективным структурным изменениям. Эти результаты указывают на возможность оптического управления свойствами нанокомпозитов с потенциальным применением в оптоэлектронных устройствах, голографии, системах с регулируемыми фильтрами и сенсорными элементами [3].

Данная работа расширяет понимание механизмов взаимодействия света и тепла с наноструктурированными халькогенидами и демонстрирует перспективы создания новых материалов с управляемыми оптическими свойствами на основе гибридных полимерных композитов.

Работа Л. В. К. и Т. Э. З. выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (№ 25-22-20074) и гранта Санкт-Петербургского научного фонда в соответствии с договором № 25-22-20074 от 05 июня 2025 г.

1. A. Zakery, S. R. Elliott. Optical Nonlinearities in Chalcogenide Glasses and Their Applications. Springer, Berlin (2007).
2. A. V. Kolobov, K. Tanaka. Chapter 2 – Photoinduced phenomena in amorphous chalcogenides: From phenomenology to nanoscale // Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices 5. 47–90 (2001).
3. Т. Э. Зедоми, Л. В. Котова, Д. Л. Федоров, О. С. Комарова, Ю. Э. Бурункова, В. Е. Тарасов, В. П. Кочерешко. Фото- и термо-индуцированные эффекты в нанокомпозите As_2S_3+Au/полимер // ФТТ. 10. (2025).

Нелинейные экситон-поляритоны в ван-дер-ваальсовых волноводах

В. А. Кравцов*, В. А. Шахназарян, И. Э. Калантаевский, Д. В. Пермяков

Университет ИТМО, ул. Ломоносова, д. 9, Санкт-Петербург, Россия, 191002
*vasily.kravtsov@metalab.ifmo.ru

Двумерные ван-дер-ваальсовы полупроводники, такие как дихалькогениды переходных металлов, предоставляют широкие возможности для реализации сильной экситон-фотонной связи и формирования экситон-поляритонов при комнатной температуре и с высокими показателями нелинейности [1]. В данной работе мы показываем, что режим сильной связи может реализовываться в полностью ван-дер-ваальсовых структурах, получающихся при инкапсуляции монослоя двумерного полупроводника WS_2 в мультислои гексагонального нитрида бора (hBN). Для доступа к неизлучающим волноводным экситон-поляритонным состояниям мы используем ближнепольную экспериментальную методику [2] на основе высокоиндексной линзы твердой иммерсии из фосфида галлия, как проиллюстрировано на вставке рис. 1.

Возбуждая образец hBN/WS_2/hBN с толщинами слоев hBN в 50 нм (нижний слой) и 80 нм (верхний слой) на подложке SiO_2/Si фемтосекундными лазерными импульсами, мы демонстрируем управление силой экситон-фотонной связи путем изменения плотности энергии в импульсе, что обусловлено эффективным экситон-экситонным взаимодействием в изучаемой структуре [3]. Результаты измерений представлены на рис. 1 (точки) вместе с результатами моделирования нелинейного отклика (кривая) и показывают существенное уменьшение силы экситон-фотонной связи g при плотностях энергии в импульсе более 10 мкДж/см^2. Результаты, полученные в нашей работе, демонстрируют, что полностью ван-дер-ваальсовы структуры могут быть в дальнейшем использованы для разработки высоко-нелинейных волноводных элементов на чипе.

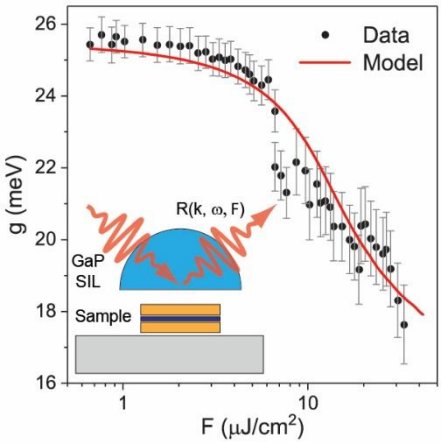


Рис. 1. Экспериментально измеренная (точки) и теоретическая (кривая) зависимости силы экситон-фотонной связи g для образца hBN/WS_2/hBN от плотности энергии в импульсе возбуждающего лазерного излучения F; вставка иллюстрирует схему измерения с использованием линзы твердой иммерсии из GaP

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 25-72-20029).

1. Luo Y., Zhao J., Fieramosca A., Guo Q., Kang H., Liu X., Liew T. C. H., Sanvitto D., An Z., Ghosh S., Wang Z., Xu H., Xiong Q. // Light Sci. Appl. 13. 203 (2024).
2. Kondratyev V. I., Permyakov D. V., Ivanova T. V., Iorsh I. V., Krizhanovskii D. N., Skolnick M. S., Kravtsov V., Samusev A. K. // Nano Lett. 23. 7876–7882 (2023).
3. Khestanova E., Shahnazaryan V., Kozin V. K., Kondratyev V. I., Krizhanovskii D. N., Skolnick M. S., Shelykh I. A., Iorsh I. V., Kravtsov V. // Nano Lett. 24. 7350–7357 (2024).

Изучение перекрестных помех кольцевых микрорезонаторов из нитрида кремния с микронагревателями

Т. И. Кривенков[1], А. Д. Голиков[1,2], А. А. Невзоров[1], П. П. Ан[1,2], Р. В. Ожегов[1,3], В. В. Ковалюк[1,3], Г. Н. Гольцман[3,4]

[1]Университет науки и технологий МИСИС, Ленинский проспект, д. 4, стр. 1, Москва, 119049
[2]Московский педагогический государственный университет, Малая Пироговская д.1, Москва, 119435
[3]НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, д. 11, 109028
[4]Российский квантовый центр, Большой бульвар д.30, стр.1, Москва, Россия, 121205
*krivenkov.ti@misis.ru

Развитие нейроморфных вычислений требует поиска не только более энергоэффективных схем на существующей компонентной базе, но и новых подходов к разработке, конструированию и изготовлению устройств, в частности, в оптике. Интерес к оптическим нейроморфным схемам связан в первую очередь с возможностью выполнения параллельной сверточной обработки данных. Суть метода заключается в использовании свойств когерентного света для выполнения операций линейной алгебры: умножения матрицы на матрицу и матрицы на вектор одновременно на нескольких длинах волн. Такое умножение можно выполнять как в свободном пространстве (микрозеркала, жидкие кристаллы) [1], так и в интегрально-оптическом исполнении (интерферометры Маха – Цендера, кольцевые микрорезонаторы). Уже сегодня продемонстрированы схемы на основе массива микрокольцевых резонаторов (MRR), где весовые коэффициенты каждого из устройств задаются коэффициентом пропускания вблизи его резонансной длины волны. Управление весами осуществляется с помощью изменения показателя преломления MRR, либо при использовании микронагревателей (термооптический эффект) [2], либо путём электрического поля (электрооптический эффект) [3]. Результат операции получается вследствие спектрального разделения выходящего излучения и измерения итоговой мощности на каждой из длин волн отдельными фотодетекторами [4]. Таким образом, вся операция векторно-матричного умножения, составляющая основу работы нейронных сетей, выполняется за одно прохождение выбранных длин волн через чип, что обеспечивает высокое быстродействие и низкое энергопотребление, открывая путь к созданию оптических ускорителей для систем ИИ нового поколения [5].

Однако, несмотря на успехи в том направлении, наличие перекрестных помех между микрорезонаторами может существенно ограничивать габариты и масштабируемость интегрально-оптических схем на чипе [6]. Для изучения перекрестных помех мы изготовили схему из пяти MRR на платформе Si_3N_4 (450 нм) методом электронно-лучевой литографии. На первом этапе исследования были измерены вольт-амперные характеристики золотых микронагревателей MRR и извлечено значение сопротивления $R \backsimeq 9$ Ом. На втором этапе была измерена зависимость сдвига резонансного пика каждого из 5 MRR от Джоулева нагрева, которая составила $\backsimeq 5{,}6$ пм/мВт. На третьем этапе, нагревая один из MRR, мы следили за изменением пика соседних. Из построенной зависимости сдвига центральной длины волны пика от расстояния между MRR мы оценили характерную длину термических перекрестных помех, при которой сдвиг уменьшался в 10 раз $L_T \backsimeq 542{,}7$ мкм при времени установления термического равновесия $t_T \backsimeq 210$ с [7]. Использование импульсного режима работы позволило проводить управление весовыми коэффициентами оптического пропускания MRR во временном масштабе 40 мкс.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-79-00056.

1. Alexander N. Tait // Optical Letters. 2018. V. 43. I. 10. P. 2276–2279.
2. Brian S. Lee // Optics express 2017. V. 25. I. 11. P. 12109–12120.
3. Mengruo Zhang // Applied Optics. 2016. V. 55. I. 16. P. 4418–4422.
4. Kohei Ikeda // CLEO paper JTh2A.87.
5. Shen Y. // Nature Photonics 2017. V. 11. P. 441–446.
6. Xu X. // Nature 2021. V. 589. P. 44–51.
7. Jayatilleka // Journal of Lightwave Technology. 2022. V. 40, no. 15. P. 5122–5131.
8. Atabaki A. H. // Nature 556.7701. 2018. P. 349–354.

Влияние деформации резонаторов микродисковых лазеров с InGaAs/GaAs-квантовыми точками на вывод излучения

Н. В. Крыжановская[1]*, Э. И. Моисеев[1], А. А. Образцова[1], И. С. Федосов[1], К. А. Иванов[1], Н. А. Фоминых[1], И. С. Махов[1], А. А. Пивоварова[2], Н. Д. Ильинская[2], С. А. Минтаиров[2], Н. А. Калюжный[2], Р. А. Хабибуллин[3], Р. Р. Галиев[3], А. Ю. Павлов[3], К. Н. Томош[3], А. Е. Жуков[1]

[1]НИУ ВШЭ, ул. Союза Печатников, д.16, Санкт-Петербург, 190121
[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021
[3]НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182
*nkryzhanovskaya@hse.ru

Известной проблемой для микролазеров с резонатором на основе мод шепчущей галереи (МШГ) является изотропное излучение, которое приводит к низкой эффективности вывода излучения в волновод и другие оптоэлектронные компоненты [1]. Были предложены и реализованы различные геометрии МШГ-резонаторов для достижения направленного излучения, включая форму стадиона, спирали, дефекты на границе резонатора и т. п. [2]. Наиболее перспективным вариантом деформации формы резонатора может быть улитка Паскаля, которая задается в двумерных полярных координатах (r, φ) выражением $r(\varphi) = R[1 + \varepsilon\cos(\varphi)]$. Здесь R представляет собой средний радиус, а ε – параметр деформации. В данной работе выполнено исследование влияния деформации резонаторов микролазеров с InGaAs/GaAs-квантовыми точками на характеристики лазерного излучения. Лазерная гетероструктура была синтезирована методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений на подложке GaAs n-типа. Структура содержала нелегированный GaAs-волноводный слой толщиной 800 нм, расположенный между n- и p-эмиттерами $Al_{0,39}Ga_{0,61}As$ толщиной 1,5 мкм каждый. В волноводе располагалось 6 слоев квантовых точек, формируемых осаждением 2 нм $In_{0,4}Ga_{0,6}As$, отделенных друг от друга слоями нелегированного GaAs толщиной 40 нм. Были сформированы оптические резонаторы методом плазмохимического травления и электронной литографии с параметром деформации 0–0,46 и средним радиусом 10–25 мкм. Характеристики лазеров исследовались в непрерывном режиме при комнатной температуре.

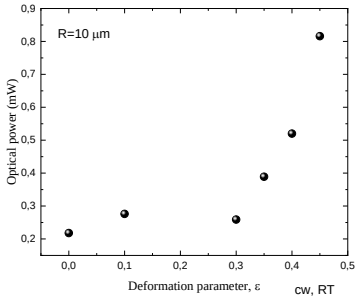


Рис. 1. Зависимость выходной мощности микролазера от параметра деформации (ε)

При увеличении параметра деформации происходит изменение спектральных, ватт-амперных характеристик и картины дальнего поля излучения. Прежде всего, деформация позволяет существенно увеличить выходную мощность лазера, причем зависимость максимальной выходной мощности от параметра деформации имеет немонотонный характер. Выходная мощность практически не меняется для $\varepsilon < 0{,}3$ и демонстрирует сильный рост для $0{,}35 < \varepsilon < 0{,}45$. Кроме того, если для деформации с $\varepsilon < 0{,}3$ не наблюдается значительных изменений в спектральных, пороговых характеристиках и картине дальнего поля, то для $0{,}35 < \varepsilon < 0{,}45$ фиксируется слабый рост порогового тока, прореживание спектра генерации и формирование выраженного лепестка диаграммы направленности с угловым расхождением около 50° в латеральном направлении и около 8° в вертикальном направлении. Таким образом, был определен диапазон-оптимум для параметра деформации $0{,}4 < \varepsilon < 0{,}45$ для реализации одномодовой, низкопороговой лазерной генерации с направленным выводом излучения. Исследована перестройка длины волны генерации, реализованная с помощью термооптического эффекта за счет саморазогрева структуры при протекании через нее тока инжекции. Для микролазера с параметром деформации $\varepsilon = 0{,}35$ и радиусом резонатора 10 мкм получена перестройка длины волны в диапазоне 4 нм с коэффициентом перестройки 0,098 нм/мВт коэффициентом подавления боковых мод 23,1 дБ.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-20048.

1. N. V. Kryzhanovskaya et al. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2025. V. 31, no. 2. P. 1–12. Art no. 1501312.
2. H. Cao and J. Wiersig // Rev. Mod. Phys. 2015. V. 87. P. 61–111.

Влияние пассивации поверхности ННК GaAs/AlGaAs на их оптические и структурные свойства

А. Д. Кугаевский[1]*, Н. А. Шандыба[1], Д. Д. Духан[1], Е. Ю. Гусев[1], М. М. Еременко[1], Н. Е. Черненко[1], И. С. Махов[2], Д. В. Кириченко[1], Н. В. Крыжановская[2], С. В. Балакирев[1], М. С. Солодовник[1]

[1]ЮФУ, ул. Шевченко, д. 2, Таганрог, Ростовская обл., 347922
[2]НИУ «ВШЭ», ул. Кантемировская, д. 3, Санкт-Петербург, 194100
*kugaevskii@sfedu.ru

Нитевидные нанокристаллы (ННК) A_3B_5 представляют большой интерес, в первую очередь, в качестве активных элементов интегральной кремниевой фотоники и оптоэлектроники. Одной из ключевых проблем, ограничивающих возможности устройств на основе ННК, является высокая плотность поверхностных состояний в таких структурах, что приводит к увеличению скорости безызлучательной рекомбинации носителей заряда и снижению эффективности устройств. Улучшение оптических характеристик в данном случае достигается при дополнительной стабилизации поверхности ННК путем осаждения пассивирующего материала. Однако вопросы, связанные с возникновением упругих напряжений в таких системах и их влиянием на структурные и оптические свойства ННК, по-прежнему остаются малоизученными. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния толщины осаждения SiO_2 на структурные и оптические свойства селективных массивов ННК GaAs/AlGaAs, сформированных на Si(111).

Локализация массивов достигалась при помощи предростовой ионно-лучевой литографии. Осаждение SiO_2 проводилось в диапазоне номинальных толщин (d) от 50 до 1000 нм, откалиброванных на Si(001). После каждого шага осаждения выполнялось исследование оптических свойств ННК методом ФЛ-спектроскопии при 300 К.

Анализ полученных РЭМ-изображений после пассивации ННК (рис. 1, *а*) показывает, что осаждение SiO_2 методом PECVD происходит преимущественно конформно. На рис. 1, *б*, *в* отчетливо видно, что по мере увеличения толщины SiO_2 интенсивность ФЛ от массива ННК начинает возрастать, увеличиваясь на порядок по сравнению с ННК без пассивации. При этом сам спектр ФЛ испытывает красное смещение в среднем с 870 (d = 0 нм) до ~ 900 нм (d = 1 мкм). По всей видимости, такая трансформация спектров ФЛ связана с комбинацией эффектов пассивации поверхности и снижения безызлучательной рекомбинации, а также нарастания упругих растягивающих напряжений вдоль оси ННК вследствие различий в температурных коэффициентах расширения материалов, приводящих к уменьшению ширины запрещенной зоны GaAs.

Также важно отметить, что начиная с d = 400 нм скорость возрастания ФЛ резко увеличивается, а при 600 нм на спектре, помимо основного пика, появляется длинноволновое плечо (рис. 1, *б*). Мы предполагаем, что при таких толщинах SiO_2 напряжения в рассматриваемой системе становятся достаточными, чтобы в спектрах ФЛ наблюдать расщепление изначально вырожденной валентной зоны на подзоны легких (LH) и тяжелых дырок (HH). Это предположение хорошо подтверждается проведенными поляризационными исследованиями ФЛ, которые демонстрируют выраженную анизотропию излучения и перераспределение интенсивностей пиков LH и HH. При этом обработка подложки в HF позволяет полностью удалить SiO_2 с ННК, что приводит к релаксации упругих напряжений и возвращению системы в изначальное состояние, что подтверждается исследованиями ФЛ.

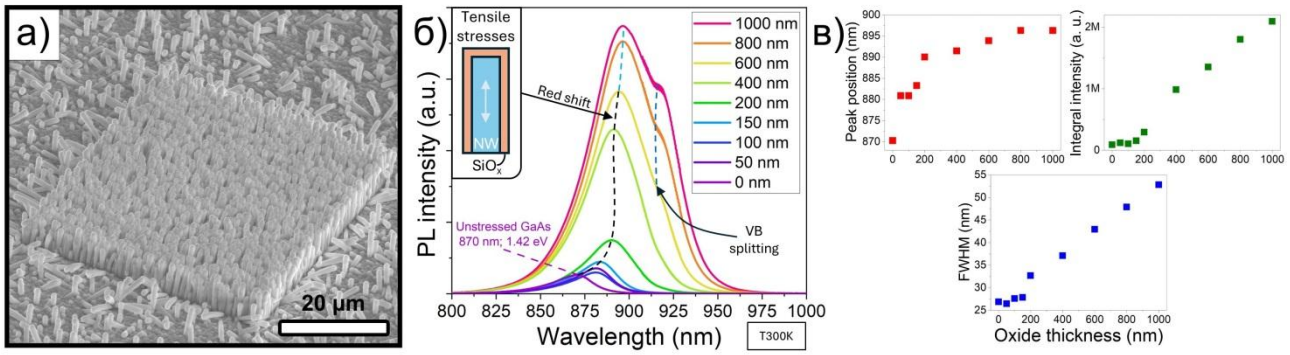


Рис. 1. РЭМ-изображение селективно сформированного массива ННК GaAs/AlGaAs на Si(111) после осаждения 1 мкм SiO_2 (*а*). Спектры ФЛ от массива ННК до и после осаждения (*б*). Характерные параметры спектров от толщины SiO_2 (*в*)

Таким образом, было показано, что пассивация поверхности ННК SiO_2 позволяет эффективно подавлять безызлучательную рекомбинацию, увеличивая тем самым интенсивность ФЛ на порядок, и модифицировать зонную структуру полупроводника. Возникающие упругие напряжения и выявленные эффекты на их основе необходимо учитывать при создании интегральных устройств кремниевой фотоники и оптоэлектроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, грант № FENW-2025-0004, и проекта «Зеркальные лаборатории» НИУ «ВШЭ».

Нелинейные эффекты при двухфотонном возбуждении фотолюминесценции перовскитных нанокристаллов $CsPbX_3$ в стеклянной матрице

М. С. Кузнецова[1], М. Н. Батаев[1]*, И. В. Игнатьев[1], Н. А. Петухов[1], Е. В. Колобкова[2,3]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, ул. Ульяновская, 1, Санкт-Петербург, 198504
[2]Санкт-Петербургский государственный технологический институт (Технологический университет), Московский проспект, 26, Санкт-Петербург, 190013
[3]Национальный исследовательский университет ИТМО, Биржевая линия В. О., д. 14, Санкт-Петербург, 199034
*mashakuznecova@bk.ru

Материалы на основе галогенидных перовскитов в виде монокристаллов, тонких плёнок и нанокристаллов (НК) в последние годы привлекают большое внимание благодаря широким перспективам их применения в фотовольтаике, оптоэлектронике и спинтронике. Перовскитные НК, инкапсулированные во фторфосфатную стеклянную матрицу, демонстрируют оптические характеристики, близкие к коллоидным аналогам: яркую фотолюминесценцию (ФЛ), высокий квантовый выход и возможность перестройки длины волны излучения от ультрафиолета до ближнего инфракрасного диапазона, вследствие изменения состава и размеров НК [1]. Также они обладают важным преимуществом устойчивости к воздействию окружающей среды, мощному лазерному излучению и высоким температурам. Исследование нелинейных оптических свойств [2] перспективно для создания лазерных источников излучения и нелинейных преобразователей излучения.

В данной работе представлено исследование спектров возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) при однофотонном (1P-PLE) и двухфотонном (2P-PLE) возбуждении НК $CsPbX_3$ (X = (Br, Cl), Br, I). На рис. 1 приведены спектры возбуждения ФЛ НК $CsPbBr_3$ при 1P-PLE и 2P-PLE возбуждении. Измерение коэффициента двухфотонного поглощения с помощью методики Z-скан при возбуждении фотонами с энергией 1,55 eV приведено на вставке к рис. 1. Полученное значение в несколько раз больше, чем для коллоидных аналогов [2], и составило 0,63 cm/GW. Также в спектре возбуждения ФЛ НК $CsPbI_3$ при 2P-PLE накачке обнаружены особенности, которые мы связываем с резонансным возбуждением в спин-отщеплённое состояние в зоне проводимости. Для подтверждения проведён расчёт зонной структуры в рамках теории функционала плотности, который хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

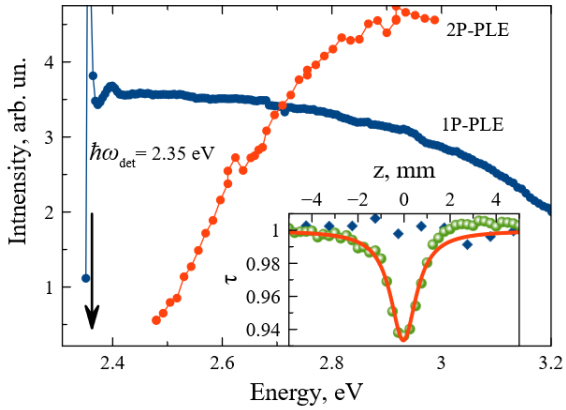


Рис. 1. Спектры возбуждения ФЛ НК $CsPbBr_3$ при 1P-PLE и 2P-PLE возбуждении. На вставке к рисунку приведен z-скан стекла без нанокристаллов (ромбы) и стекло с НК (кружки)

В работе исследована фотолюминесценция перовскитных нанокристаллов, внедрённых в матрицу фторфосфатного стекла, при 2P-PLE и 1P-PLE возбуждении. Квадратичная зависимость интенсивности фотолюминесценции нанокристаллов $CsPbX_3$ от мощности 2P-PLE возбуждения однозначно подтвердила двухфотонную природу процесса возбуждения. Определён коэффициент двухфотонного поглощения для нанокристаллов $CsPbBr_3$, который в несколько раз выше, чем у коллоидных нанокристаллов, что подтверждает сильный нелинейно-оптический отклик нанокристаллов, встроенных в стекло. Сравнение спектров 2P-PLE и 1P-PLE возбуждения выявило отчётливые различия в правилах отбора, управляющих оптическими переходами.

Работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках гранта № 125022803069-4.

1. E. Kolobkova, M. Kuznetsova and N. Nikonorov // J. Non-Cryst. Solids. 2021. V. 563. P. 120811.
2. Y. Wang, X. Li, X. Zhao, L. Xiao, H. Zeng and H. Sun // Nano Lett. 2016. V. 16. P. 448–453.

Оценка энергий межмолекулярных взаимодействий в ассоциатах комплексов этиопорфиринов на основе QTAIM-расчетов

И. А. Кузьмин*, Ю. А. Жабанов, А. В. Ерошин

Ивановский государственный химико-технологический университет, пр. Шереметевский, д. 7, Иваново, Ивановская обл., 153000
*wonderful_37@list.ru

Макрогетероциклические соединения, обладая расширенной π-сопряженной системой с возможностью предварительного проектирования и последующей постмодификацией, находят свое применение в различных областях, например, в органической электронике.

Тонкие плёнки на основе данных соединений формируются различными способами, один из которых – термическое осаждение в вакууме. Энергия, которую необходимо затратить на перевод молекулы из твёрдой в газовую фазу (энтальпия сублимации), складывается из энергии релаксации (переход из кристалла в газ), из разницы колебательных энергий двух фаз и энергии кристаллической решётки. Наибольший вклад в энтальпию сублимации вносит энергия, необходимая для разрыва межмолекулярных связей.

В данной работе проведён анализ распределения электронной плотности методом QTAIM для агрегатов комплексов этиопорфиринов SiF_2EtioP-I, CuEtioP-III и VOEtioP-III, состоящих из различного числа молекул – от двух до десяти (рис. 1). Структуры агрегатов сформированы на основе результатов рентгеноструктурного анализа. Оценки энергии межмолекулярных взаимодействий проводилась на основании критерия Эспинозы: $E = V_{BCP}/2$, где V_{BCP} – значение плотности потенциальной энергии в критической точке межмолекулярной связи (табл. 1 [1]). Для этой цели были проанализированы критические точки связей (BCP) между выбранной молекулой и всеми остальными молекулами агрегата. Экспериментальные энтальпии сублимации определены эффузионным методом Кнудсена на масс-спектрометре МИ1201, модифицированном для термодинамических измерений.

Таблица 1. Теоретически рассчитанные энергии межмолекулярных взаимодействий[а] ($E_{ММВ}$) и экспериментально определённые энтальпии сублимации[б] ($\Delta_{субл.}H$)

Структура	$E_{ММВ}$, *кДж/моль* [а]	$\Delta_{субл.}H$, *кДж/моль* [б]
SiF_2EtioP-I, 9 молекул	228	235(5)
CuEtioP-III, 9 молекул	192	145(5)
VOEtioP-III, 10 молекул	208	195(5)

В случае CuEtioP-III и VOEtioP-III энергия межмолекулярного взаимодействия, оцененная с использованием критерия Эспинозы, превышает экспериментальные значения энтальпий сублимации, в отличие от SiF_2EtioP-I. Судя по всему, причины такого расхождения кроются в различной кристаллической упаковке рассматриваемых комплексов этиопорфиринов.

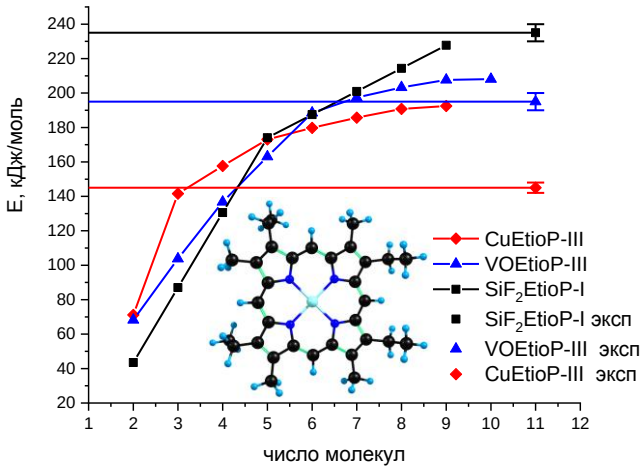


Рис. 1. Зависимости энергий межмолекулярного взаимодействия в агрегатах SiF_2EtioP-I, CuEtioP-III и VOEtioP-III от количества молекул

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-73-10107.

1. E. Espinosa, E. Molins and C. Lecomte // Chemical Physics Letter. 1998. P. 170–173.
2. А. В. Ерошин, Ю. А. Жабанов, П. А. Стужин, Г. Л. Пахомов // Химическая Физика. 2025. Т. 44, № 5. С. 76–87.

Широкополосное широкоугольное полностью диэлектрическое анизотропное зеркало, сохраняющее хиральность света

Н. С. Салахова[1], С. А. Дьяков[1], А. А. Деменев[2], О. А. Клименко[1,3], В. Д. Кулаковский[2]*, Н. А. Гиппиус[1]

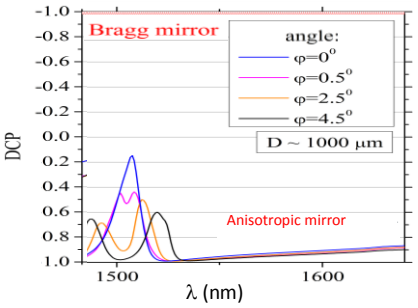
[1]Сколковский институт науки и технологий, Москва
[2]Институт физики твердого тела им. В. П. Осипьяна РАН, Черноголовка
[3]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991
*kulakovs@issp.ac.ru

В работе обсуждается теоретическая разработка и экспериментальная реализация широкополосного широкоугольного полностью диэлектрического зеркала, сохраняющего хиральность падающего света для оптических резонаторов, поддерживающих фотонные моды с хиральным электромагнитным полем в ближнем инфракрасном диапазоне. Актуальность создания «хиральных» резонаторов связана с перспективой их использования в активно развивающейся области энантиоселекции органических молекул, включая лекарственные препараты. Для создания зеркал, сохраняющих хиральность падающего света, в настоящее время в основном используются квазидвумерные хиральные материалы или метаповерхности, которые, благодаря низкой симметрии, по-разному взаимодействуют с лево- и правополяризованным циркулярно поляризованным светом. Они пригодны для проектирования хиральных оптических резонаторов [1], но сложны и в изготовлении, и в их позиционировании в резонаторе Фабри – Перо, и работают в узком диапазоне длин волн.

Недавно в работах [2, 3] была предложена более простая в изготовлении структура зеркал, сохраняющих закрученность света при отражении, состоящая из фотонно-кристаллической высококонтрастной нехиральной одномерной и близкой к субволновой диэлектрической решетке на брэгговском отражателе. Сохранение хиральности входящего света такими зеркалами в резонаторах Фабри – Перо реализуется при разности фаз амплитудных коэффициентов отражения для двух ортогональных поляризаций, равной π. Поле в активной области в хиральном резонаторе, как и в обычном, является результатом интерференции двух отраженных встречных волн, однако при этом в нем и локальная плотность энергии поля, и плотность хиральности являются постоянными вследствие отсутствия в стоячей волне интерферирующих волн с одинаковой круговой поляризацией.

Структура анизотропного зеркала с высококонтрастной одномерной кремниевой решеткой толщиной 260 нм с периодом 650 нм (Si-150 нм, воздух – 500 нм) на подслое SiO_2 толщиной 60 нм оптимизирована с помощью генетического алгоритма и фурье-модального метода на область 1515–1650 нм и изготовлена на платформе Si/SiO_2 брегговского зеркала с толщинами слоев Si и SiO_2 110 и 280 нм соответственно. Решетка размером 1×1 мм изготовлена с использованием электронно-лучевой литографии.

На рис. 1 показаны спектральные зависимости степеней циркулярной поляризации (DCP) света, отраженного от брегговского зеркала и брегговского зеркала с нанесенной фотонно-кристаллической решеткой для падающего света с правой циркулярной поляризацией (DCP = –1). На рис. 1 видно, что анизотропное зеркало, в отличие от брегговского, меняет циркулярную поляризацию падающего света на противоположную. При нормальном падении света величина DCP достигает 0,99 в области 1521±4 нм на красной границе провала DCP, обусловленного влиянием волноводной моды с длиной волны 1508 нм, и сохраняется выше 0,9 в широкой области спектра до 1650 нм. При наклонном падении света DCP отраженного сигнала остается неизменной, вплоть до красной границы волноводного резонанса, которая монотонно смещается в длинноволновую область на 15 нм при φ = 4,5° из-за расщепления волноводной моды с увеличением ее волнового вектора.



В итоге предлагаемое полностью диэлектрическое анизотропное зеркало сохраняет 99 % степень закрученности падающего света в узкой области спектра 1521±4 нм при нормальном падении света и превышающую 90 % в широкой, превышающей 100 нм, спектральной области и области углов $|\varphi| \leq 4{,}5°$.

Рис. 1. Экспериментально измеренные степени циркулярной поляризации света от брегговского и анизотропного зеркал при углах падения света 0–4,5°

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00454.

1. K. Voronin et al. Chiral Optical Cavities // ACS Photonics. 2022. 9. 2652–2659. 36.
2. S. A. Dyakov et al. // Chiral light in twisted Fabry-Perot cavities // Advanced Optical Materials. 12. 2302502 (2024).
3. S. A. Dyakov et al. Strong coupling of chiral light with chiral matter: a macroscopic study // Optica. 12. 1406 (2025).

Сверхвысокая подвижность носителей на поверхности трехмерного топологического изолятора, в котором нет объемных состояний

А. Ю. Кунцевич[1]*, М. В. Пугачев[1], А. В. Шуплецов[1], А. Э. Борисов, В. О. Сахин[2], Е. Ф. Куковицкий[2]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991
[2]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, Сибирский тракт, д.10, стр. 7, Казань, РТ, 420029
*alexkun@lebedev.ru

Для поверхностных состояний топологического изолятора из-за спин-долинной связи должно быть запрещено рассеяние назад. Как следствие, ожидается высокая подвижность носителей. Экспериментально в самом распространенном семействе 3D-топологических изоляторов (тетрадимиты) никогда не наблюдалась подвижность выше 10000 см^2/Вс, чаще она ещё в разы меньше. Почему подвижность столь мала и как сделать ее больше? Влияние объёмных состояний на подвижность поверхностных двоякая: с одной стороны, они экранируют потенциал беспорядка, свойственный данным системам, повышая подвижность; с другой стороны, они открывают канал рассеяния. В нашей работе [1] мы решили внимательно исследовать материал Sn-$Bi_{1,1}Sb_{0,9}Te_2S$, замечательный тем, что проводимость по объёмным состоянием в нём полностью подавляется уже при достаточно высоких температурах (~100 К).

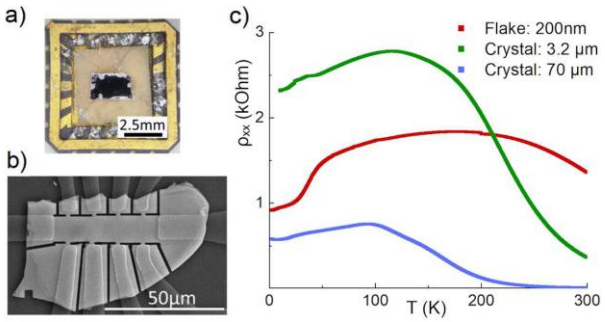


Рис. 1. Объёмный образец (*a*), тонкая чешуйка (*b*) и температурные зависимости сопротивления (*c*) для трёх разных образцов

Были выращены монокристаллы материала данного состава, из которых выщеплены как толстые параллелепипеды, так и чешуйки субмикронной толщины. Во всех этих структурах производились транспортные измерения, давшие похожие результаты, что указывает на поверхностную природу обсуждаемых явлений. Количественно анализировались компоненты тензора проводимости. При низких температурах объёмные состояния вымерзают и остаются только поверхностные, обладающие удельным сопротивлением порядка 1 кОм на квадрат независимо от толщины образца (рис. 1).

Магнитосопротивление в области ниже 100 К положительное, но, что самое примечательное, коэффициент Холла уменьшается с магнитным полем в несколько раз в поле порядка 2Т (рис. 2). Максимум эффекта наблюдается при температурах около 50 К.

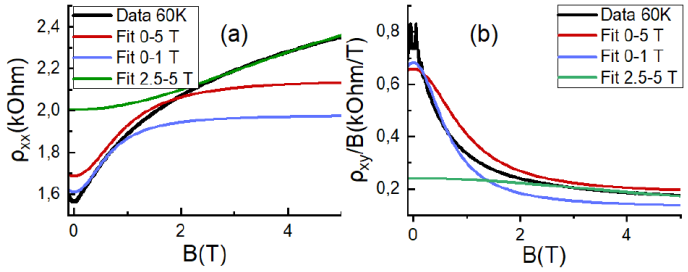


Рис. 2. Пример магнитосопротивления (*a*) и зависимости холловского коэффициента от магнитного поля (*b*) при T = 60 К

Это очень сильное экспериментальное наблюдение указывает, что в системе присутствуют носители высокой подвижности, причём вблизи поверхности. В поле до 1 Т данные отлично описываются двухжидкостной моделью с подвижностью носителей одной из групп около 20000 см^2/Вс, что является рекордом для тетрадимитов. В б*о*льших магнитных полях двухжидкостная модель перестаёт описывать данные. Таким образом, нужно вводить уменьшение подвижности с магнитным полем. Мы предлагаем зеемановский механизм данного уменьшения, фактически делающего спектр состояний аналогичным случаю ферромагнитного топологического изолятора [3]. Ценой всего одного подгоночного параметра можно гораздо лучше описать данные, и подвижность в нулевом поле уменьшается.

Наша работа показывает, что подход к определению подвижности в трёхмерных топологических изоляторах требует пересмотра. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-42-01036.

1. M. Pugachev, A. Borisov, A. Shupletsov, V. Sakhin, E. Kukovitsky and A. Kuntsevich // Appl. Phys. Lett. 127. 193103 (2025).
2. S. K. Kushwaha, I. Pletikosi´c, T. Liang et al. // Nature Communications. 7. 11456 (2016).
3. T. Chiba, S. Takahashi and G. E. W. Bauer // Physical Review B. 95. 094428 (2017).

Флуктуационный кондактанс сильно разупорядоченного двумерного полуметалла в HgTe-квантовой яме

Д. А. Курмачев[1,2]*, З. Д. Квон[1,2], Н. Н. Михайлов[1]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, ул. Пирогова, д. 30, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 2, Новосибирск, Новосибирская обл., 630090
*kurmachevdmit@gmail.com

Универсальные флуктуации кондактанса (УФК), характеризующиеся величиной амплитуды порядка кванта проводимости и проявляющиеся в мезоскопических образцах при низких температурах, являются одними из самых ярких и фундаментальных следствий квантовой интерференции электронов в неупорядоченных металлах [1]. Недавно в работе [2] были обнаружены аномальные флуктуации кондактанса (АФК) в образцах макроскопического размера, на основе двумерного полуметалла с сильным беспорядком. АФК имели заметную амплитуду, несмотря на большой размер исследуемого участка образца (около 100 мкм). Температурная зависимость АФК отличается от известной степенной зависимости УФК. При понижении температуры наблюдается экспоненциальный рост амплитуды АФК. При температуре ниже 300 мК амплитуда начинает выходить на насыщение. Также амплитуда АФК зависит от приложенного магнитного поля. Она растёт почти на порядок примерно до 100 мТл, потом начинает падать. Таким образом, свойства АФК принципиально отличаются от поведения УФК, что указывает на иную физическую природу, связанную с особенностями квантовой интерференции в условиях сильного беспорядка и электрон-дырочного взаимодействия.

В данной работе приводится результат исследования АФК в образце субмикронного масштаба. Эксперимент проводился на мезоскопическом образце холловской геометрии с затвором, изготовленном на основе HgTe-квантовых ям толщиной 14 нм. В таких структурах реализуется энергетический спектр двумерного полуметалла с перекрытием зон около 5 мэВ. Измерения продольного сопротивления выполнялись в диапазоне температур от 180 мК до 10 К и в магнитных полях до 1 Тл с использованием метода фазочувствительного детектирования.

Особенностями исследуемых флуктуаций являются: их проявление исключительно в момент перехода «двумерный металл – двумерный полуметалл»; нестепенная зависимость амплитуды АФК от температуры; зависимость амплитуды и спектральных характеристик от магнитного поля. Температурная зависимость амплитуды флуктуаций демонстрирует экспоненциально сильный рост в интервале от 1 К до 250 мК с последующим насыщением при более низких температурах. Данная особенность была обнаружена и в работе [2]. Также было обнаружено сильное влияние магнитного поля на амплитуду АФК. Она повышается на порядок при увеличении магнитного поля до 100 мТл. При дальнейшем повышении величины магнитного поля амплитуда флуктуаций резко уменьшается. Поведение амплитуды также совпадает с результатами работы [2]. Однако автокорреляционный анализ показал изменение спектральных характеристик АФК при увеличении магнитного поля, что в образцах макроскопического масштаба не наблюдалось.

Полученные данные свидетельствуют, что наблюдаемые АФК обусловлены специфической квантовой интерференцией в условиях сильного беспорядка и электрон-дырочного взаимодействия, а не классическими механизмами универсальных флуктуаций. Свойства флуктуаций критически зависят от степени и характера беспорядка, что объясняет различия в амплитуде и поведении в магнитном поле по сравнению с ранее исследованными системами.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-30003.

1. P. A. Lee, A. D. Stone // Phys. Rev. Let. 1985. V. 55. P. 1622.
2. D. A. Khudaiberdiev, Z. D. Kvon, M. V. Entin, D. A. Kozlov et al. // Nanomaterials. 2023. V. 13. P. 2882.

ЛЗШМ- и ЭДСР-спектроскопия двойной квантовой точки на крае топологического изолятора с магнитными барьерами

Е. А. Лаврухина[1]*, Д. В. Хомицкий[2]

[1]Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, Научно-исследовательский физико-технический институт, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2]Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, физический факультет, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*lavrukhina@unn.ru

Квантовые точки в топологических изоляторах [1] являются одним из объектов на базе материалов с нетривиальной топологией, потребность в которых существует в прикладных задачах физики полупроводниковых структур. Одним из приложений являются проекты по созданию кубитов на их базе. Для выяснения свойств подобных структур с одной и несколькими квантовыми точками желательно проводить их спектроскопические исследования во внешнем поле. Одним из методов исследования систем с несколькими параметрами является спектроскопия, основанная на интерференции Ландау – Зенера – Штюкельберга – Майораны (ЛЗШМ) [2]. На систему в таком режиме воздействует достаточно сильное поле в широком интервале частот и амплитуд, вызывая переходы при динамическом пересечении уровней на периоде поля для состояний, обычно относящихся к разным областям пространства. Теоретические [3] и экспериментальные [4] исследования систем с двойной точкой для полупроводников на основе GaAs показали, что в них реализуются различные режимы ЛЗШМ-динамики. Спиновая динамика в электрическом поле возбуждается в режиме электрического дипольного спинового резонанса (ЭДСР) на частоте зеемановского расщепления уровней в одной области пространства. Этот режим может индуцироваться совместно с ЛЗШМ-режимом [3]. Возникает вопрос, можно ли возбуждать такие режимы для двойной квантовой точки в топологическом изоляторе и каковы будут характеристики процессов ЭДСР- и ЛЗШМ-интерференции. Свойства спектра в квантовых точках на основе краевых состояний в квантовой яме HgTe/CdHgTe с магнитными барьерами изучались нами в недавних работах [5, 6]. Схематически модель двойной квантовой точки, образованной тремя магнитными барьерами на крае топологического изолятора, показана на рис. 1.

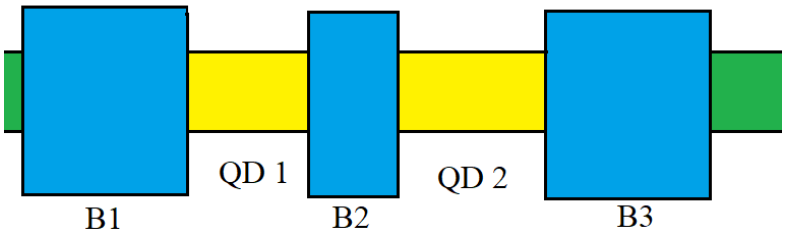


Рис. 1. Двойная квантовая точка (QD1, QD2), образованная тремя магнитными барьерами (B1, B2, B3) на крае топологического изолятора

В данном докладе мы представляем результаты моделирования динамики в режиме ЛЗШМ- и ЭДСР-спектроскопии для двойной квантовой точки, показанной на рис. 1. Выбраны параметры системы, обеспечивающие присутствие минимального числа (четыре) дискретных уровней и локализованных состояний, что отвечает модели двух взаимодействующих квантовых точек с одним спиновым дублетом в каждой точке. Рассматривается динамика спина и локализации в левой либо в правой квантовой точке на рис. 1. Результаты численного моделирования показывают, что возможны режимы осцилляций вида раби-осцилляций как для спиновой, так и для зарядовой подсистемы, а также их комбинаций в режимах ЛЗШМ- и ЭДСР-динамики. Эти резонансы исследованы в плоскости параметров системы. Дальнейшее развитие представленных результатов открывает новые возможности применения квантовых точек в топологических изоляторах для задач квантовых вычислений.

1. Д. В. Хомицкий. Элементы теории топологических изоляторов. Нижний Новгород : ННГУ им. Н. И. Лобачевского. 2025. 142 с.
2. O. V. Ivakhnenko, S. N. Shevchenko, F. Nori // Phys. Rep. 2023. V. 995. P. 1–89.
3. D. V. Khomitsky and S. A. Studenikin // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. P. 195414.
4. S. Studenikin, C. Hnatovsky, and A. Sachrajda // Appl. Phys. Lett. 2025. V. 127. P. 054004.
5. Е. А. Лаврухина, Д. В. Хомицкий, А. В. Тележников // ФТП. 2023. Т. 57. Вып. 7. С. 551–554.
6. Е. А. Лаврухина, Д. В. Хомицкий // ФТП. 2025. Т. 59. Вып. 6. С. 343–348.

Оптическая модуляция ТГц-излучения в гетероструктурах WSe_2/Si

Е. Д. Лебедева*, М. С. Лаптева, Е. А. Булавинцева, С. Д. Лавров, Е. Д. Мишина

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва
*lebedeva_ed@mirea.ru

Развитие терагерцевых (ТГц) технологий в области связи, спектроскопии, биомедицинской диагностики и неразрушающего контроля требует создания компактных, энергоэффективных и быстродействующих активных элементов. Оптические модуляторы ТГц-излучения, способные работать при малых уровнях возбуждения, являются ключевыми компонентами таких систем. Двумерные дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) представляют особый интерес благодаря высокой фоточувствительности, возможности формирования гетероструктур с кремнием и управлению свойствами интерфейсов [1]. В то же время взаимодействие ТГц-излучения с такими гибридными структурами изучено недостаточно [2, 3], что определяет актуальность настоящей работы.

Эксперимент проводился на установке ТГц-спектроскопии с временным разрешением. Регистрировались полные временные зависимости амплитуды ТГц-поля, прошедшего через образец при облучении оптическим излучением и без него. Кроме того, регистрировалось ТГц-поле в экстремумах временной зависимости при модуляции оптического излучения механическим прерывателем, обеспечивающим состояния включенного и выключенного облучения (состояния On и Off).

Источником ТГц-излучения служил кристалл ZnTe, амплитуда поля которого достигала порядка 40 кВ/см при энергии импульса 16,4 нДж. Детектирование сигнала осуществлялось в кристалле ZnTe с ориентацией $(\bar{1}10)$. Оптическое воздействие на образцы выполнялось непрерывным лазером с длиной волны 532 нм и регулируемой мощностью до 440 мВт. Диаметр оптического пучка составлял 5 мм, тогда как диаметр ТГц-пучка был около 4 мм, что обеспечивало равномерное освещение активной зоны гетероструктур. Показано, что прямое измерение модуляции даёт более точные и высокие значения по сравнению с вычислениями из спектров, где шумовой вклад увеличивает погрешность.

Слои WSe_2 толщиной от 20 до 200 нм были получены методом жидкофазной эксфолиации и перенесены на высокоомные кремниевые подложки. Морфология и толщина слоев подтверждены методами сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопии, оптические свойства – спектрофотометрией. Подсветка образцов приводила к уменьшению амплитуды ТГц-сигнала во всём исследованном диапазоне частот, при этом наиболее тонкие слои WSe_2 проявляли наибольший эффект. Основной механизм модуляции связан с пространственным разделением фотогенерированных носителей на границе ДПМ/Si: дырки переходят в WSe_2 и рекомбинируют, что увеличивает время жизни электронов в кремнии и усиливает поглощение ТГц-импульсов. Участки слоев толщиной 15–50 нм обеспечивают максимальное изменение модуляции – в исследованных образцах эффект превышал аналогичные показатели для чистого кремния в шесть раз.

Полученные результаты демонстрируют, что тонкие слои WSe_2 , полученные малозатратным методом жидкофазной эксфолиации, обладают высокой эффективностью для оптической модуляции ТГц-излучения. Дальнейшие исследования будут направлены на оптимизацию толщины слоев и методики их нанесения с целью создания компактных, энергоэффективных и интегрируемых ТГц-модуляторов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 25-19-00575).

1. S. Mitra, L. Avazpour, I. Knezevic // J. Phys.: Condens. Matter. 2025. V. 37, № 13. P. 133005. DOI: 10.1088/1361-648X/adab6a.

2. X. He, H. Xu, H. Liu, J. Nie, G. Lu // Crystals. 2024. V. 14, № 9. P. 799. DOI: 10.3390/cryst14090799.

3. S. Hao, Y. Cheng, J. Zhou, H. Xiong, P. Yang, X. Chen, W. Xiong, F. He, Q. Li, J. Liu, J. Miao, S. Chen, S. Qiao, X. Wu // Adv. Photonics Res. 2022. V. 3. P. 2100201. DOI: 10.1002/adpr.202100201.

Печатные транзисторы на основе углеродных нанотрубок

А. А. Лизунова, И. А. Власов, В. А. Ворошилова, И. А. Волков, Д. В. Корнюшин, В. В. Иванов

Московский физико-технический институт, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141700
*lizunova.aa@mipt.ru

Гибкая печатная электроника является перспективной экономически выгодной альтернативой кремниевой технологии для создания целого ряда носимых устройств, например, антенн, сенсоров, электродов и батарей [1]. Для разработки активных элементов аддитивными методами требуется решение нескольких ключевых задач: создание функциональных чернил, оптимизация режимов печати и условий постобработки. Особый интерес для получения полупроводниковых слоев транзисторов представляют углеродные нанотрубки (УНТ), обладающие высокой электропроводностью, гибкостью и механической прочностью.

Таким образом, целью настоящей работы являлось исследование влияния режимов печати, концентрации УНТ в чернилах, параметров спекания, топологии, метода нанесения и материала электродов на электрические характеристики транзисторов на основе УНТ, а именно: отношения токов включения и выключения, рабочего напряжения и подвижности зарядов.

В данной работе в качестве чернил использовали суспензии одностенных углеродных нанотрубок различной концентрации коммерческого производителя Nanointegris IsoSol, в роли подложки выступал кремний с термическим оксидом толщиной от 100 до 300 нм. Полупроводниковый слой в различных режимах наносился методом микроплоттерной печати на установке SonoPlot GIX Microplotter II из чернил УНТ на золотые электроды сток-исток с длиной канала от 1 до 30 мкм, изготовленные фотолитографией, или на подложку кремния с оксидом, после чего электроды из серебра формировались методом сухой аэрозольной печати [2] поверх слоя УНТ. Для удаления стабилизаторов и повышения проводимости печатных электродов проводили термическую обработку готовых транзисторов в муфельной печи при различных температурах в диапазоне от 120 до 400 °C.

На рис. 1 представлены переходная характеристика транзистора на УНТ с серебряными электродами и типичный вид печатных электродов и полупроводникового слоя в растровом электронном микроскопе (РЭМ). Исследованные транзисторы продемонстрировали отношение токов Ion/Ioff в диапазоне от 100 до $5 \cdot 10^4$ при рабочем напряжении от 0,1 до 20 В, подвижности от 50 до 1000 $см^2/В \cdot с$. В ходе экспериментов выявлены оптимальные режимы печати и постобработки, концентрации УНТ в чернилах, длины канала и топологии транзисторов для достижения максимальных отношений токов и подвижности.

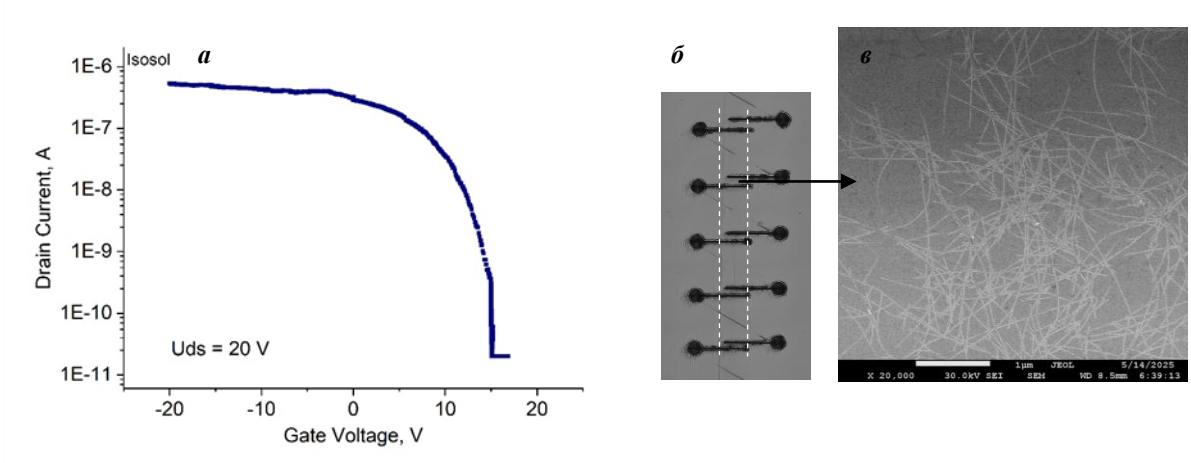


Рис. 1. Типичные параметры печатных транзисторов на УНТ: *а* – переходная вольт-амперная характеристика, *б* – оптическое изображение печатных серебряных электродов и *в* – РЭМ-изображение нанотрубок в канале

Исследования выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках соглашения № 075-15-2024-560.

1. Q. Li, J. Zhang, Q. Li, G. Li et al. // Front. Mater.2019. V. 5.77.
2. A. Efimov, P. Arsenov, D. Kornyushin, A. Lizunova et al. // Materials. 2020. V. 13. P. 730.

Формирование планарных InGaN-структур для источников света красного диапазона длин волн

Д. Н. Лобанов[1]*, М. А. Калинников[1], К. Е. Кудрявцев[1], Б. А. Андреев[1], П. А. Юнин[1], А. В. Новиков[1], И. А. Федотов[1], З. Ф. Красильник[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950
*dima@ipmras.ru

Полупроводниковые гетероструктуры на основе InGaN (GaN с небольшой долей InN) занимают лидирующие позиции в светодиодных и лазерных применениях в коротковолновой, сине-зеленой части видимого спектра [1]. Продвижение в сторону длинных волн, в красно-оранжевый диапазон и далее к инфракрасной (ИК) области спектра сдерживается технологическими сложностями получения InN и тройных растворов InGaN с содержанием In более 30 %. По этой причине излучатели красного диапазона строятся на системе AlInGaP. Замена нитридами фосфидов в качестве источников красного диапазона уже сейчас рассматривается для микродисплеев и очков виртуальной (или дополненной) реальности. Одной из проблем фосфидов является высокая скорость поверхностной рекомбинации, которая существенно усугубляется при уменьшении размеров светоизлучающих устройств до микронных размеров и приводит к резкому снижению квантовой эффективности излучательной рекомбинации. У нитридов подобная проблема не так выражена, что может приводить к большей эффективности их работы по сравнению с фосфидами для чипов микронных размеров [2]. Ещё одним важным приложением InGaN-слоёв высокого кристаллического качества красного диапазона может быть использование их в качестве буферного слоя для дальнейшего формирования на них структур на основе InN для ИК-диапазона.

Настоящая работа направлена на исследование возможности получения однородных слоёв InGaN высокого кристаллического качества и атомарно-гладкой поверхности с содержанием In до 50 %.

Исследуемые структуры с InGaN-слоями выращивались на 2-дюймовых подложках сапфира (с Al_2O_3), методом ПА-МПЭ на установке STE 3N3 (ЗАО «НТО»). Слои InGaN толщиной 490–600 нм осаждались на предварительно выращенные буферные слои GaN/AlN при температурах T_g ~ 575–605 °C. Поток Ga оставался неизменным во время роста всех InGaN-слоёв и составлял ~0,17 мкм/ч. В первой серии образцов, в которой исследовалось влияние температуры роста на формирование и свойства InGaN-слоёв, поток In составлял ~0,14 мкм/ч, а активной компоненты азота ~0,33 мкм/ч. Во второй серии образцов, в которой исследовался рост InGaN при наиболее высокой из рассматриваемых температур T_g ~605 °C, поток In менялся от ~0,14 мкм/ч до ~0,26 мкм/ч, а поток азота от ~0,33 мкм/ч до ~0,45 мкм/ч.

В результате исследования первой серии образцов было показано, что при снижении T_g с ~605 °C до ~585 °C возможно получение однородных растворов InGaN с содержанием In до 37 %. Дальнейшее понижение температуры роста до T_g ~575 °C приводит к усилению процессов фазового распада и формированию неоднородного раствора InGaN со средним содержанием In ~39 %, ограниченном встраиванием In в растущий слой InGaN.

Увеличение потока In для наиболее высокой из рассматриваемых в данной работе T_g ~605 °C, позволяет формировать однородные растворы InGaN с содержанием In до ~33,5 %, демонстрирующие интенсивный сигнал ФЛ и гладкую двумерную поверхность. Продемонстрирована возможность повышения содержания In в InGaN при T_g ~605 °C до ~35 % в результате ещё большего повышения потока In, однако при этом на поверхности роста наблюдаются капли избыточного металлического In и флуктуации состава такого раствора InGaN. Увеличение потока азота в ~1,5 раза позволяет увеличить встраивание In и его содержание в InGaN до ~39 % для T_g ~605 °C и снизить неоднородность получаемого раствора InGaN.

Анализ экспериментальных данных показал отличие составов получаемых InGaN-слоёв от предсказываемых, согласно модели роста InGaN [3]. Полученные отличия коэффициентов встраивания In в InGaN, энергий активаций испарения In с поверхности растущего слоя InGaN, а также энергий активации разрыва связей In – N обсуждаются в работе. Полученные результаты демонстрируют возможность получения однородных InGaN-слоёв с гладкой морфологией поверхности с содержанием In до 40 %, а также показывают пути дальнейшего увеличения содержания In.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИФМ РАН FFUF-2024-0019.

1. R. Kour et al. // ECS J. Solid State Sci. Technol. 2020. V. 9. P. 015011.
2. Ray- Hua Horng et al. // Scientific Reports 2022. V. 12. P. 1324.
3. Z. Gacevic et al. // Journal of Crystal Growth. 2013. V. 364. P. 123–127.

Наноразмерные гетероструктуры с масшабируемыми слоями WS_2 для применений в наноэлектронике

Е. Ю. Лобанова[1,2], Е. Ф. Канафиева[1], В. Н. Загороднева[1], И. А. Елисеев[1], В. О. Большаков[1], А. Б. Кулинкин[1], С. М. Сутурин[1], J. M. Huang[3], Ю. Ю. Илларионов[3], Н. С. Соколов[1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
[2]Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49 лит. А, Санкт-Петербург, 197101, Россия
[3]Southern University of Science and Technology,1088 Xueyuan Blvd, Nanshan, Shenzhen, Guangdong Province, China, 518055
*elobanova@itmo.ru

Двумерные дихалькогениды переходных металлов (TMDC) являются перспективным классом материалов для применений в нано- и оптоэлектронике. Для их практического использования необходима разработка методов получения высококачественных пленок больших размеров, совместимых с традиционными технологическими процессами кремниевой электроники. Перспективным кандидатом на эту роль является метод лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии (ЛМЛЭ), в котором необходимая для упорядоченного роста пленки кинетическая энергия частиц на ее поверхности достигается в результате абляции мишени лазерными импульсами [1]. Именно этот метод использовался в настоящей работе для создания наноразмерных слоев дисульфида вольфрама WS_2.

Пленки WS_2 толщиной 4–6 нм выращивались на поверхности Al_2O_3 (0001) методом ЛМЛЭ с использованием лазера KrF (λ = 248 нм). Кристаллическая структура выращиваемых пленок контролировались *in situ* с применением усовершенствованной методики сбора и анализа данных дифракции быстрых электронов (3D-RHEED) [2]. Морфология пленок характеризовалась с помощью атомно-силовой микроскопии. Наличие дефектов в выращенных пленках контролировалось по спектрам комбинационного рассеяния света (КРС) зеленого лазера (λ = 532 нм). Оптические характеристики пленок измерялись с помощью спектрального эллипсометра SE-2000 и анализировались с помощью программного пакета SEA. Для изучения электрофизических свойств изготавливались тестовые транзисторные структуры с использованием ионной жидкости в качестве подзатворного диэлектрика.

Одним из основных вызовов, возникающих при эпитаксиальном росте TMDC посредством лазерной эпитаксии, является обеспечение стехиометрического состава пленок. Из-за большой разницы атомных масс вольфрама и серы соотношение W:S в образцах оказывается смещенным в сторону вольфрама. При этом образуются вакансии серы, оказывающие негативное влияние на кристаллическую структуру, оптические и электрофизические свойства пленок. Для преодоления указанной проблемы и улучшения оптических свойств наноразмерных пленок WS_2 была использована сульфуризация пленок посредством их постростового отжига в парах серы при температурах 400–800 °C с использованием установки мини-CVD. На рис. 1, *а* можно видеть, что на спектрах КРС в результате отжига становится более ярко выраженным максимум на частоте 27 $см^{-1}$ в приведенной на вставке низкочастотной области спектра, а также уменьшается относительная доля запрещенной в совершенном кристалле линии LA(M) на частоте 176 $см^{-1}$. На спектральной зависимости коэффициента экстинкции, приведенной на рис. 1, *б*, наблюдается существенное увеличение контраста особенности, обусловленной образованием экситона A с энергией ≈2 эВ. Представленное на вставке к этому рисунку отличное совпадение измеренной и смоделированной спектральных зависимостей угла Δ (для угла ψ также было получено очень хорошее совпадение (не показано)) свидетельствует об адекватности выбранной модели для определения оптических характеристик изучаемых пленок WS_2. Полученные результаты демонстрируют возможность сочетания лазерной эпитаксии с постростовой сульфуризацией для получения привлекательных для дальнейших приборных применений слоев WS_2. Авторы выражают признательность Г. А. Ермолаеву за помощь при анализе данных спектральной эллипсометрии.

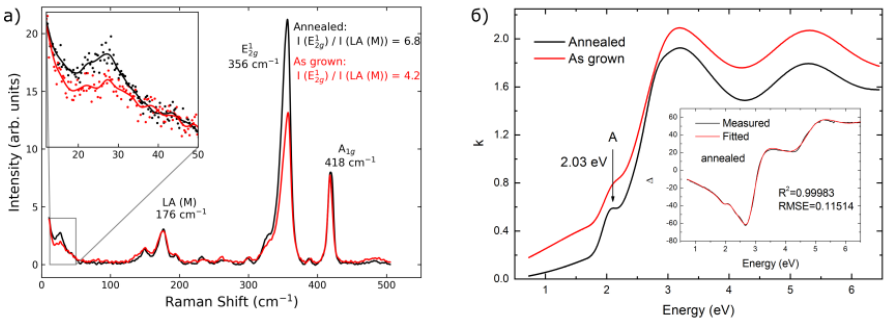


Рис. 1. Результаты отжига пленки WS_2/Al_2O_3 в парах серы при температуре 700 °C: *а* – спектры КРС, *б* – спектральная зависимость коэффициента экстинкции. Красными линиями показаны данные, полученные до отжига, черными – после

1. Lobanova E. et al. Diffraction studies of WS_2 crystallographic ordering during Laser MBE growth on Al_2O_3 (0001) // AIP Adv. 2025. V. 15. ArtNo: #035057

2. Suturin S. M. et al. An advanced three-dimensional RHEED mapping approach to the diffraction study of Co/MnF_2/CaF_2/Si(001) epitaxial heterostructures // J. Appl. Crystallogr. 2016. Vol. 49. No. 5. P. 1532–1543.

Ионизация экситона вследствие гигантского магнито-штарк-эффекта в широкой квантовой яме GaAs/AlGaAs

Д. К. Логинов[1]*, Р. С. Назаров[2], В. А. Столяров[1], Ф. С. Григорьев[3], С. А. Елисеев[4], Ю. П. Ефимов[4], М. С. Ложкин[4], В. А. Ловцюс[4], Ю. В. Капитонов[2], И. В. Игнатьев[1]

[1]Лаборатория оптики спина им. И. Н. Уральцева, СПбГУ, ул. Ульяновская, д. 1, Петергоф, Санкт-Петербург.,198504
[2]Кафедра фотоники, СПбГУ, ул. Ульяновская, д. 1, Петергоф, Санкт-Петербург,198504
[3]Сколковский институт науки и технологий, Территория инновационного центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва,121205
[4]Ресурсный центр «Нанофотоника», СПбГУ, ул. Ульяновская, д. 1, Петергоф, Санкт-Петербург, 198504
*loginov999@igmail.com

Магнито-штарк-эффект (МШЭ) исследуется начиная с середины XX века [1]. Эффект состоит в том, что на экситон, двигающийся с волновым вектором $\boldsymbol{K}$ в поперечном магнитном поле $\boldsymbol{B}$, действует эффективное электрическое поле $\boldsymbol{F}_{KB}$, напряженность которого пропорциональна произведению $\boldsymbol{K}\times\boldsymbol{B}$. Большинство исследований МШЭ выполнено в объемных материалах [1] или дефектах упаковки [2], в которых волновой вектор экситона равен волновому вектору света q.

В тоже время в квантовых ямах (КЯ) можно наблюдать состояния экситона с волновым вектором на порядок большем, чем волновой вектор света. Как следствие и МШЭ, наблюдаемый в таких структурах, будет более сильным, чем в объемных полупроводниках, и может быть назван «гигантским» [3]. При достаточно большом волновом векторе экситона эффективное поле $\boldsymbol{F}_{KB}$ может стать достаточным, чтобы ионизировать экситон. В спектрах отражения этот эффект наблюдается как подавление амплитуды резонансов отражения, связанных с уровнями размерного квантования с высоким порядковым номером N. Этот номер связан с дискретным значением волнового вектора уровня размерного квантования выражением $K_N = \pi N/L_{QW}$, где L_{QW} – ширина КЯ.

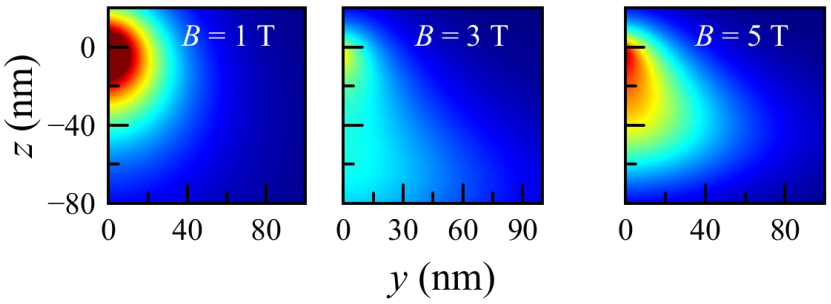


Рис. 1. Срез волновой функции экситона в GaAs при магнитных полях B = 1, 3 и 5 Тесла и значении волнового вектора $K = 3\times10^6$ cm^{-1}

В то же время электрон и дырка под действием магнитного поля стремятся двигаться по циклотронным орбитам, радиус которых обратно пропорционален B^2. Поэтому увеличение $\boldsymbol{B}$ при заданном $\boldsymbol{K}$ приводит сначала к ионизации экситона, а затем к его восстановлению. Это явление демонстрирует рис. 1. В спектрах отражения оно проявляется как возгорание осцилляций после их подавления при увеличении магнитного поля, приложенного к образцу с КЯ.

Авторами данной работы выполнены точные микроскопические расчеты энергии экситона и его волновых функций с учетом МШЭ, которые были использованы для вычисления свето-экситонного взаимодействия и спектров отражения широкой КЯ в магнитном поле в геометрии Фогта. Для проверки полученных результатов выполнена серия измерений спектров отражения КЯ GaAs/AlGaAs в магнитном поле от 0 до 6 Тесла. Сравнение результатов расчетов с результатами измерений демонстрирует хорошее согласие теории и эксперимента. Это согласие было достигнуто с использованием только табличных значений материальных параметров GaAs без использования дополнительных подгоночных параметров. Поэтому анализ спектров отражения полупроводников в магнитном поле в рамках предложенной авторами микроскопической модели может быть использован в дальнейшем для определения или уточнения значений материальных параметров полупроводниковых структур.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-72-20039. Теоретический расчет выполнен Д. К. Логиновым при поддержке СПбГУ (Исследовательский грант № 125022803069-4).

1. Е. Ф. Гросс, Б. П. Захарченя, и О. В. Константинов // ФТТ. 1961. Т. 3. С. 221.
2. Mikhail V. Durnev, Mikhail M. Glazov, Xiayu Linpeng et al. // Phys. Rev. B. 2020. V. 101. P. 125420.
3. D. K. Loginov, I. V. Ignatiev // Phys. E. 2025. V. 166. P. 116134.

Характеристики стимулированного излучения в лазерных структурах с квантовыми ямами CdHgTe/HgCdTe при различных длинах волн оптической накачки

К. А. Мажукина[1]*, В. Я. Алешкин[1,2], А. А. Дубинов[1,2], В. В. Уточкин[1], Е. Н. Кирьянова[1,2], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], С. В. Морозов[1], В. В. Румянцев[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*mazhukina@ipmras.ru

В последние годы наблюдается возрождение интереса к квантовым ямам (КЯ) HgCdTe/CdHgTe как активной среде для компактных межзонных полупроводниковых лазеров среднего ИК-диапазона, способных работать в спектральной области, недоступной квантовым каскадным лазерам (ККЛ): длина волны λ от 25 до 60 мкм. Отсутствие простой технологии легирования *p*-типа для HgCdTe осложняет реализацию токовой накачки, и для создания компактного излучателя требуется обеспечить оптическую накачку структур миниатюрным источником излучения. На данный момент компактными лазерами с лучшими характеристиками являются ККЛ среднего ИК-диапазона [1–3], которые в диапазоне длин волн 6–8 мкм достигают мощности ~ 20 Вт, а вблизи 4 мкм – 110 Вт. Тем не менее интерес представляет и накачка более коротковолновым излучением, для которого доступны более простые источники и волоконная технология передачи излучения. В частности, недавно была продемонстрирована непрерывная генерация с мощностью 1 Вт на длинах волн 1,91 мкм и 1,98 мкм при комнатной температуре в лазере на основе AlGaInAs/InP [5]. Целью настоящей работы было сравнение характеристик стимулированного излучения (СИ) на длине волны ~25 мкм в узкозонных гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe при возбуждении двумя длинами волн (10,6 мкм и 2,0 мкм). Структуры, содержащие массив КЯ внутри волноводного слоя, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs-подложках. В таблице 1 представлены пороги возникновения СИ (пересчитанные для корректного сравнения в плотность потока фотонов) для исследуемых структур.

Таблица 1. Величины пороговой плотности потока фотонов при различных температурах для исследуемых образцов. Образцы различаются используемой подложкой (полуизолирующей GaAs для i с различной толщиной буфера (10/15) и n^{++}-GaAs для n10) и ширинами КЯ/долей кадмия в КЯ (указана в конце номера структуры в %)

Структура	**Плотность потока фотонов, 10^{19} $с^{-1}\cdot см^{-2}$**			
	T / λ_{pump}	**10 К**	**30 К**	**50 К**
i10_6,7	**10,6 μm**	5,6k	8,8k	65,6k
	2,0 μm	0,5k	0,6k	1,0k
i15_2,5	**10,6 μm**	0,5k	0,9k	4,1k
	2,0 μm	0,3k	0,6k	1,8k
n10_2,8	**10,6 μm**	0,9k	1,6k	6,1k
	2,0 μm	0,02k	0,05k	0,08k

Было обнаружено, что в структурах с большим содержанием Cd (~ 6–8 %) в КЯ при более коротковолновой накачке (с λ_{pump} ~ 2,0 мкм) уже при плотностях мощности более 3 кВт/$см^2$ происходит уменьшение сигнала СИ, а при мощностях ~60 кВт/$см^2$ наблюдается его полное гашение вследствие разогрева носителей из-за оже-рекомбинации. Переход к более узким КЯ с содержанием Cd < 5% с сохранением длины волны генерации позволяет увеличить пороговую энергию оже-рекомбинации и подавить процессы разогрева носителей. Такие структуры оказываются более устойчивыми к накачке с λ_{pump} ~ 2,0 мкм, и лишь при мощностях более 70 Вт/$см^2$ демонстрируют насыщение интенсивности СИ с мощностью. Удивительным результатом оказалось наблюдение резкого (более чем на порядок) уменьшения пороговой плотности потока фотонов при переходе к накачке более коротковолновым излучением. В работе обсуждаются причины снижения порога с учетом уникального для подобных узкозонных структур процесса умножения числа возбужденных носителей из-за «горячей» ударной рекомбинации.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 22-12-00310-П.

1. R. Maulini, I. Dunayevskiy, A. Lyakh, A. Tsekoun et al. // Electron. Lett. 5 (2). 107 (2009).
2. Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Tsao, S. Slivken et al. // Appl. Phys. Lett. 98 (18). 181102 (2011).
3. N. Bandyopadhyay, Y. Bai, S. Tsao et al. // Appl. Phys. Lett. 101 (24). 241110 (2012).
4. V. V. Dudelev, E. D. Cherotchenko, I. I. Vrubel et al. // Phys. Usp. 67(1). (2024).
5. V. N. Svetogorov, Y. L. Ryaboshtan, N. A. Volkov et al. // Quantum Electronics. 51(10). 909 (2021).

Исследования спин-фононного взаимодействия в магнитных топологических изоляторах $MnBi_2Te_4$ методом спектроскопии комбинационного рассеяния света

А. А. Максимов[1]*, И. И. Тартаковский[1], Н. А. Абдуллаев[2,3], Н. Т. Мамедов[2,3]

[1]Институт физики твердого тела РАН им. Ю. А. Осипьяна, ул. Акад. Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
[2]Институт физики Министерства науки и образования, Баку, AZ 1073, Азербайджан
[3]Бакинский государственный университет, Баку, AZ 1148, Азербайджан
*maksimov@issp.ac.ru

В работе были подробно изучены спектры комбинационного рассеяния (КР) света в кристаллах магнитных топологических изоляторов $MnBi_2Te_4$ в диапазоне температур от гелиевых до комнатной. Кристаллы $MnBi_2Te_4$ демонстрируют антиферромагнитный фазовый переход при температуре $T_N \sim 25$ К. Спектры КР исследовались с помощью различных лазеров: He-Ne с длиной волны излучения 632,8 нм, а также полупроводниковых лазеров 532 и 785 нм. Измеренные температурные зависимости спектров КР позволили определить ангармонические параметры изученных кристаллов. Кроме того, основной задачей исследований была попытка обнаружить влияние спин-фононного взаимодействия на частоты и интенсивности активных в КР фононов A_{1g} симметрии.

В предыдущих работах [1–3], выполненных с использованием лазеров с длинами волн 532 нм и 632,8 нм, основное внимание уделялось изучению температурных зависимостей частоты фонона $A_{1g}^{(1)}$ (~ 49 см$^{-1}$ при низкой температуре). В отличие от противоречивых экспериментальных данных работ [1, 2], в работе [3] было установлено, что температурная зависимость частоты $A_{1g}^{(1)}$ фонона может быть описана стандартной ангармонической моделью, не учитывающей спин-фононного взаимодействия, с точностью до ±0,1 см$^{-1}$.

Следует отметить, что согласно расчетам спин-фононное взаимодействие в спектрах КР кристаллов $MnBi_2Te_4$ наиболее сильным образом должно проявляться для фонона $A_{1g}^{(2)}$ симметрии [1]. Однако в работах [1–3] этот фонон проявлялся в виде слабого плеча на фоне интенсивной линии фонона $E_g^{(3)}$ симметрии. Измеренные спектры КР кристаллов $MnBi_2Te_4$ с высоким спектральным разрешением при различных температурах при возбуждении полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 785 нм позволили впервые наблюдать хорошо разрешенные спектры КР в области линий $E_g^{(3)}$ и $A_{1g}^{(2)}$ фононов и подробно изучить температурное поведение последнего. Было обнаружено увеличение относительной интенсивности и сильное уменьшение частоты (см. излом в зависимости $\Delta\omega(T)$ на рис. 1) $A_{1g}^{(2)}$ фонона по сравнению с интенсивностью и частотой фонона $E_g^{(3)}$ в $MnBi_2Te_4$ при понижении температуры ниже температуры антиферромагнитного фазового перехода T_N (отмечена стрелкой на рис. 1). Такое температурное поведение может быть объяснено в рамках спин-фононного взаимодействия.

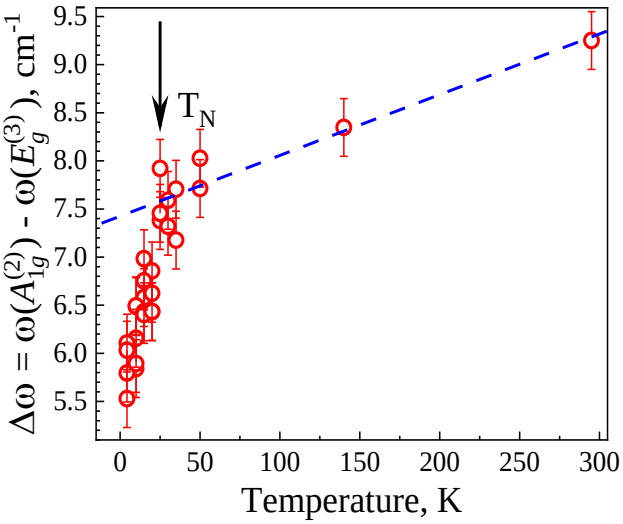


Рис. 1. Зависимость разности частот $\Delta\omega$ $A_{1g}^{(2)}$ и $E_g^{(3)}$ фононов от температуры

1. H. Padmanabhan, M. Poore, P. K. Kim et al. // Nat. Commun. 2022. V. 13. P. 1929.
2. J. Choe, D. Lujan, M. Rodriguez-Vega et al. // Nano Lett. 2021. V. 21. P. 6139–6145.
3. А. А. Максимов, И. И. Тартаковский, З. С. Алиев и др. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. С. 361–366.

Спектральная фотопроводимость CVD-графена в ближнем инфракрасном и видимом диапазонах

Д. А. Матиенко[1]*, А. В. Иконников[3], А. Ю. Кунцевич[1,2]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, 53, Москва, 119991
[3]Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Москва, 119991
*damatienko@edu.hse.ru

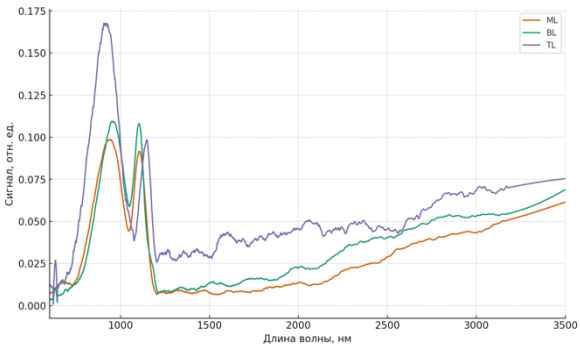
Фотодетекторы, работающие в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне, являются ключевыми компонентами современных оптоэлектронных систем. Однако традиционные приборы на основе кремния, GaAs или HgCdTe ограничены своей зонной структурой и тепловым шумом [1], в то время как графен благодаря дираковскому спектру и отсутствию запрещённой зоны имеет широкополосное поглощение света – от УФ до ТГц. Каждый атомарный слой поглощает порядка 2,3 % падающего света, что является фундаментальной величиной, определяемой постоянной тонкой структуры, и приводит к редкому сочетанию атомной толщины и измеримого оптического отклика.

Одним из основных ограничений в применении графена для фотодетекторов является неоднородность плёнок и слабая воспроизводимость малых образцов при крупных площадях. Использование крупноразмерных CVD-графеновых плёнок с контролируемым числом слоёв (1–3) позволяет значительно улучшить равномерность и стабильность фотосигнала, обеспечивая широкополосный фотопроводимый ответ на больших площадях, что критично для устройств.

В исследуемых образцах использовались крупноразмерные CVD-плёнки монослойного графена, перенесённые на подложки SiO_2 /Si и оснащённые контактами из хром-золота с межконтактным расстоянием 1 мм и шириной 2 мм. На одной подложке была сформирована ступенчатая структура из областей одно-, двух- и трёхслойного графена, полученная механическим совмещением отдельных монослоёв, что позволило выполнить все измерения на одном образце. Для однослойного, двуслойного и трёхслойного графена были получены спектры модуляционной фотопроводимости в диапазоне 600–3500 нм.

На рис. 1 представлены сглаженные спектры однослойных (ML), двуслойных (BL) и трёхслойных (TL) плёнок в диапазоне 600–3500 нм (слева). Подложка SiO_2 /Si с одно-, двух- и трёхслойным CVD-графеном (справа).

Полученные данные демонстрируют чёткую зависимость амплитуды фотопроводимости от числа слоёв графена. При малых длинах волн особенность фотопроводимости, по всей видимости, связана с фотогейтингом, при больших длинах волн наблюдается собственная проводимость графена. Для трёхслойных структур дополнительно была исследована зависимость фотопроводимости от приложенного внешнего смещения в диапазоне 0–1,85 В.



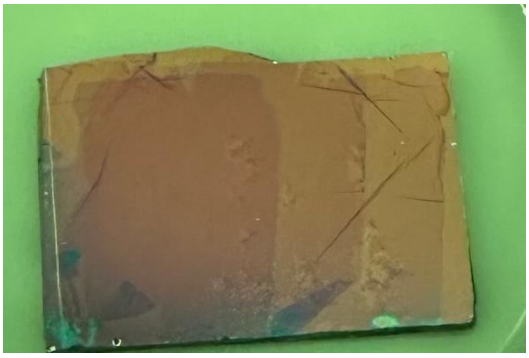


Рис. 1. Спектры фотопроводимости одно-, двух- и трёхслойного CVD-графена (слева). Подложка SiO_2 /Si с одно-, двух- и трёхслойным CVD-графеном (справа)

1. K. Abbas, P. Ji, N. Ullah, S. Shafique, Z. Zhang, M. F. Ameer, S. Qin, S. Yang // Microsystems & Nanoengineering. 2024. Vol. 10. Article 81.

Микроторцевые и полудисковые лазеры со сверхкороткими резонаторами и активной областью на основе квантовых точек

И. С. Махов[1]*, В. И. Войтович[1], Н. А. Фоминых[1], Н. Е. Черненко[2], М. С. Солодовник[2], Н. В. Крыжановская[1], А. Е. Жуков[1]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», 25-я линия Васильевского о-ва, д. 6, корп. 1, Санкт-Петербург, 199106
[2]Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, Ростовская обл., 347922
*imahov@hse.ru

Для применения в фотонных интегральных схемах имеется потребность в лазерах, обладающих малыми размерами резонатора вкупе с простотой изготовления и возможностью интеграции с другими элементами. Существующие в настоящее время микролазеры обладают как достоинствами, так и недостатками. Так, создание вертикально-излучающих лазеров требует высокой точности толщин эпитаксиальных слоев и большой толщины эпитаксиальной структуры, а сам микролазер обладает вертикальным выводом излучения. Основная проблема микродисковых или микрольцевых лазеров связана с их симметричной диаграммой направленности, что обусловлено аксиальной симметрией резонатора. В этом отношении лазеры с резонатором Фабри – Перо (ФП) являются превосходной альтернативой, поскольку характеризуются простотой как эпитаксиальной структуры, так и процесса изготовления, а кроме того, обладают направленным выводом излучения, позволяющим использовать ввод в торец волновода. При этом для достижения лазерной генерации в полосковых лазерах с коротким резонатором необходимо использование активной области, обладающей высоким модовым усилением, необходимым для компенсации высокого уровня полных потерь.

В настоящей работе исследованы ФП-лазеры с зеркалами, сформированными как традиционным скалыванием граней кристалла, так и травлением фокусированным ионным пучком (ФИП). В качестве альтернативы таким лазерам выступают лазеры с полудисковым резонатором, формируемым раскалыванием дискового резонатора пополам. Активная область исследуемых лазеров представляет собой 6 рядов квантовых точек (КТ) InGaAs, формируемых не по механизму Странского – Крастанова и обладающих чрезвычайно высоким насыщенным усилением (около 70 см$^{-1}$ на 1 слой) [1]. Были изучены спектрально-пороговые характеристики полосковых лазеров с длиной резонатора более 50 мкм, и все из них продемонстрировали лазерную генерацию. При уменьшении длины резонатора ФП длина волны генерации закономерно сдвигается в коротковолновую сторону в силу роста полных оптических потерь. Лазеры, изготовленные с помощью ФИП-травления, показали схожие харатеристики с лазерами со сколотыми гранями. Наименьший диаметр полудискового резонатора, в котором наблюдалась лазерная генерация, составил 20 мкм, что соответствует эффективной длине резонатора около 32 мкм. Типичные полученные значения длины волны лазерной генерации и пороговой плотности тока от обратной длины резонатора L отражены на рис. 1.

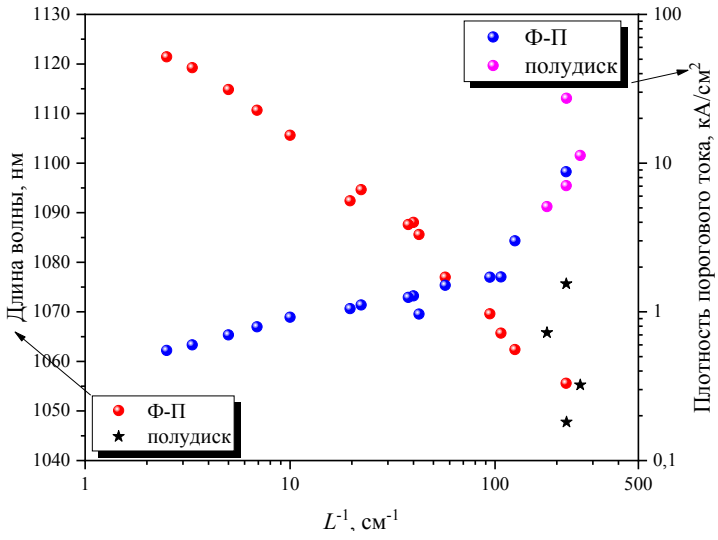


Рис. 1. Зависимости длины волны лазерной генерации и пороговой плотности тока от обратной длины резонатора

Таким образом, нами показано, что ФИП-травление позволяет формировать микроторцевые и полудисковые лазеры, давая способ изготовления микролазеров в составе оптоэлектронных интегральных схем. Продемонстрирована лазерная генерация при повышенных относительно комнатной температурах.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-20048.

1. A. M. Nadtochiy et al. // J. Lightwave Technol. 2021. V. 39(23). P. 7479–7485.

Усиление плазмонных резонансов смешанной четности в экранированном графеновом прямоугольнике при интерференции электромагнитной волны в подложке

Д. В. Фатеев[1,2]*, К. В. Машинский[1], В. В. Попов[1]

[1]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019
[2]Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012
*fateevdv@yandex.ru

Двумерные (2D) плазмоны в графене представляют интерес для практического применения. Частотой возбуждения плазмона можно управлять внешним электрическим полем [1,2], что открывает перспективы для создания активных оптоэлектронных устройств. Свойства графеновых плазмонов используются для создания терагерцовых (ТГц) метаматериалов [3]. Для ТГц-диапазона частот также стало важным открытие плазмонов с малыми потерями в гетероструктурах графен-нитрид-бора [4]. Важным шагом в моделировании плазмонных графеновых устройств был переход к исследованиям двумерно ограниченных структур. Одним из выявленных недостатков, присущих плазмонам в одиночных структурах, является слабая эффективность возбуждения высших дипольных резонансов и резонансов смешанной четности вследствие уменьшения их полного дипольного момента.

В данной работе теоретически исследуется возбуждение плазмонных резонансов в двумерно ограниченном графеновом прямоугольнике со сторонами $w = 1$ мкм и $l = 3$ мкм, отделенном от металлического зеркала толстой диэлектрической подложкой толщиной d (рис. 1, *а*). Толщина подложки подобрана таким образом, чтобы в ней проявлялись фабри-перо-резонансы на частотах возбуждения плазмонных мод в графене (рис. 1, *б*). Длина и ширина графенового резонатора – одного порядка, что позволяет возбуждать в нем как основные дипольные резонасы, так и резонасы мод смешанной четности [5]. Задача решена с помощью развиваемого коллективом строгого электродинамического метода интегрального уравнения [5].

Возбуждение фабри-перо-резонансов по толщине подложки позволяет значительно уменьшить отражение внешней волны от структуры, что повышает сечение поглощения высших дипольных плазмонных резонансов и мод смешанной четности до величин, сравнимых с сечением поглощения основного дипольного резонанса (рис. 1, *в*). Таким образом, использование интерференции электромагнитной волны в подложке на частотах высших плазмонных резонансов позволяет значительно повысить локализацию плазмонных полей в графене.

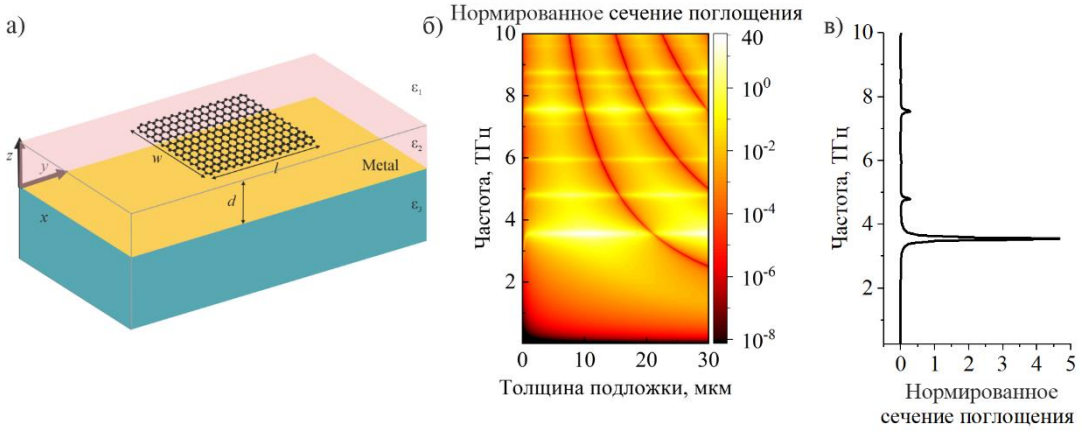


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры (*а*). Спектр сечения поглощения, нормированного на площадь графена, в экранированном графеновом прямоугольнике в зависимости от толщины диэлектрической подложки (*б*). Спектр нормированного сечения поглощения в неэкранированном графеновом прямоугольнике (*в*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-19-00611-П.

1. J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González et al. // Nature. 2012. V. 487(7405). P. 77–81.
2. Z. Fei, A. S. Rodin, G. O. Andreev et al. // Nature. 2012. V. 486(7405). P. 82–85.
3. L. Ju, B. Geng, J. Horng et al. // Nature Nanotechnology. 2011. V. 6(10). P. 630–634.
4. A. Woessner, M. B. Lundeberg, Y. Gao et al. // Nature Materials. 2015. V. 14(4). P. 421–425.
5. K. V. Mashinsky, V. V. Popov and D. V. Fateev. // Scientific Reports. 2024. V. 14. P. 7546.

Наноскопия одномерных полупроводниковых наноструктур

Л. С. Басалаева[1], А. В. Тараненко[1], И. А. Милёхин[1,2], А. В. Царев[1], Е. А. Емельянов[1], М. А. Путято[1], В. В. Преображенский[1], В. В. Федоров[3], Л. Н. Дворецкая[3], А. Г. Милёхин[1]*, А. В. Латышев[1,2], D. R. T. Zahn[4]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090, Россия
[2]Новосибирский Государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090, Россия
[3]Академический университет им. Ж. И. Алфёрова, ул. Хлопина, 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия
[4]Semiconductor Physics and Research Center for Materials, Architectures and Integration of Nanomembranes (MAIN), Chemnitz University of Technology, Chemnitz D-09107, Germany
*milekhin@isp.nsc.ru

Комбинационное рассеяние света (нано-КРС) и фотолюминесценция (нано-ФЛ), усиленные плазмоном металлического зонда атомно-силового микроскопа (АСМ), успешно применяются для изучения оптических спектров полупроводниковых наноструктур, в первую очередь, на основе двумерных материалов [1–3] с пространственным разрешением много меньше дифракционного предела. Вместе с тем, данные о наблюдении нано-КРС и нано-ФЛ с высоким пространственным разрешением от одномерных наноструктур на основе даже широко известных полупроводниковых материалов (GaAs, AlN, GaP и др.) фактически отсутствуют.

В нашей работе были получены изображения нано-ФЛ и нано-КРС от одиночных наноколонн GaAs, AlN и GaP с пространственным разрешением около 10 нм. Обсуждается роль локализованного поверхностного плазмона, возникающего на металлизированном острие зонда АСМ, а также в галлиевой капле на конце наностержня GaP. Подчеркивается важность поляризации лазерного излучения для анализа изображений нано-КРС наностержней AlN.

АСМ-изображения, нано-КРС и нано-ФЛ-спектры получены с использованием АСМ AIST-NT в сочетании со спектрометром КРС (Xplora, Horiba). Все спектры регистрировали с помощью объектива (100 × 0,7 NA) при лазерном возбуждении на длинах волн 532, 638 и 785 нм. В экспериментах использовались металлизированные (Au или Ag/Au) зонды нано-КРС. Геометрия эксперимента представлена на рис. 1, *а*.

Показано, что экситонная ФЛ наностержней GaAs, усиленная зондом АСМ, покрытым тонким слоем серебра, позволяет получать карты нано-ФЛ с пространственным разрешением 20 нм. Нано-КРС на модах кластеров мышьяка позволяет получить распределение кластеров As вблизи наноструктур GaAs.

Установлено, что сильное локальное электромагнитное поле вблизи металлизированного зонда АСМ изменяет фононный отклик наноструктур AlN, делая поверхностные оптические (SO) фононные моды доминирующими над другими фононными модами при нано-КРС. Показано, что карты нано-КРС (рис. 1, *б*), построенные по интенсивности мод SO-фононов в отдельном наностержне AlN, для поляризации падающего света, направленной вдоль или перпендикулярно острию зонда, а также перпендикулярно оси наностержня или вдоль нее, принципиально отличаются. В традиционной геометрии нано-КРС (поляризация света вдоль острия зонда и перпендикулярно наностержню) интенсивный сигнал нано-КРС наблюдается из центра наностержня, в то время как поворот поляризации на 90° относительно оси зонда изменяет вид карты нано-КРС и приводит к увеличению интенсивности комбинационного рассеяния на краях наностержня. Это явление объясняется различным локальным распределением электрического поля по наностержню, рассчитанным в окрестности зонда для двух поляризаций.

а *б*

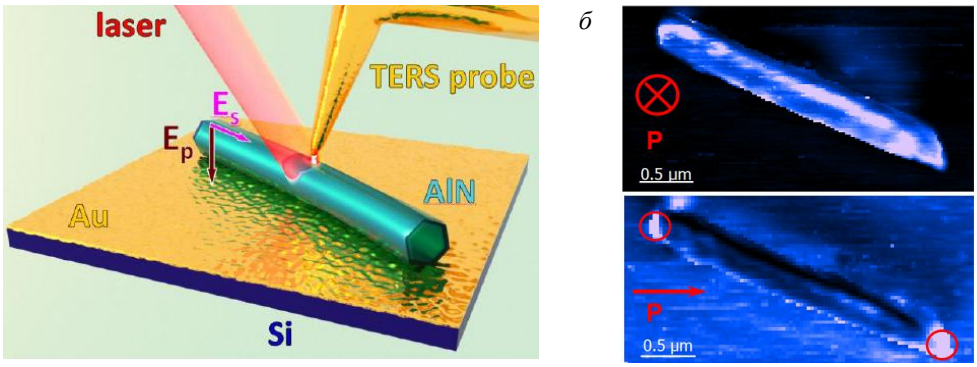


Рис. 1. Схема эксперимента нано-КРС с наностержнем AlN (*а*). Карты поляризованного нано-КРС (вектор поляризации падающего излучения показан стрелкой), построенные по интенсивности мод-SO фононов (*б*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00302-П.

1. A. G. Milekhin, M. Rahaman, E. E. Rodyakina et al. // Nanoscale. 2018, V.10. P. 2755–2763.
2. N. N. Kurus, I. A. Milekhin, N. A. Nebogatikova et al. // Journal of Physical Chemistry C. 2023. V.127(10). P. 5013–5020.
3. N. N. Kurus, V. Kalinin, N. A. Nebogatikova et al. // RCS Advances. 2024. V. 14. P. 3667–3674.

Визуализация плазмон-фононного взаимодействия с нанометровым пространственным разрешением в золотой наноантенне на тонком слое SiO_2

И. А. Милехин[1]*, Е. Е. Родякина[1], А. Г. Милехин[1], А. В. Латышев[1], Д. Р. Т. Цан[2]

[1]Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
[2]Хемницкий технологический университет, Хемниц, D-09107, Германия
*mia2994@gmail.com

Метод нано-ИК, основанный на комбинации фурье-ИК-спектроскопии и атомно-силовой микроскопии (АСМ), был недавно разработан для преодоления дифракционного предела и достижения пространственного разрешения лучше 20 нм.

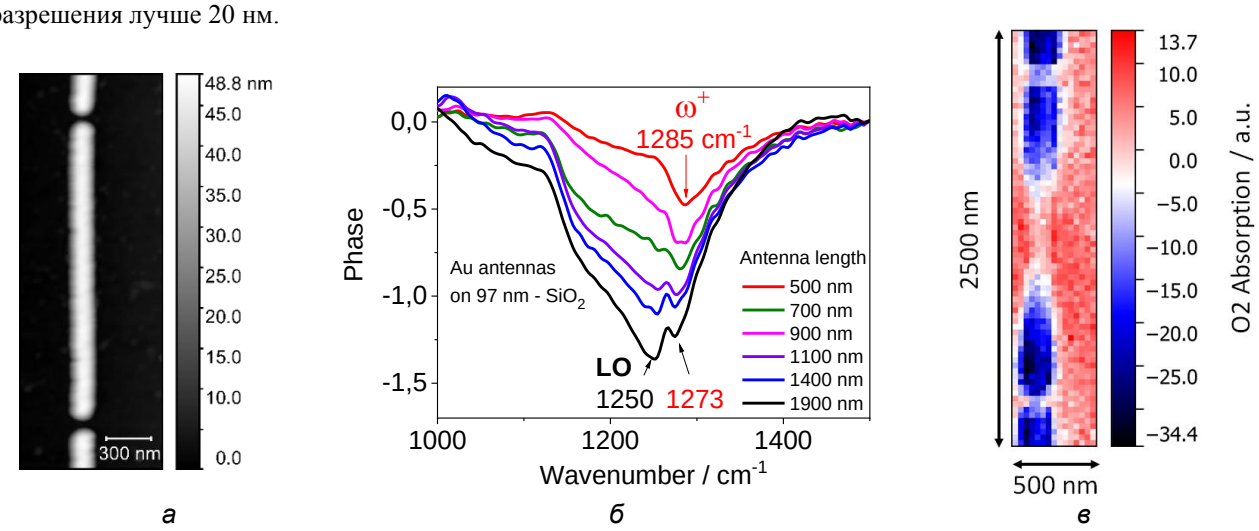


Рис. 1. АСМ-изображение золотых наноантенн (*а*), изготовленных на кремниевой подложке оксидным слоем толщиной 10 нм. Нано-ИК-спектры наноантенн различной длины (1900–500 нм), созданных на слое SiO_2 толщиной 97 нм (*б*). Типичная гиперспектральная нано-ИК-карта, где каждый пиксель соответствует отдельному спектру (*в*). Цветовая шкала отображает поглощение в спектральном диапазоне 1240–1280 $см^{-1}$

В настоящей работе установлена взаимосвязь между плазмонными и структурными свойствами золотых наноантенн и визуализирована методом гиперспектрального нано-ИК-картирования. Метод нано-ИК-спектроскопии позволяет наблюдать сильную связь между локализованными поверхностными плазмонами (ЛПП) массивов наноантенн (рис. 1, *а*) и фононами в слоях SiO_2 на нанометровом масштабе.

Показано, что при перекрытии энергий плазмонов и оптических фононов SiO_2 (рис. 1, *б*) плазмон-фононное взаимодействие в нано-ИК-геометрии приводит к расщеплению моды ЛПП на две ветви (низко- и высокочастотные плазмон-фононные моды, ω^- и ω^+ соответственно). Установлено, что энергия плазмон-фононных мод зависит от длины золотых наноантенн и, следовательно, от энергии ЛПП резонанса (рис. 1, *б*). Более того, гиперспектральное картирование индивидуальных наноантенн (рис. 1, *в*) позволяет детально анализировать плазмон-фононное взаимодействие с пространственным разрешением до нанометрового масштаба. Обсуждается значительная разница энергий мод ЛПП, наблюдаемая в экспериментах, выполненных в геометрии традиционной ИК- и нано-ИК-спектроскопии.

Таким образом, комбинация традиционной и нано-ИК-спектроскопии позволяет получить более глубокое понимание новых физических явлений на наномасштабном уровне.

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и инновационной политики Новосибирской области, Соглашение № 30-2025-000858, и проекта РНФ № 25-17-10138.

Магнито-транспорт дираковских энионов в структурах с вигнеровскими квантовыми точками InP/GaInP$_2$

А. М. Минтаиров, В. Ю. Аксенов, А. С. Власов, К. А. Гаврилов, Н. А. Калюжный, А. В. Малевская, С. А. Минтаиров, Р. А. Салий, Н. Ю. Михайлин

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 26, Политехническая, Санкт-Петербург, 194021
*amintairov@mail.ioffe.ru

Двумерные (2D) квантовые точки в режиме вигнеровской локализации являются источниками элементарных магнитных полюсов (зарядов) [1], существование которых обусловлено квантованием электрического заряда и было предсказано в 1931 г. Дираком [2]. Формирование магнитных зарядов соответствует образованию в таких вигнеровских квантовых точках (ВКТ) магнито-электронных комплексов – дираковских энионов (ДЭ), изучение которых представляют огромный интерес как с точки зрения исследований фундаментальных проблем квантовой физики, так и с точки зрения применений в квантовых вычислениях [3]. Особый интерес вызывает исследование сверхсильного магнитного взаимодействия между полюсами ДЭ, которые на три порядка больше кулоновского [2], что наблюдалось в лазерной генерации оптических микрорезонаторов с ВКТ InP/GaInP$_2$ [1]. Кроме того, ожидается, что это взаимодействие может обеспечить длину туннелирования ДЭ величиной около микрона, что, например, объясняет квантовый эффект Холла [1]. В настоящей работе приведены результаты предварительных измерений магнито-транспорта структур ВКТ InP/GaInP$_2$, подтверждающие эти ожидания.

В исследуемых структурах ВКТ представляют собой квази-2D-островки InP размером около 100 нм и плотностью несколько на квадратный микрон в матрице GaInP$_2$ толщиной около 100 нм (см. вставки на рис. 1, *а*). Легирование островков несколькими электронами и формирование ВКТ, имеющих безразмерный радиус Вигнера – Зейца до 4 и квантовое ограничение до 0,2 мэВ, происходит в результате пьезо-эффекта, обусловленного ромбоэдрической кристаллической структурой атомно-упорядоченной матрицы и интерфейсного потенциала величиной около 200 мэВ (см. вставку на рис. 1, *а*) [4]. Формирование ДЭ и их стабильность во внешнем магнитном поле контролировалось по низкотемпературным спектрам ФЛ одиночных ВКТ (см. вставку на рис. 1, *б*) [3]. Для транспортных измерений на установке Quantum Design PPMS-14 при температуре 5 К на структуру наносились контакты Au/Ge.

Измерения показали аномально низкие значения сопротивления, соответствующие величине 300 Ω/□, активационные энергии 6,5 и 0,005 мэВ (рис. 1, *а*) и анизотропию магнито-сопротивления, соответствующую 2D-транспорту (рис. 1, *б*), что соответствует резонансному туннелированию через ВКТ. При этом этом длина туннелирования >300 нм, что видно из карты интенсивности ближнепольной ФЛ на верхней вставке (рис. 1, *а*), в которой видны возможные резонансные ВКТ с ДЭ D1e и D4e .

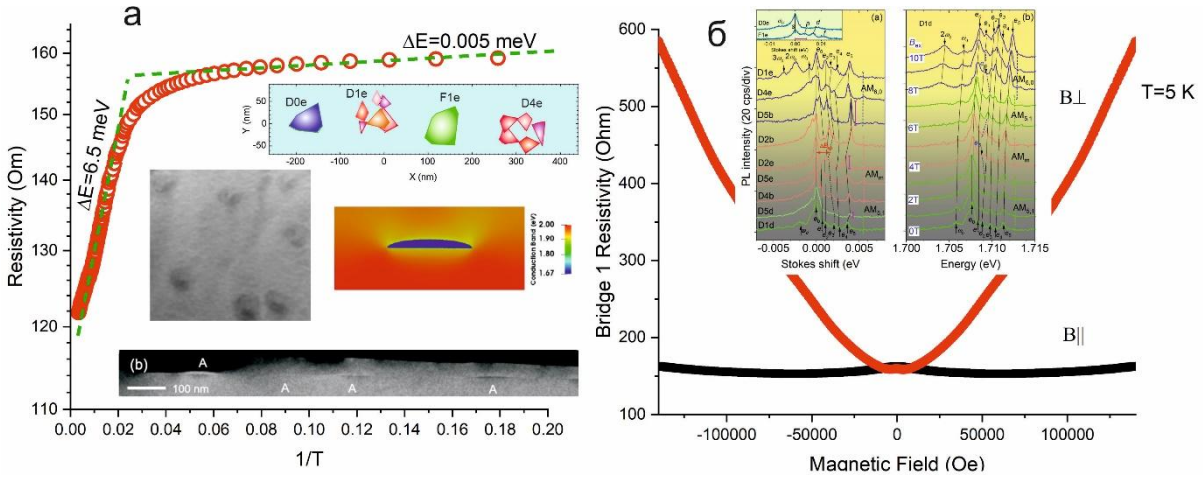


Рис. 1. Зависимость сопротивления структуры от температуры (*а*). Штриховыми прямыми изображен закон Аррениуса с энергиями активации 6,5 и 0,005 мэВ. Вставки показывают карты интенсивностии ближнепольной ФЛ одиночных ВКТ [3] (верх), изображение просвечивающей электронной микроскопии в плоскости размером 1 × 1 мкм (центр, слева) и поперечном сечении (низ) и расчетную зону проводимости в поперечном сечении (центр, справа) [4]; *б* – зависимости магнито-сопротивления для направлений магнитного поля параллельно и перпендикулярно плоскости структуры. Вставка показывает спектры ФЛ девяти ВКТ и зависимости спектра ФЛ одиночной ВКТ от магнитного поля [3]

1. A. M. Mintairov, V. Yu. Axenov, D. V. Lebedev et al. // Phys. Rev. B. 2025.V. 111. P. 045410.
2. P. A. M. Dirac // Proc. Roy. Soc. A. 1931. V. 133. P. 601931.
3. A. M. Mintairov, D. V. Lebedev, A. S. Vlasov and S. A. Blundell // Sci Reports. 2021. V. 11. P. 21440.
4. A. M. Mintairov, A. V. Ankundinov, N. A. Kalyuzhnyy et al. // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 1118. P. 121101.

Структуры с множественными $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ квантовыми ямами для ИК-фотоприемников

Н. Н. Михайлов[1]*, С. А. Дворецкий[1], В. С. Варавин[1], Р. В. Менщиков[1], В. Г. Ремесник[1], И. Н. Ужаков[1], А. В. Гусаров[2], Е. В. Сусов[2], С. В. Морозов[3]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090
[2]АО «МЗ Сапфир», пр-д Днепропетровский, д. 4а, стр. 3а, Москва, 117545
[3]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*mikhailov@isp.nsc.ru

Твердые растворы теллурида кадмия и ртути (КРТ) – базовый материал для создания ИК-фотоприемников, работающих в ближнем, среднем, дальнем ИК- и ТГц-диапазонах. Длинноволновая граница (λ_c) фотоприемников определяется шириной запрещенной зоны, которая контролируется составом твердого раствора, необходимая точность поддержания которого экспоненциально возрастает при движении в длинноволновую область. С ростом величины длинноволновой границы увеличивается толщина эпитаксиальной пленки для получения эффективного поглощения.

В структурах с $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ квантовыми ямами (КЯ), где *x* и *y* – содержание кадмия в квантовой яме и барьерном слое соответственно. Энергетическое положение уровней размерного квантования при заданных значениях составов в КЯ и барьерном слое и рабочей температуре зависит только от толщины КЯ. Следовательно, изменяя толщину КЯ, мы можем управлять длинноволновой границей поглощения ИК-излучения. Теоретические расчеты, проведенные для таких структур, показали, что обнаружительная способность структур с множественными КЯ (МКЯ) с числом более 100 может превышать обнаружительную способность при использовании однородного материала КРТ соответствующего состава. Уменьшение шумовых характеристик и увеличение времени жизни носителей заряда в КЯ позволят увеличить рабочую температуру ИК ФП с сохранением его фоточувствительных характеристик.

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований процессов МЛЭ и характеризации структур с МКЯ $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ с различными *x* и *y*. Структуры выращивались на подложках CdTe/ZnTe/(013) GaAs на установке «Обь-М» (УНУ 353512) с модернизированным источником кадмия и эллипсометрическим контролем параметров растущего слоя *in situ*. Были выращены серии структур МКЯ с 20–40 КЯ с содержанием кадмия в КЯ: $x \leq 0{,}03$, $x \cong 0{,}25$ и $\leq 0{,}1$ и толщинами КЯ от 2,7 нм до 8 нм. Измерения спектров пропускания и фотопроводимости на макетах фотосопротивлений показали, что λ_c смещается в сторону больших длин волн с увеличением толщины КЯ и уменьшением состава в КЯ. Изменения состава широкозонных барьерных слоев в интервале y = 0,6–0,5 не приводит к существенному изменению длинноволновой границы.

Продемонстрировано, что термические отжиги выращенных структур с МКЯ позволяют воспроизводимо корректировать λ_c, смещая ее в коротковолновую область с увеличением времени или увеличением температуры отжига. Термический отжиг проводился в инертной среде с парами ртути в температурном интервале 185–230 °C в течение 1÷4 часов для предотвращения образования вакансий.

Показано, что разработанная технология МЛЭ структур МКЯ позволяет воспроизводимо и контролируемо выращивать структуры с числом до 100 КЯ. МКЯ с $\lambda_c \sim 4{,}0$ мкм были переданы в АО «МЗ Сапфир» для изготовления ИК ФП по заводской технологии. Фоторезистивные ИК ФП на основе МКЯ с фоточувствительной площадкой 530×300 мкм показали, что λ_c составила 4,0 мкм и 4,75 мкм при температурах 300 К и 80 К соответственно. Обнаружительная способность ИК ФП измерялась на установке К 54-410, используемой при аттестации серийной продукции, в соответствии с ГОСТ 17772-88. Отклонения в измерениях сигнала и шума находились в пределах погрешности данной установки. При комнатной температуре и угловой фоновой засветке 2π обнаружительная способность составила в максимуме чувствительности $D^*_{\lambda max} = 1{,}9\times10^{10}$ Вт$^{-1}$Гц$^{1/2}$см. Эти значения превышают коммерческие ИК ФП фирмы Vigo (Польша) в более чем 3 раза. Пассивирующее покрытие фотосопротивлений обеспечивает сохраняемость парметров ИК ФП при испытаниях повышенной температурой 60 °C в течение 90 суток. Таким образом, фоточувствительный материал в виде структур с МКЯ может быть использован для серийно выпускаемой продукции ИК ФП.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-62-00010.

Управление спектром поляритонных мод вблизи порога генерации в лазере класса С путем изменения параметров резонатора

А. В. Мишин*

Институт прикладной физики им. А. В. Гапонова-Грехова, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950
*mishin@ipfran.ru

Как известно [1, 2], благодаря низкодобротному резонатору в лазерах класса D и С время затухания оптических дипольных колебаний активных центров значительно больше или порядка времени затухания электромагнитного поля, а следовательно, ведущую роль играют колебания поляризации. Именно с наиболее добротной поляритонной, а не электромагнитной модой связано стационарное (монохроматическое) излучение лазера выше порога генерации. Более того, выше так называемого второго порога, отвечающего переходу к нестационарной генерации, возбуждается, как правило, одна или две соседние поляритонные моды. При этом основная мода испытывает нелинейные искажения прежде всего вследствие образования полуволновой решётки инверсии населённостей активных центров, формируемой из-за стоячей структуры этой моды, т. е. благодаря биениям встречных волн в лазерном резонаторе Фабри – Перо с распределенной обратной связью (РОС) волн. Наличие указанной решётки влияет на среднюю по резонатору инверсию населённостей, растущую с ростом накачки, в отличие от лазеров класса А и В, где уровень инверсии населённостей стабилизируется на значении, отвечающем порогу генерации. Поэтому свойства лазера класса С вблизи второго порога генерации в значительной мере определяются зависимостью спектра (частоты и инкремента) соседних с основной поляритонных мод от уровня накачки. Управлять спектром таких поляритонных мод можно путём изменения параметров резонатора.

Доклад посвящён анализу зависимости спектров комплексных волновых чисел и частот основной и соседних поляритонных мод от параметров комбинированного резонатора Фабри – Перо с РОС при их изменении в широких интервалах значений и основан на решении дисперсионного и характеристического уравнений [1].

Пример подобной зависимости спектров волновых чисел от фазы коэффициента отражения одного из зеркал резонатора при одинаковых величинах коэффициентов отражения обоих зеркал приведен на рис. 1.

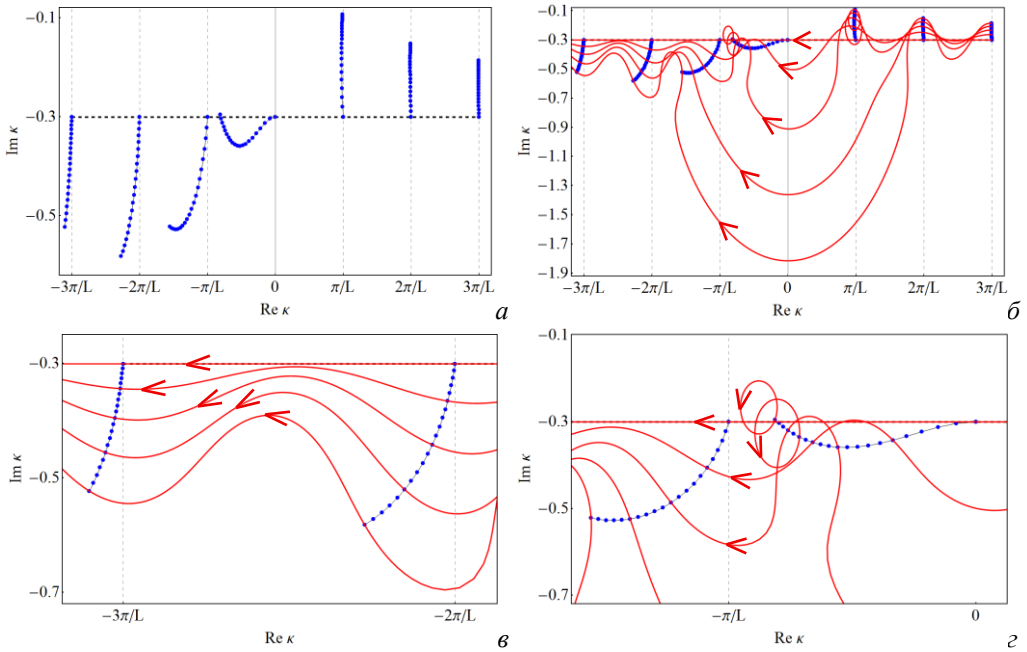


Рис. 1. Комплексные отстройки волновых чисел от половины волнового числа РОС для 7 мод при параметрах L = 4, R_1 = = 0,3, $R_2 = 0{,}3\exp(i\varphi_2)$ для $\varphi_2 = 0$ (*а*). Расчёты выполнены при изменении нормированного коэффициента РОС (гофрировки) β_0 с шагом 0,05 (синие точки; о расчёте и обозначениях см. [1]). То же (*б*), но при изменении фазы зеркала φ_2 от 0 до 2π для значений β_0 = 0; 0,25; 0,5; 0,75; 1 , отвечающих 5 красным линиям сверху вниз по порядку. Два увеличенных участка *в* и *г* спектра рис. *б* с существенно различным поведением данных кривых (включая их замкнутый ход и переименование мод)

Проведенный анализ свидетельствует о наличии широких возможностей управления возбуждением поляритонных мод и изменения второго порога генерации лазера класса С путём изменения свойств резонатора.

Автор благодарен Е. Р. Кочаровской и Вл. В. Кочаровскому за обсуждение результатов численного анализа спектра мод. Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН, тема FFUF-2023-0002.

1. Е. Р. Кочаровская, Вл. В. Кочаровский. Структура и особенности автомодуляции сверхизлучательных состояний в асимметричном резонаторе Фабри – Перо // ФТП. 2023. Т. 57, № 5. С. 348–356.

2. Вл. В. Кочаровский, А. В. Мишин, Е. Р. Кочаровская. Изменения спектра и структуры поляритонных мод лазера класса С под действием распределенной обратной связи волн // Оптический журнал. 2024. Т. 91, № 7. С. 13–24.

Лазерная генерация AlGaN-микролазеров на сапфире на длине волны 255 нм

Э. И. Моисеев[1]*, Д. А. Масютин[1], И. А. Мельниченко[1], Д. А. Шохонов[2], В. В. Микулич[2], А. А. Пивоварова[3], Н. Д. Ильинская[3], И. П. Смирнова[3], Л. К. Марков[3], Е. В. Луценко[2], А. Е. Жуков[1], Н. В. Крыжановская[1]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Санкт-Петербург, Россия
[2]Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь
[3]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
*emoiseev@hse.ru

Источники глубокого УФ-излучения востребованы для дезинфекции (стерилизации) воздуха, воды и поверхностей, газового анализа, литографии и других задач [1, 2]. Ширина запрещённой зоны AlGaN (3,4–6,2 эВ) делает эти материалы пригодными для генерации излучения в широком УФ-диапазоне. Одной из ключевых задач является разработка компактных эффективных лазерных источников с низким порогом генерации. Использование микрорезонаторов с модами шепчущей галереи обеспечивает лазерную генерацию в резонаторах микронного размера с низким порогом генерации [3]. Это позволяет создавать микролазеры диаметром всего несколько микрометров с высокой добротностью, что важно для интеграции в компактные оптические системы. В данной работе представлены результаты исследования микролазеров на основе AlGaN-соединений, синтезированных на подложке сапфира.

Гетероструктура синтезирована методом молекулярно-пучковой эпитаксии на сапфировой подложке с буферным слоем AlN. В активной области размещены три квантовые ямы $Al_{0,5}Ga_{0,5}N/Al_{0,6}Ga_{0,4}N$, обеспечивающие усиление в глубоком УФ-диапазоне. Микрорезонаторы с радиусом от 1 до 6 мкм были сформированы при использовании фотолитографии. Процесс травления проводился в хлорсодержащей плазме в смеси газов (Cl_2/BCl_3) через никелевую маску. После травления образцы обрабатывались в KOH (0,8 %, 63 °C, 20 мин) для сглаживания боковых стенок и повышения качества поверхности. Оптическая накачка структур осуществлялась с помощью импульсного лазера QC 150 Solar LS на длине волны 213 нм с частотой повторения 100 Гц и длительностью импульса 1 нс. Для регистрации сигнала использовался спектрометр Optosky ATP5020P.

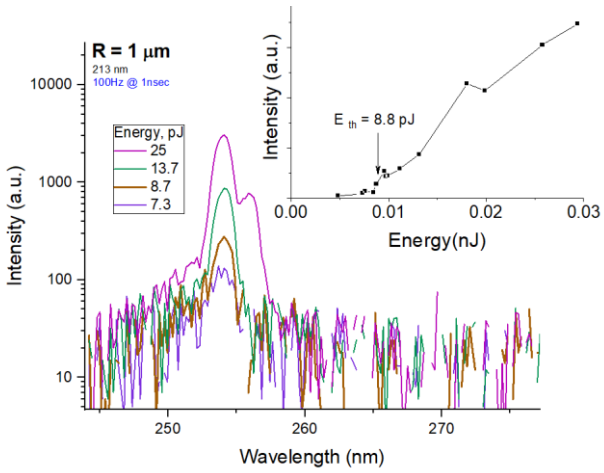


Рис. 1. Спектры излучения микролазера с радиусом 1 мкм. Вставка: зависимость интенсивности лазерной линии от энергии накачки

Впервые в AlGaN-микролазерах продемонстрирована лазерная генерация на длине волны ~255 нм. Минимальная пороговая энергия составляла 8,8 пДж (пиковая плотность ≈280 кВт/см²) для микролазера с радиусом 1 мкм. С увеличением радиуса до 6 мкм наблюдалось увеличение пороговой энергии до 1,65 нДж. Достигнутая низкопороговая генерация при комнатной температуре, а также технология изготовления, совместимая с планарными процессами, демонстрируют высокий потенциал AlGaN-микролазеров для практических приложений.

Работа выполнена в рамках проекта «Международное академическое сотрудничество» НИУ ВШЭ.

1. M. Shan и др., Deep UV Laser at 249 nm Based on GaN Quantum Wells. ACS Photonics. V. 6, no. 10. P. 2387–2391. 2019, doi: 10.1021/acsphotonics.9b00882.
2. F. Tabataba-Vakili и др. Monolithic integration of ultraviolet microdisk lasers into photonic circuits in a III-nitride-on-silicon platform. Opt. Lett. V. 45, no. 15. P. 4276. авг. 2020. doi: 10.1364/OL.395371.
3. D. Wang, T. Zhu, R. A. Oliver, и E. L. Hu. Ultra-low-threshold InGaN/GaN quantum dot micro-ring lasers. Opt. Lett. V. 43, no. 4. P. 799. 2018. doi: 10.1364/OL.43.000799.

Аномальное квантование мод и сверхсильное электромагнитное поглощение в щелевом резонаторе для двумерных плазмонов

И. М. Моисеенко[1]*, О. В. Полищук[2], В. М. Муравьев[3], Д. А. Свинцов[1]

[1]Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов, Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2] Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Саратов, 410019
[3] Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432
*moiseenkoim@yandex.ru

Плазмоны – коллективные колебания электронов в металлических и полупроводниковых наноструктурах – позволяют концентрировать электромагнитную энергию на субволновых масштабах. Свойства двумерных плазмонов широко исследованы в различных конфигурациях неограниченных структур на основе двумерных электронных систем (ДЭС) [1, 2], в то время как задачи о поведении плазмонов в пространсвенно ограниченных структурах все еще актуальны. Так, получены решения для задач рассеяния плазмонов на оборванном крае ДЭС [3], на торцевой границе двух ДЭС с различными проводимостями [4] и др. Составным блоком плазмонных устройств является ДЭС с металлическими контактами и/или экранированная затвором, поэтому исследование эффективности возбуждения плазмонов в результате рассеяния электромагнитного излучния на металлических элементах структур особенно важно для проектирования электромагнитных детекторов и источников [5, 6, 7].

В настоящей работе мы выводим законы отражения для плазмонов в ДЭС на границе её экранированной и открытой области (рис. 1, *а*) с помощью метода Винера – Хопфа и используем эти законы для анализа плазмонных мод в щели, образованной затворами над ДЭС (рис. 1, *б*). Показано, что в случае близкого расположения затвора к ДЭС коэффициент отражения плазмонов близок к единице, при этом плазмон приобретает фазовый сдвиг $-\pi/4$ при отражении от края экранированной области ДЭС. Это приводит к тому, что щель в затворе над ДЭС действует как плазмонный резонатор с собственными модами, удовлетворяющими нетривиальному правилу квантования $L = \lambda/8 + n \times \lambda/2$, где n = 0, 1, 2.., а λ – длина волны плазмона. Основная плазмонная мода в щели возбуждается при условии, что $L = \lambda/8$, что существенно отличается от известного выражения для частоты в оптическом резонаторе Фабри – Перо, где = $\lambda/2$. Сечение поглощения электромагнитного излучения A для щелевых плазмонов довольно велико и приближается к «дипольному пределу» $2\lambda_0/\pi$, где λ_0 – длина волны в свободном пространстве (рис. 1, *с*).

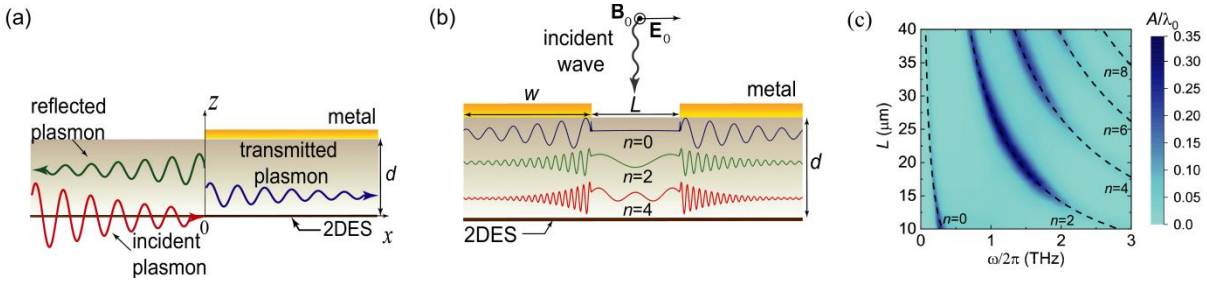


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемых структур (*а* и *b*); *с* – спектр сечения поглощения A, нормированного на длину падающей волны в структуре с щелью, шириной L

Полученные результаты подчёркивают уникальное поведение плазмоных мод, возбуждаемых в щели затвора, и открывают путь к разработке современных плазмонных устройств.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 24-79-00094).

1. F. Stern // Physical Review Letters. 1967. V. 18. P. 546–548.
2. V. Ryzhii, A. Satou and T. Otsuji // Journal of Applied Physics. 2007. V. 101. 024509.
3. A. Yu. Nikitin, T. Low and L. Martin-Moreno // Phys. Rev. B. 2014. V. 90, 041407.
4. D. Svintsov, G. Alymov // Physical Review B. 2023. V. 108. L121410.
5. S. Boubanga-Tombet et al. // Phys. Rev. X. 2020. 10. P. 031004.
6. E. I. Titova et al. // Adv. Optical Mater. 2025. V. 13. 2500167.
7. I. Moiseenko, D. Svintsov and E. Nikulin // Phys. Rev. Appl. 2025. V. 24. 014059.

Исследование тёмных плазмонных мод в латеральных плазмонных кристаллах на базе AlGaAs/GaAs

А. А. Морозов[1]*, А. М. Зарезин[2], В. М. Муравьёв[1,2], И. В. Кукушкин[2]

[1]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141701
[2]Институт физики твёрдого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432
*morozov.aleksei@phystech.edu

Плазмонные кристаллы на основе двумерного электронного газа (2DES) в гетероструктурах AlGaAs/GaAs представляют собой интереснейшую платформу для исследования различных коллективных возбуждений электронного газа в субтерагерцовом диапазоне. Периодическая модуляция потенциала, сформированная металлической решёткой, приводит к формированию латеральных плазмонных кристаллов, в которых плазмонные волны отражаются от границ затвора, образуя стоячие моды заряда и тока.

В таких структурах реализуются как светлые (оптически активные), так и тёмные (оптически неактивные) плазмонные моды. Светлые моды имеют симметричное распределение плотности тока j(x) и ненулевой дипольный момент, что позволяет их возбуждать плоской электромагнитной волной. Тёмные моды, напротив, характеризуются асимметричным распределением j(x) и симметричным распределением заряда ρ(x), их возбуждение требует применения специальных методик, например, подачи высокочастотного возбуждающего сигнала непосредственно на металлический затвор.

Для описания мод применяют модель Кронига – Пенни [1], которая учитывает чередование участков с затвором и без него. Такой подход позволяет получить дисперсионные соотношения, описывающие данные моды в центре зоны Бриллюэна $q = 2\pi N/p$, где p – период, N – номер зоны.

Экспериментальные измерения проводились при низких температурах в криостате с жидким гелием. В ходе работы выполнено теоретическое моделирование дисперсионных зависимостей и проведены исследования серии образцов, отличающихся периодом металлической решётки и коэффициентом заполнения, с целью сопоставления теоретических и экспериментальных данных. Резонансные частоты вблизи нулевого магнитного поля близки к теоретическим значениям светлой и темной мод.

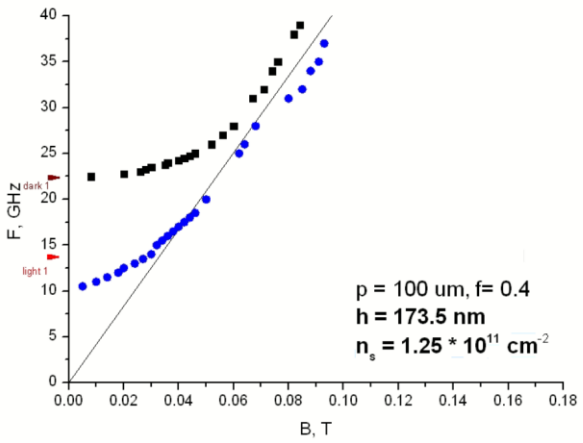


Рис. 1. Пример магнитодисперсии тёмной и светлой моды, где красной стрелкой отмечена теоретическая позиция светлой моды, чёрной стрелкой – тёмная мода

1. A. R. Khisameeva, A. Shuvaev, A. A. Zabolotnykh. On the Nature of the Fundamental Plasma Excitation in a Plasmonic Crystal // Phys. Rev. Research. 7. 033224 (2025).

РОС-лазер при оптической накачке на основе КЯ HgCdTe на основе одномерной брэгговской решетки

С. В. Морозов[1], В. В. Уточкин[1], В. В. Румянцев[1], М. А. Фадеев[1], А. А. Разова[1], К. А. Мажукина[1], А. А Янцер[1], Я. Н. Паулкина[1], В. И. Гавриленко[1], Д. В. Шенгуров[1], Е. Е. Морозова[1], Н. С. Гусев[1], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], В. Р. Барышев[2], Н. С. Гинзбург[2], Г. С. Соколовский[4]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ИПФ РАН, Нижний Новгород, Ульянова, 46, 603950
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[4]ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Политехническая, 26, 194021
*more@ipmras.ru

Реализация компактных источников излучения для среднего ИК-диапазона остаётся востребованной в ряде фундаментальных исследовательских и прикладных задач, связанных со спектроскопией газов и твёрдых тел, например, мониторинга окружающей среды или медицины. Среди полупроводниковых лазеров в данный момент неплохие характеристики по мощности и рабочим температурам в среднем ИК-диапазоне демонстрируют квантовые каскадные лазеры (ККЛ). Однако из-за ряда недостатков они не всегда удовлетворяют некоторым задачам спектроскопии. Альтернативными компактными источниками могут быть межзонные лазеры на основе узкозонных твёрдых растворов, в частности межзонные полупроводниковые излучатели на основе квантовых ям (КЯ) HgCdTe/CdHgTe [1]. Фундаментальной основой для реализации межзонного усиления в столь узкозонных материалах является подавление безызлучательной оже-рекомбинации из-за квазирелятивистского закона дисперсии носителей. В связи с известными сложностями p-легирования структур с КЯ HgCdTe представляется привлекательной реализация таких компактных лазеров с оптической накачкой диодным лазером, например, при накачке ИК ККЛ. И действительно, типичная пороговая плотность мощности накачки HgCdTe-лазеров с длиной волны более 20 мкм лежит в диапазоне 10^0–10^3 Вт/см^2 (в зависимости от температуры и потерь в волноводе [2]), что даёт оценку требуемой интегральной мощности накачки в диапазоне 10^{-1}–10^1 Вт для лазерных мез различной геометрии. Приведённые значения интегральной мощности доступны для современных каскадных лазеров и межзонных лазеров ближнего ИК-диапазона, таким образом, реализация компактного лазера с оптической накачкой, казалось бы, принципиально возможна. Кроме того, ещё больший интерес представляет собой следующий шаг, типичный для исследования в лазерной физике, – лазер с распределённой обратной связью (РОС). Теоретическая концепция такого лазера на основе квантовых ям HgCdTe/CdHgTe при оптической накачке была предложена авторами данного исследования в работе [3].

В данной работе впервые получена генерация в лазере с распределённой обратной связью на основе КЯ HgCdTe на 13,5 мкм с вертикальным выводом излучения при накачке 8 мкм отечественным ККЛ. РОС-лазер был сформирован на волноводной структуре с пятью КЯ $Hg_{0,89}Cd_{0,11}Te/Cd_{0,66}Hg_{0,34}Te$ толщиной 7,4 нм, которая была выращена методом МПЭ на полуизолирующей GaAs (013) подложке с буферами из ZnTe и CdTe. На поверхности структуры методом ионного травления был сформирован резонатор, представлявший собой одномерную диэлектрическую брэгговскую решётку с периодом 7,5 мкм, обеспечивающую распределённую обратную связь с выводом излучения под углом 21° к поверхности. Образец устанавливался на холодный палец криостата замкнутого цикла (9–300 К), спектры излучения исследовались методами времяразрешённой фурье-спектроскопии. Оптическая накачка осуществлялась импульсным или непрерывным CO_2-лазерами (длина волны генерации 10,6 мкм), непрерывным волоконным лазером (длина волны генерации 1,9 мкм) и импульсным ККЛ (8 мкм, ~4 Вт в пучке диаметром ~2,5 мм), пятно лазеров полностью засвечивало или покрывало часть брэгговской решётки. В последнем случае резонатор формировался в засвеченной части решётки. В исследуемом РОС-лазере наблюдалась узкополосная лазерная генерация с FWHM < 0,15 см$^{-1}$ (4,5 ГГц) на длине волны ~13,5 мкм при температуре 8–30 К. При этом сдвиг линии генерации с ростом температуры не превышал 0,1 см$^{-1}$, а эмиссия излучения происходила в узком телесном угле (не больше 3°).

Таким образом, в волноводной структуре с квантовыми ямами на основе HgCdTe продемонстрирована одночастотная лазерная генерация на длине волны 13,5 мкм путём формирования на поверхности структуры периодической системы гребней, реализующих распределённую обратную связь. Показано, что используемая технология ионного травления не приводит к увеличению пороговой интенсивности оптической накачки, которая не превышает 100 Вт/см^2 при T < 20 К.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00310-П.

1. К. А. Мажукина и др. // ПЖЭТФ. 2023. Т. 118, № 5. С. 311–316.
2. V. V. Rumyantsev et al. // Applied Physics Letters. 2024. V. 124, no. 16.
3. В. Р. Барышев и др. // ФТП. 2023. Т. 57, № 5. С. 362–368.

Плазмонный кристалл как платформа для терагерцовой электроники: от фундаментальной физики к приложениям

В. М. Муравьев

Институт физики твердого тела РАН им. Ю. А. Осипьяна, Черноголовка, 142432

Плазменные возбуждения в полупроводниковых гетероструктурах и новых слоистых материалах изучаются уже более сорока лет. Плазмонный кристалл представляет собой двумерную электронную систему (ДЭС) с расположенной над ней периодической металлической решёткой. Именно в таких структурах выполнена большая часть экспериментов по наблюдению и исследованию плазмонных мод в полупроводниковых двумерных системах. За это время плазмонные кристаллы стали одной из наиболее перспективных платформ для обнаружения новых физических эффектов и создания ТГц-компонентов. Большинство современных плазмонных устройств опирается на концепцию плазмонного кристалла.

Мы исследовали плазменные возбуждения в терагерцовом пропускании плазмонного кристалла на основе ДЭС в гетероструктуре AlGaAs/GaAs с поверхностной периодической металлической решёткой [1]. Эксперименты показали, что в таком кристалле возбуждается серия плазмонных мод, последовательно эволюционирующих от неэкранированного режима при узких затворах к экранированному при широких. Разработанный нами аналитический подход точно описывает как фундаментальную, так и кратные моды. Установлено, что плазмоны в этом кристалле имеют делокализованную сверхрешёточную природу, характерную для режима слабой связи.

В плазмонном кристалле на базе AlGaN/GaN обнаружено новое семейство «щелевых» плазмонных мод [2]. Показано, что они обладают корневой дисперсией, типичной для неэкранированных двумерных плазмонов, и подчиняются нетривиальному правилу квантования волнового вектора: $q = (N + 1/4)\,\pi/L$ при чётных $N = 2, 4, 6...$ Наблюдение щелевых мод требует выполнения условия $qh \ll 1$ (h – расстояние от ДЭС до затвора), что реализуется в структурах AlGaN/GaN и не выполнялось в более ранних экспериментах на AlGaAs/GaAs из- за существенно большего h. Показано, что «щелевые» плазмоны локализованы в области ДЭС между затворами и проявляются исключительно в режиме сильной связи плазмонного кристалла.

1. A. R. Khisameeva, A. Shuvaev, A. A. Zabolotnykh et al. Spectrum of plasma excitations in a plasmonic crystal fabricated in an AlGaAs/GaAs heterostructure // Phys. Phys. Research 2025. V. 7. P. 033224.

2. A. R. Khisameeva, A. Shuvaev, P. A. Gusikhin et al. Discovery of Slot Plasma Excitations in a AlGaN/GaN Plasmonic Crystal // Phys. Phys. Lett. No. 5. 2025.

Эластичные и самовосстанавливающиеся светоизлучающие диоды на основе A_3N-полупроводниковых соединений

И. С. Мухин[1,2]*, Ф. М. Кочетков[1], Д. Е. Колесина[1], В. В. Федоров[1,2], А. М. Можаров[1,2], А. С. Мирошниченко[3], К. В. Дерябин[3], Д. В. Красников[4], А. Г. Насибулин[4], Р. М. Исламова[3], М. В. Чернышева[5]

[1]СПбАУ РАН им. Ж. И. Алфёрова, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, дом 8, к. 3, литер А, 194021, Россия
[2]СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29, литер Б, 195251, Россия
[3]СПбГУ, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7/9, 199034, Россия
[4]Сколтех, Москва, Большой бул., д. 30, стр. 1, 121205, Россия
[5]Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, UMR 9001 CNRS, Univ. Paris-Saclay, 91120 Palaiseau, France
*imukhin@yandex.ru

Источники ультрафиолетового (УФ) и видимого света, обладающие свойствами гибкости и растяжимости, востребованы для применения в носимых оптоэлектронных устройствах, медицинских устройствах и светодиодных приложениях [1–3]. Ртутные лампы, ранее использовавшиеся в качестве источников УФ-излучения, необходимо заменить альтернативными экологически безопасными источниками, такими как светодиоды на основе III-нитридных соединений. В докладе представлены гибкие и растяжимые светодиоды УФ- и видимого спектральных диапазонов на основе нитевидных микрокристаллов (МНК) AlGaN/GaN и InGaN/GaN.

Разработанные структуры включают в своем составе композитную электролюминесцентную мембрану МНК/полидиметилсилоксан (ПДМС) с гибкими прозрачными электродами. Оптимизирована прозрачность электродов в УФ-диапазоне: показано, что электроды на основе слоев однослойных углеродных нанотрубок (ОУНТ) предпочтительнее в качестве электродов в сравнении с аналогами на основе серебряных нанонитей (AgNW), обеспечивают стабильный электрический контакт с мембраной и демонстрируют высокую прозрачность в УФ- (70 % на длине волны 350 нм) и видимом диапазонах [4]. Свойство эластичности достигается в силу механических свойств ПДМС, а также специальной формы ОУНТ-электродов в виде меандров.

Гибкие и растяжимые УФ-мембраны, демонстрирующие электролюминесценцию в области 315–345 нм, использовались для оптической накачки люминофоров Zn-Ir-BipyPDMS [5]. Полученные люминесцентные спектры люминофора и накачивающего светодиода показывают, что люминофор эффективно поглощает УФ-излучение светодиода и переизлучает его в желтом и оранжевом спектральных диапазонах (видимое излучение в диапазоне 520–650 нм). Стоит отметить, что полимер Zn-Ir-BipyPDMS обладает свойствами самовосстановления при нагревании.

Самовосстанавливающиеся материалы являются перспективной платформой для дисплеев, сенсоров и проводящих композитов нового поколения. В докладе также представлена реализация самовосстанавливающихся светоизлучающих устройств на основе МНК III-нитридных соединений. Предложенный подход объединяет МНК InGaN/GaN, электролюминесцирующие в синем спектральном диапазоне и инкапсулированные в матрицу ПДМС, с гибкими электродами из самовосстанавливающегося силикона слоев ОУНТ. Показано, что самовосстанавливающиеся светодиоды способны частично восстанавливать свои электрические и светоизлучающие свойства после полного механического повреждения (поперечного разреза). Кроме того, электрическая стабильность структур подтверждена испытаниями на изгиб самовосстанавливающегося электрода и всего светодиода: после 400 циклов изгиба восстановленный электрод на основе ОУНТ принимает форму, устойчивую к механическим нагрузкам. Такие устойчивые к повреждениям светодиоды представляют собой значительный шаг на пути к созданию прочных и долговечных гибких оптоэлектронных устройств, устойчивых к механическим воздействиям. Полученные результаты открывают возможности для дальнейшего развития направления эластичных неорганических светодиодов, устойчивых к механическим повреждениям.

Работа выполнена при поддержке государственного задания (FSRM-2026-0004).

1. M. Kneissl // Technology. Semicond. Sci. Technol. 26 (1). 014036 (2011).
2. H. Amano // J. Phys. D. Appl. Phys. 53 (50). 503001 (2020).
3. R. K. Mondal // Mater. Res. Bull. 140. 111258 (2021).
4. N. Amador-Mendez // ACS Adv. Mat. Inter. 16(38). 51000 (2024).
5. E. K. Parshina // Macromol. Rap. Com. 45(21). 2400450 (2024).

Оптически индуцированные ловушки для поляритонных конденсатов, полученные методом ионной имплантации с субмикронным пространственным разрешением

Y. C. Balas,[1] X. Zhou[1] E. Cherotchenko,[2] I. Kuznetsov[3], S. K. Rajendran[4], G. G. Paschos[1], A. V. Trifonov[5], A. Nalitov[3,6]*, H. Ohadi[7] and P. G. Savvidis[1,8]

[1]Department of Physics, School of Science, Westlake University, Hangzhou 310014, China
[2]Ioffe Institute, ul. Polytekhnicheskaya 26, St. Petersburg, 194021, Russian Federation
[3]Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy per., 9, Dolgoprudnyi, Moscow Region 141701, Russia
[4]SUPA, University of St. Andrews, St. Andrews KY16 9SS, United Kingdom
[5]Spin Optics Laboratory, St. Petersburg State University, Ulyanovskaya 1, St. Petersburg 198504, Russia
[6]Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow, 121205, Russia
[7]SUPA, University of St Andrews, St Andrews KY16 9SS, United Kingdom
[8]Institute of Electronic Structure and Laser and Center for Quantum Science and Technologies, FORTH, 70013 Heraklion, Greece
*nalitov.av@mipt.ru

Предложен новый метод реализации комплексных потенциалов для неравновесных поляритонных конденсатов в GaAs-микрорезонаторах, основанный на сфокусированной имплантации ионов гелия [1]. Обработка ионными пучками с субмикронным (~300 нм) пространственным разрешением позволяет контролируемым образом создавать произвольные паттерны плотности дефектов кристаллической решётки. Локальная плотность дефектов, в свою очередь, существенно влияет на темп нерадиационной рекомбинации оптически генерируемого экситонного резервуара и его квазистационарную плотность в схеме неравесной поляритонной конденсации. Таким образом, обработанные ионными пучками области характеризуются подавленной квазистационарной плотностью резервуара и локальным потенциальным минимумом для поляритонных состояний, связанным с экситон-поляритонным отталкивающим обменным взаимодействием, а также подавляет диффузию резервуарных экситонов. При этом темп радиационной рекомбинации и энергия раби-взаимодействия оптической моды резонатора и экситонных состояний не подвержены локальному изменению, что сохраняет режим сильной связи и экситон-поляритонную энергетическую дисперсию.

Полученные в результате комбинации структурного метода ионной имплантации и оптического метода нерезонансной накачки комплексные потенциальные ловушки размером ≤1,2 мкм и объёмом ≈0,6 мкм^3 приводят к поляритонной конденсации в одномодовом режиме. В радиально симметричных ловушках и квантовых проводах больших размеров наблюдается многомодовая поляритонная конденсация. Спектры и профили когерентного поляритонного излучения в прямом и обратном пространствах были количественно воспроизведены прямой диагонализацией неэрмитового гамильтониана уравнения Шрёдингера с комплексным потенциалами. Новая парадигма комбинированного структурно-оптического метода реализации произвольных комплексных потенциалов позволяет кратно повысить характерную энергию поляритон-поляритонного взаимодействия, что открывает дорогу к реализации новых экзотических фаз поляритонных конденсатов, таких как пространственно-временная кристаллизация [2] и суперсолид [3], а также приблизиться к режиму квантовой блокады.

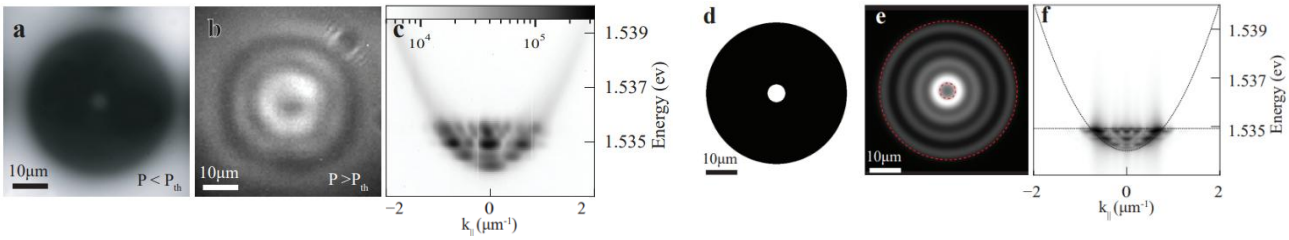


Рис. 1. Многомодовая поляритонная конденсация в радиально симметричной кольцевой ловушке. Допороговая фотолюминесция (*a*) соответствует аксиально симметричному профилю плотности резервуара в теоретической модели (*d*). Когерентное излучение в режиме поляритонной конденсации в прямом (*b*) и обратном (*c*) пространствах воспроизводится диагонализацией неэрмитового гамильтониана уравнения Шрёдингера с комплексным потенциалом (*e*, *f*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00135.

1. Y. C. Balas, X. Zhou, E. Cherotchenko et al. // arXiv:2506.22202 (2025).
2. A. V. Nalitov, H. Sigurdsson, S. Morina et al. // Phys. Rev. A 99, 033830 (2019).
3. P. N. Kozhevin, A. D. Liubomirov, R. V. Cherbunin et al. // arXiv:2507.14585 (2025).

Универсальность критических индексов в режиме квантового эффекта Холла в зависимости от типа потенциала беспорядка

В. Н. Неверов*, С. В. Гудина, Н. С. Сандаков, Н. Г. Шелушинина

ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18, 620108
*neverov@imp.uran.ru

Рассмотрим систему не взаимодействующих электронов, движущихся в неупорядоченном потенциале масштаба A, который намного больше магнитной длины $l_B = (\hbar/eB)^{1/2}$. В этом пределе движение электрона состоит из двух компонент, которые сильно различаются по времени: быстрое циклотронное вращение электрона с частотой $\omega_c = eB/m$ и медленный дрейф центра орбиты, смещающийся по эквипотенциальной линиям (контурам) крупномасштабного потенциала $V(r)$ [1]. Из этого утверждения следует, что электрон локализован вокруг контура $V(r)$ в полосе шириной l_B. Энергия собственного состояния электрона является суммой кинетической энергии циклотронного движения электрона $(n + 1/2)\hbar\,\omega_c$ (где n = 0,1,2,… обозначает уровень Ландау), и потенциальной энергии контура, с которым связано это состояние V_0. Движение электрона делокализовано, если собственное состояние $(n + 1/2)\hbar\,\omega_c + V_0$ находится в энергии перколяции $E_{(c,n)}$ и локализованы в противном случае. Протекание возможно только при одной энергии в каждой подзоне Ландау $E_{(c,n)}$. Длина локализации $\xi(E) \sim |E - E_{(c,n)}|^{-\gamma}$, где γ – показатель длины локализации в перколяционной модели. В классическом случае $\gamma = 4/3$ [2]. В работе [3] было учтено туннелирование в седловых, предполагая при этом, что фаза, характеризующая связь между начальным и конечным состоянием при туннелировании равномерно распределена φ в диапазоне $[0; 2\pi)$. Ими был получен показатель длины локализации $\gamma = 7/3$.

Следует отметить, что при туннелировании должны выполняться законы сохранения. Частица туннелирует в состояние, которое совпадает по энергии с исходным состоянием, но имеет противоположное значение импульса. Именно нарушение закона сохранения импульса не учитывается в предположении, сделанном в модели Чалкера – Конингтона.

Рассмотрим дельтаобразный рассеивающий центр в крупномасштабном потенциале. Если рассеивающий центр расположен вблизи эквипотенциального контура крупномасштабного потенциала $V(r)$, то электрон рассеивается в состояние с тем же импульсом, что и начальное состояние. Ситуация меняется, если рассеивающий центр расположен вблизи седловой точки. В этом случае электрон может рассеяться как на исходный, так и на соседний контур крупномасштабного потенциала. Такое квантование рассеяние отвечает предположениям, сделанным в модели Чалкера – Конингтона.

Свойства сетки протекания определяются узлами решетки (седловыми точками). В нашей модели они двух типов: седловая точка с дельтаобразным рассевающим центром (активный центр) и без него (пассивный центр). Первые дают туннелирование Чалкера – Кодингтона с $\gamma = 7/3$, а вторые – классическое туннелирование с $\gamma = 4/3$.

Область образца, которая определяет критическое поведение системы, определяется длиной когерентности волновой функции (длина сбоя фазы L_φ). В эту область входят пассивные центры и могут входить активные центры (в силу редкости дельтаобразных рассевающих центров). Полную картину проводимости по сетке протекания будем рассматривать как сумму квантовомеханический событий, произошедших на длине сбоя фазы L_φ. Будем полагать, что квантовомеханическое событие, содержащие активный центр, будет давать $\gamma = 7/3$, а с только пассивными центрами $\gamma = 4/3$. В результате на эксперименте будет наблюдаться какое-то промежуточное значение показателя длины локализации, что обычно связывают с крупномасштабным потенциалом. При понижении температуры и, как следствие, при увеличении длины сбоя фазы все события будут содержать активные центры, и будет наблюдаться только универсальное значение показателя длины локализации $\gamma = 7/3$.

Представленная модель хорошо согласуется с выводами экспериментальной работы [4], где связывают наблюдение универсального значения показателя длины локализации с наличием короткодействующего рассеивающего потенциала.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

1. R. E. Prange and R. Joynt // Phys. Rev. B 25. 1982. P. 2943.
2. S. A. Trugman // Phys. Rev. B 27, 1983. P. 7539.
3. J. T. Chalker and P. D. Coddington // J. Phys. C: Sol. St.Phys. 21. 1988. P. 2665.
4. W. Li, J. S. Xia, C. L. Vicente, N. S. Sullivan, W. Pan, D. C. Tsui, L. N. Pfeiffer, K. W. West // Phys. Rev. B 81. 2009. P. 216801.

Термические управляемые ИК-фильтры на основе кремниевых кольцевых микрорезонаторов

А. В. Нежданов*, А. А. Скрылев, К. В. Сидоренко, Д. В. Шестаков, А. И. Бобров, Г. А. Лемешевская, Е. И. Юртова

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*nezhdanov@phys.unn.ru

Кремниевая фотоника в настоящее время стала одной из самых перспективных для реализации различных оптоэлектронных устройств. Это в основном связано с доступностью производства с использованием КМОП-технологии, которая позволяет использовать мощности по производству микроэлектроники для создания фотонных интегральных схем [1]. На платформе системы «кремний на изоляторе» (КНИ) можно производить пассивные кремниевые волноводы и различные селективные устройства по длине волны, такие как микрокольцевые резонаторы (МКР). Кольцевой резонатор общего назначения состоит из оптического волновода, замкнутого на себя таким образом, что резонанс возникает, когда длина оптического пути резонатора равна целому числу длин волн. Таким образом, МКР поддерживают множественные резонансы, а расстояние между ними, свободный спектральный диапазон (FSR), зависит от длины резонатора и температуры, при которой он находится.

В работе приводятся результаты моделирования и экспериментальных исследований кольцевых резонаторов различной конфигурации, изготовленных с использованием технологических возможностей НИИИС им. Ю. Е. Седакова на подложках КНИ. А также изучается вопрос влияния изменения температуры МКР на его оптические спектры и возможности управления ими.

Были проведены исследования спектров оптических потерь микрокольцевых резонаторов в диапазоне длин волн от 1530 до 1570 нм (рис. 1). Определены основные параметры и их взаимосвязь с геометрией полученных структур. Продемонстрирована возможность управления положениями максимумов/минимумов поглощения путем изменения температуры кристалла с МКР (рис. 2).

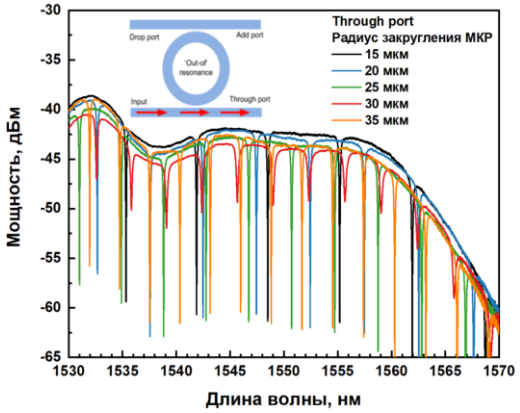


Рис. 1. Спектр оптических потерь для МКР с различным радиусом закругления

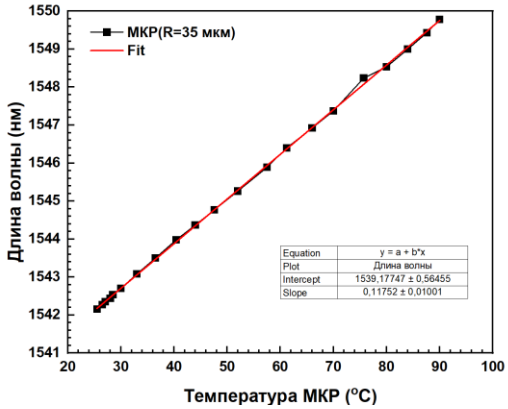


Рис. 2. Зависимость положения резонансного пика в МКР с радиусом 35 мкм от температуры

В части математического моделирования работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSWR-2025-0008. В части эксперимента исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023–2025».

1. D. J. Thomson, A. Zilkie, J. E. Bowers et al. Roadmap on silicon photonics // J. Opt. 18. P. 073003, 2016.

Спиновая поляризация двумерной электронной системы в параллельном магнитном поле

Г. А. Николаев[1,2]*, А. В. Щепетильников[1], М. Э. Сергеев[1,2], С. А. Андреева[3,1], О. В. Орлов[1,2], И. В. Кукушкин[1]

[1]Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл., ул. Акад. Осипьяна, д. 2, 142432
[2]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, 141701
[3]Высшая Школа Экономики (национальный исследовательский университет), Москва, ул. Мясницкая, д. 20, 10100
*nikolaev@issp.ac.ru

В данной работе исследовано изменение спиновой поляризации двумерной сильно коррелированной электронной системы при варьировании внешнего магнитного поля $B_{\parallel}$, ориентированного параллельно плоскости структуры. Благодаря пространственному квантованию орбитальное движение электронов подавлено, поэтому поле управляет именно спиновой подсистемой. Согласно работам [1, 2], полная спиновая поляризация электронов достигается в магнитном поле , при котором энергия Зеемана становится равной фермиевской энергии . Здесь n – двумерная концентрация электронов, а величина $g^*m^*{\sim}\chi^*$ – соответствует перенормированной спиновой восприимчивости. В нашей работе с помощью спектроскопии электронного спинового резонанса (ЭПР), детектируемого по изменению сопротивления структуры, мы непосредственно проследили динамику спиновой поляризации системы (амплитуда ЭПР на рис. 1) в магнитном поле. Спиновая поляризация постепенно растет с увеличением магнитного поля, а в поле 5 Тл становится максимальной, в соответствеии с формулой $B_c = 2\pi\hbar\ n/\mu_B g^* m^*$ для образца с $n = 1{,}4 \times 10^{11}$ см^2 (рис. 1). При дальнейшем увеличении магнитного поля наблюдается уменьшение амплитуды и смена ориентации пика, что объясняется изменением механизма возбуждения ЭПР и дополнительно подтверждается скачкообразным изменением ширины пика резонанса.

Эксперимент проводился в криостате в жидком гелии-4 при температуре 1,5 К. Каждый пик ЭПР соответствует резонансной частоте в суб-ТГц-диапазоне от 15 ГГц до 300 ГГц. Излучение подводилось к образцу в криостате по системе сверхразмерных волноводов. Детектирование ЭПР осуществлялось по сопротивлению двумерной электронной системы (ДЭС) с помощью двух синхронных усилителей. Были изучены ДЭС гетероструктуры ZnO/MgZnO при концентрациях $n = 0{,}6 \times 10^{11}$ см^2, $1{,}4 \times 10^{11}$ см^2, $1{,}8 \times 10^{11}$ см^2.

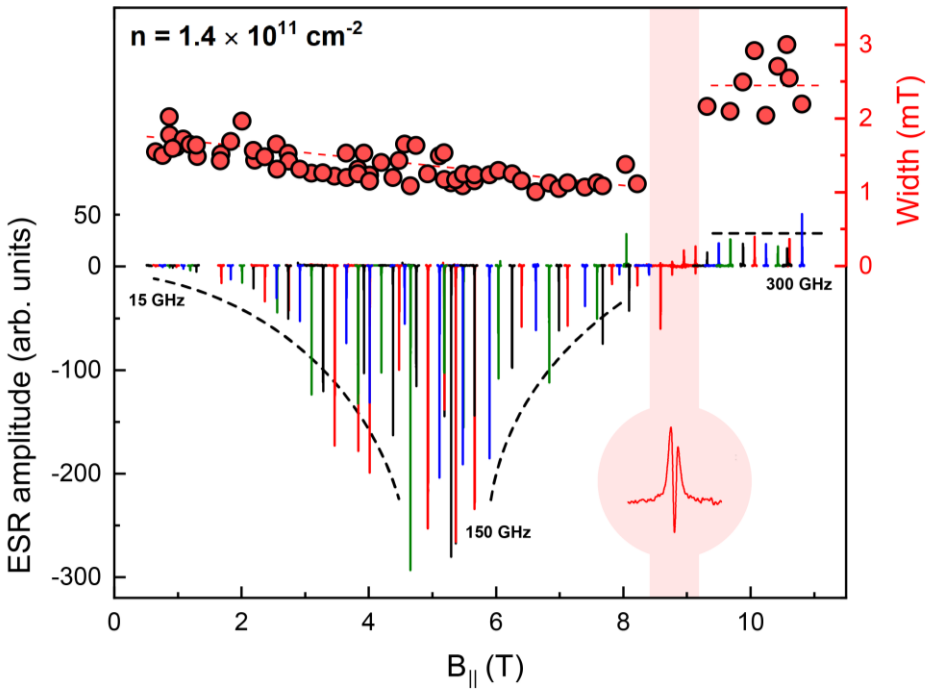


Рис. 1. Изменение амплитуды (линии разных цветов) и ширины на полувысоте пиков (точки) электронного спинового резонанса двумерной электронной системы гетероструктуры ZnO/MgZnO с концентрацией $n = 1{,}4 \times 10^{11}$ см^2. Амплитуда, которая соответствует уменьшению сопротивления в резонансе, домножена на -1

1. Okamoto T., Hosoya K., Kawaji S., & Yagi A. // Physical review letters. 1999. 82(19). 3875.
2. Falson, Joseph et al. // Nature materials. 2022. 311–316.

Рассеяние в геликоидальных краевых состояниях, связанных с заряженным островком: выход за рамки диффузионного приближения

Р. А. Ниязов[1,2]*, И. В. Крайнов[2], Д. Н. Аристов[1,2], В. Ю. Качоровский[2]

[1]НИЦ КИ – ПИЯФ, Гатчина, 188300
[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021
*niyazov_ra@pnpi.nrcki.ru

Двумерные топологические изоляторы (2D ТИ) представляют значительный интерес благодаря наличию на их краю одномерных геликоидальных состояний (ГС). В этих состояниях существует строгая связь между направлением движения электрона и его спином, что обеспечивает защиту от обратного рассеяния на немагнитном беспорядке, поскольку такой процесс потребовал бы переворота спина. Эта «топологическая защита» является краеугольным камнем теоретического описания ТИ. Однако экспериментальные данные [1] демонстрируют, что в образцах длиной более 3 мкм наблюдается значительное рассеяние, интенсивность которого слабо зависит от температуры, что противоречит ожиданиям для механизмов, связанных с неупругими процессами.

Мы предлагаем новый механизм обратного рассеяния, который разрешает это противоречие. В его основе лежит связь ГС с заряженными островками, расположенными вблизи края ТИ [2]. Ключевое отличие нашего подхода от более ранних работ [3] заключается в том, что наш механизм не требует неупругих процессов внутри островка. Это объясняет наблюдаемую в эксперименте слабую температурную зависимость темпа рассеяния.

Ранее мы рассмотрели два типа систем: 1) модельную задачу, в которой островок представляет собой отверстие в объеме 2D ТИ. По границе такого островка также распространяются геликоидальные состояния. При учете взаимодействия $g \neq 0$ в островке существует флуктуирующий циркулярный ток, приводящий к рассеянию назад; 2) реалистичную модель диффузионного островка, который может формироваться в объеме ТИ из-за крупномасштабных флуктуаций потенциала. В таком островке электронная динамика описывается множеством случайных диффузионных путей. При $g = 0$ для каждой диффузионной траектории существует обращенная во времени пара. Суммарная вероятность рассеяния распадается на два логарифмически расходящихся вклада: классический («диффузон») и квантово-интерференционный («куперон»). Благодаря симметрии относительно обращения времени, эти вклады в точности сокращаются, и обратное рассеяние отсутствует. Роль электрон-электронного взаимодействия заключается во введении времени сбоя фазы τ_ϕ. Это подавляет квантово-интерференционный вклад (куперон), в то время как классический вклад (диффузон) остается неизменным. Нарушение точной компенсации приводит к возникновению конечной вероятности обратного рассеяния, пропорциональной диффузионному логарифму $\ln(\tau_\phi/\tau)$. Поскольку τ_ϕ зависит от температуры достаточно слабо, этот механизм хорошо согласуется с экспериментальными наблюдениями.

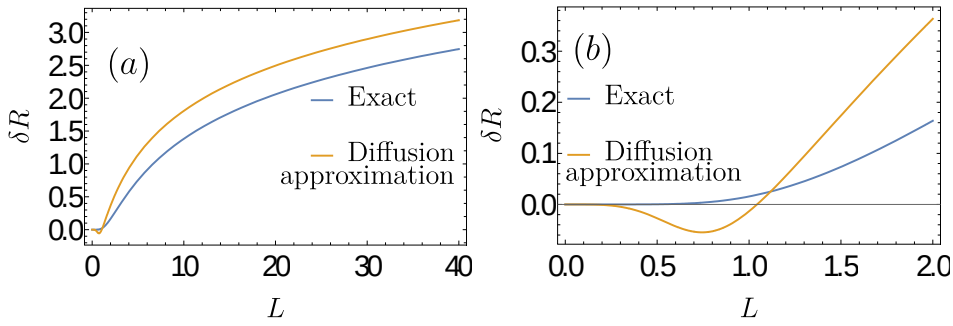


Рис. 1. *a* – зависимость обратного рассеяния от размера островка: точное решение (синяя кривая) и в диффузионном приближении (оранжевая кривая); *b* – в крупном масштабе

Как показано в настоящей работе, при малых размерах островка система демонстрирует нетривиальное поведение: стандартное диффузионное приближение становится неприменимым и дает нефизичный отрицательный результат для вероятности рассеяния назад (рис. 1, оранжевая кривая). В работе был получен правильный ответ, который потребовал учета баллистических вкладов (рис. 1, синяя кривая).

Важным следствием нашей теории является необычное поведение длины локализации в ГС при наличии множества островков. В отличие от обычных систем, где сбой фазы подавляет локализацию, в нашем сценарии длина локализации уменьшается с ростом темпа сбоя фазы τ_ϕ^{-1}.

Таким образом, мы предлагаем последовательный микроскопический механизм, объясняющий наблюдаемое в эксперименте [1] рассеяние назад в топологически защищенных краевых состояниях, которое слабо зависит от температуры.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-12-00212).

1. E. Olshanetsky, Z. Kvon, G. Gusev, N. Mikhailov // Physica E. 147, 115605 (2023).
2. I. V. Krainov, R. A. Niyazov, D. N. Aristov, V. Yu. Kachorovskii // JETP Lett. 122. 495 (2025).
3. J. I. Väyrynen, M. Goldstein, L. I. Glazman // Phys. Rev. Lett. 110. 216402 (2013).

Светодиоды с Ge(Si)/КНИ-наноостровками с вертикальным и планарным выводами излучения

А. В. Новиков[1,2*], В. Б. Шмагин[1], В. Е. Захаров[1,2], А. Н. Яблонский[1], Е. В. Демидов[1], М. В. Шалеев[1], В. А. Вербус[1,2], Д. В. Шенгуров[1], Е. Е. Морозова[1], А. Н. Михайлов[2], Д. И. Тетельбаум[2], А. А. Никольская[2], С. А. Краев[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[3]НИУ «Высшая школа экономики», Сормовское ш., д. 30, Нижний Новгород, 603014
*anov@ipmras.ru

Прогресс в развитии кремниевой фотоники в значительной мере сдерживается проблемой создания источника излучения, совместимого с кремниевой интегральной технологией. Очевидно, что этому условию лучше всего соответствуют источники излучения на основе самого кремния. Несмотря на непрямой характер строения энергетических зон в кремнии, в последние годы были созданы интегральные Si-светодиоды с параметрами, уже позволяющими их использовать для решения отдельных задач кремниевой фотоники [1, 2]. При этом рассматриваются как источники с вертикальным выводом излучения в оптоволокно [1], так и источники с выводом излучения в планарный волновод на основе кремния [2]. В последнем случае источники излучения на основе межзонных переходов в кремнии имеют существенный недостаток, так как их излучение на $\lambda \sim 1{,}1$ мкм характеризуется достаточно большим полгощением в Si-волноводах [2]. Этого недостатка лишены источники излучения на основе Ge(Si) самоформирующихся наноостровков, работающие в спектральном диапазоне $\lambda = 1{,}2$–$1{,}6$ мкм. Недавно было продемонстрировано, что использование фотонных кристаллов (ФК) позволяет значительно увеличить эффективность вертикального вывода излучения из латеральных светодиодов с Ge(Si)-наноостровками, выращенными на подложках «кремний на изоляторе» (КНИ) [3]. Кроме того, было показано, что в таких латеральных светодиодах с длинной базой подача напряжения на подложку позволяет управлять пространственным распределением излучения, а использование ФК может конвертировать изменение в пространственном выходе излучения в изменение спектра излучения светодиодов [4]. Проведенное моделирование транспортных свойств латеральных светодиодов с Ge(Si)/КНИ-наноостровками показало, что влияние потенциала подложки на их излучение во многом обусловлено пространственной локализацией дырок в наноостровках и образованием дополнительного канала для дырок на границе структуры со скрытым окислом при подаче на подложку отрицательного напряжения [5]. Возможность управления свойствами излучения латеральных светодиодов с Ge(Si)/КНИ-наноостровками путем подачи напряжения на подложку позволяет рассматривать их в качестве светоизлучающих транзисторов [4]. В данной работе приведены результаты по формированию латеральных светодиодов с Ge(Si)/КНИ-островками с вертикальным и планарным выводами излучения.

Для увеличения эффективности светодиодов с вертикальным выводом излучения рассмотрена возможность использования так называемых «поверхностных» ФК, для которых глубина травления меньше толщины покровного слоя кремния на островках [6]. При данных условиях заметно уменьшается влияние дополнительных каналов безызлучательной рекомбинации, вносимых при формировании ФК, на люминесцентные свойства Ge(Si)-наноостровков [6]. Светодиоды с поверхностными ФК были сформированы на структурах с Ge(Si)/КНИ-островками с толстым (~150 нм) покровным слоем кремния, что позволяло формировать ФК только в этом слое. Теоретически и экспериментально показано, что в таких ФК возможно формирование различных мод ФК, включая высокодобротные моды связанных состояний в континууме и моды с малой групповой скоростью.

Был продемонстрирован вывод излучения Ge(Si)-наноостровков в планарный волновод и его распространение в волноводе на расстояние до 1 мм, что значительно больше расстояния, на которое распространяется излучение Si-светодиода в Si-планарном волноводе (~200 мкм) [2]. Рассмотрена возможность планарного вывода излучения Ge(Si)/КНИ-островков способом фотонно-кристаллических волноводов.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 25-12-00367) с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

1. Xue J., Kim J., Mestre A. et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2021. V. 68. P. 3870.
2. de Cea M., Li Z., Notaros M. et al. // APL Photon. 2023. V. 8. P. 081301.
3. V. B. Shmagin, A. N. Yablonskiy, M. V. Stepikhova et al. // Nanotechnology. 2024. V. 35. P. 165203.
4. A. N. Yablonskiy, V. B. Shmagin, V. E. Zakharov et al. // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 125. P. 231103.
5. Е. В. Демидов, В. Е. Захаров, В. Б. Шмагин и др. // ФТП 2025. Т. 59. С. 242–249.
6. A. V. Peretokin, D. V. Yurasov, M. V. Stepikhova et al. // Nanomaterials. 2023. V. 13. P. 1678.

Управление плотностью носителей заряда в структурах с монослоями $MoSe_2$

Д. С. Нураев*, Г. М. Голышков, А. С. Бричкин, В. Е. Бисти, А. В. Черненко

ИФТТ РАН им. Ю. А. Осипьяна, Московская обл., Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, д. 2, 142432
*nuraev.ds@phystech.edu

Гетеростуктуры на основе монослоев дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) представляют собой новый класс материалов, привлекающий внимание как интересный объект для фундаментальных исследований и база для создания на их основе разнообразных оптоэлектронных устройств. Монослои ДПМ являются прямозонными полупроводниками с шириной запрещенной зоны, соответствующей оптическим переходам в видимом спектральном диапазоне [1]. В работе исследованы спектры микрофотолюминесценции и отражения hBN-инкапсулированных монослоев $MoSe_2$ в диапазоне температур 5–107 К при управлении плотностью носителей заряда в монослое. Изменение плотности проводилось приложением разности потенциалов между внешним контактом и контактом, подведенным к монослою.

Энергетическое расщепление ΔE_{X-T} между линиями ФЛ экситона X и отрицательного триона T демонстрирует немонотонную зависимость с минимумом при определенном значении напряжения V_g. При фиксированном напряжении значение ΔE_{X-T} увеличивается с ростом температуры (рис. 1).

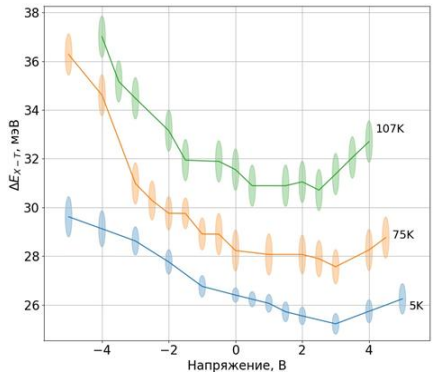


Рис. 1. Зависимость энергетического расщепления между линиями ФЛ триона и экситона от напряжения на контактах при разных температурах

Оценка изменения концентрации свободных носителей заряда, полученная по относительному изменению расщепления между линиями ФЛ экситона и триона, пропорциональному энергии E_F, дает завышенное значение. Более корректным методом является оценка концентрации по соотношению радиационных затуханий для экситона и триона. Аппроксимация экспериментальных спектров отражения с использованием метода матриц переноса (рис. 2) позволяет определить ключевые параметры резонансов, в том числе радиационные времена затухания γ_0.

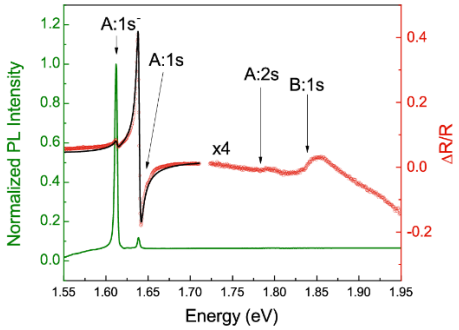


Рис. 2. Дифференциальный спектр отражения и спектр люминесценции при T = 5 К. A:1s – экситон, A:1s⁻ – трион

Получено существенное превышение радиационного затухания для экситона γ_{0X} в сравнении с трионом γ_{0T}, и отношение γ_{0X}/γ_{0T} дает оценку $n_s = 1{,}7 \times 10^{11}$ см$^{-2}$ согласно поляронной модели [2].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00411.

1. Дурнев М. В., Глазов М. М. // УФН. 2018. Т. 188, № 9. С. 372.
2. Glazov M. M. // Journal of Chemical Physics. 2020. V. 153. P. 034703.

Метод определения температуры нанометрового канала субтерагерцового транзистора с двумерным электронным газом

И. В. Макарцев[1], А. Д. Анисимова[2], А. С. Пузанов[2], А. А. Дудин[1,2], Д. С. Асяев[1,2], С. А.Труфанов[2], С. В. Оболенский[1,2]

[1]АО «НПП Салют», ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603107
[2]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, 603950
*obolensk@rf.unn.ru

Субтерагерцовые GaAs/InAs полевые транзисторы применяются в усилителях [1] систем радиолокации, что позволяет существенно улучшить параметры указанных систем. Для моделирования транспорта электронов в канале таких транзисторов необходимо учитывать температуру канала, величина которой может достигать 400–500 К из-за разогрева протекающим током, что существенным образом сказывается как на их усилительных свойствах, так и на надежности полупроводникового прибора [2, 3].

Расчетные методы определения температуры известны [2, 4], но для их использования необходимо точно знать размер тепловыделяющей области, который определяется областью интенсивного излучения оптических и междолинных фононов горячими электронами. В свою очередь, частоты рассеяния электронов на фононах зависят от температуры канала, т. е. задача является самосогласованной. Известные методы компьютерного моделирования позволяют решать такие задачи, но для снижения погрешности вычислений требуется экспериментальная калибровка не только по измеренным статическим и СВЧ-параметрам транзистора, но и по экспериментально определенной температуре канала.

Имеющиеся методы прямого контроля температуры канала с помощью ИК-микропирометрии не позволяют корректно определять температуру, так как размер пикселя изображения превышает длину канала транзистора в 10–100 раз (5–10 мкм против 50–100 нм [3]). Кроме указанного важно, что традиционное использование грибообразного затвора в таких транзисторах затеняет ИК-излучение разогретого канала транзистора от наблюдателя.

В связи с указанным требуется разработка расчетно-экспериментального метода измерения температуры канала на основе сопоставления токов затвора транзистора при изменении напряжений на затворе и стоке. Калибровка метода предполагает проведение измерений при различных температурах основания кристалла транзистора, что позволит проводить пересчет значения тока затвора в температуру канала.

При проведении обработки результатов эксперимента следует учесть, что температура значительно изменяется вдоль канала транзистора [3], так что результат измерений тока затвора дает интегральную оценку температуры, которая будет занижена по сравнению с истинной. Для определения истинного распределения температуры необходимо использовать решение самосогласованной задачи, о которой говорилось выше.

В ходе выполнения работы проведены измерения вольтамперных характеристик транзисторов с контролем токов всех электродов в диапазоне температур от 300 до 450 К. Кроме этого, были проведены измерения токов затвора от напряжения на этом электроде при нулевых напряжениях на контактах истока и стока в том же диапазоне температур. Результаты измерений использовались для калибровки компьютерной модели и позволили провести корректные расчеты распределения температуры в канале транзистора.

На втором этапе работы решалась самосогласованная задача движения электронов в канале транзистора методом Монте-Карло и в квазигидродинамическом моделировании с учетом разогрева канала транзистора протекающим током. Учитывалось, что ток утечки затвора пропорционален температуре. Указанная величина определялась по измерениям зависимости тока затвора от температуры кристалла, а также рассчитывалась теоретически исходя из классической теории барьера Шоттки.

Результаты расчетов показали, что температура канала транзистора может достигать 500 К и выше при значениях напряжений стока, близких к пробивным. Важно, что высокие температуры наблюдаются не только в транзисторах средней и высокой мощности, но и в малошумящих транзисторах, что влияет на коэффициент шума малошумящих усилителей. Неоднородность распределения температуры вдоль канала транзистора имела значения от 20 до 130 К в рабочем диапазоне напряжений затвора и стока.

Таким образом, предложен расчетно-экспериментальный метод определения температуры нанометрового канала современных полевых транзисторов. В дальнейшем предполагается развить предложенный метод с целью уменьшения погрешности определения температуры.

1. В. А. Беляков, И. В. Макарцев, А. Г. Фефелов, С. В. Оболенский, А. П. Васильев, А. Г. Кузьменков, М. М. Кулагина, Н. А. Малеев // ФТП. 2021. Т. 55, вып. 10. С. 890.
2. М. Шур. Современные приборы на основе арсенида галлия // М. : Мир, 1991. 632 с.
3. И. В. Макарцев, А. Д. Недошивина, А. С. Пузанов, А. А. Дудин, Д. С. Асяев, Е. В. Волкова, С. В. Оболенский // Труды «Нанофизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. 2025. 336 с.
4. Е. А. Тарасова, Д. С. Демидова, С. В. Оболенский, А. Г. Фефелов, Д. И. Дюков // ФТП. 2021. Т. 46, вып.12. С. 1587.

Оценка локальных деформаций решетки квантово-химическим методом в окрестности ионов бора, внедренного в оксид галлия с помощью ионной имплантации

Е. В. Окулич[1,*], В. И. Окулич[2], Д. И. Тетельбаум[1]

[1]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603022
[2]НИУ РАНХиГС, пр. Гагарина, 46, Нижний Новгород, 603950
*eokulich@nifti.unn.ru

В последнее время большое внимание исследователей и разработчиков в области широкозонных полупроводников привлечено к оксиду галлия (Ga_2O_3) в связи с перспективностью его применения для изготовления ряда приборов нового поколения – таких, как «солнечно-слепые» детекторы УФ-излучения, мощные полевые транзисторы и диоды, газовые сенсоры и др. [1]. Для модификации свойств Ga_2O_3 в большинстве случаев применяют легирование различными примесями. Среди существующих методов наиболее гибким и контролируемым считается ионная имплантация [2]. Однако этот метод существенно отличается от альтернативных способов легирования (из расплава, путем диффузии или в процессе эпитаксии). Ключевая особенность ионной имплантации – ее неравновесный характер. С теоретической точки зрения это требует учета множества взаимосвязанных факторов: образование и последующий отжиг радиационных дефектов; встраивание примесных атомов в узлы кристаллической решетки либо в междоузлия; возможные переходы примесных атомов между позициями; взаимодействие примесей с различными дефектами структуры; фазовые превращения и др.

Все эти процессы индивидуальны для конкретных материалов и специфически влияют на их структуру и свойства. Так как фундаментальные исследования в области ионной имплантации оксида галлия начались лишь в самые последние годы, они находятся в начальной стадии.

В связи с этим задача оценки возможных конфигураций расположения атомов B в решетке оксида галлия и определение наиболее вероятной из возможных представляется достаточно актуальной.

Методом DFT с применением программного пакета Quantum Espresso [3] и псевдопотенциала UltraSoft (US) с энергией отсечки 25 Ry были проведены расчеты геометрических характеристик положений атомов в окрестности атома B.

Структура оксида галлия включала 80 атомов кристаллического кластера β-Ga_2O_3 (4 элементарных ячейки).

Проводился расчет различных вариантов расположения атома B в трех типах междоузлий, имеющихся в структуре β-Ga_2O_3: малом, среднем и большом. Бор помещался как в центр междоузлий, так и замещал атом Ga в одном из ближайших к междоузлию узлов, при этом атом Ga ставился в центр междоузлия.

В результате были рассчитаны равновесные положения атомов в решетке, определены их наиболее вероятные конфигурации и оценены расстояния, на которые распространяются конфигурационные возмущения, вносимые бором в решетку оксида галлия.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-79-00052.

1. S. J. Pearton, Jiancheng Yang. Patrick H. Cary et al. // Appl. Phys. Rev. 2016. V. 5. P. 011301.
2. A. Nikolskaya, E. Okulich, D. Korolev et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2021. V. 39. P. 30802.
3. https://www.quantum-espresso.org/.

Топологические поверхностные состояния в магнитном отклике вейлевского альтермагнетика CrSb

Н. Н. Орлова*, А. А. Авакянц, В. Д. Есин, А. В. Тимонина, Н. Н. Колесников, Э. В. Девятов

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Акад. Осипьяна, д. 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
*honna@issp.as.ru

Значительный интерес вызывает исследование топологически нетривиальных систем – топологических изоляторов, магнитных и кристаллических топологических изоляторов, вейлевских и дираковских топологических полуметаллов. Все эти классы материалов характеризуются наличием проводящих, топологически защищённых поверхностных состояний, которые при этом обладают сложной спиновой структурой в силу жёсткой связи спина и импульса (*spin-momentum locking*) [1].

Основной экспериментальной проблемой является выделение вклада таких поверхностных состояний в различных физических эффектах. Особенные экспериментальные трудности возникают для проводящих в объёме материалов, где выделение вклада поверхностных состояний прямыми транспортными измерениями затруднено. В этом случае эффективным может оказаться исследование магнитного отклика, что, например, было продемонстрировано для магнитных вейлевских полуметаллов [2].

В последние годы появился новый класс материалов – альтермагнетики, где концепция жёсткой связи спина и импульса (*spin-momentum locking*) была распространена на обычные, нерелятивистские группы магнитной симметрии – антиферромагнетики, т. е. материалы со слабым (или вообще отсутствующим) спин-орбитальным взаимодействием [3]. В результате для объёмного спектра таких материалов возникает зависящее от направления в импульсном пространстве спиновое расщепление, характеризующееся d-, g-, i-wave симметрией. Экспериментально альтермагнитный спектр был подтверждён с помощью ARPES для нескольких кандидатов в альтермагнетики, например, α-MnTe и CrSb [4, 5].

В силу общего требования о наличии жёсткой связи спина и импульса (*spin-momentum locking*) неудивительно, что некоторые альтермагнетики оказались также топологическими полуметаллами. В частности, в объёмном монокристаллическом альтермагнетике CrSb в спектрах ARPES было обнаружено наличие вейлевских узлов и топологических поверхностных состояний [6]. В результате возникает проблема выделения вклада поверхностных состояний в различные физические эффекты на фоне альтермагнитного спинового расщепления объёмного спектра таких материалов.

В этой работе нам удалось прямым исследованием намагниченности наблюдать проявление поверхностных состояний в магнитном отклике объёмного монокристаллического альтермагнетика CrSb. Мы продемонстрировали смену знака наклона кривой намагниченности M(H) (условно с парамагнитного на диамагнитный) при изменении ориентации образца в магнитном поле, что свидетельствует о преобладании вклада спин-поляризованных поверхностных состояний в магнитных откликах в направлениях, где нерелятивистский объёмный вклад в магнитный отклик практически отсутствует. Кроме этого, в слабых магнитных полях наблюдается характерный для спин-поляризованных состояний обратный гистерезис. Эти результаты подтверждаются в прямом транспортном эксперименте наблюдением смены знака холловской кривой при повороте линии потенциальных контактов относительно образца, а также наблюдением аномального эффекта Холла для CrSb.

Таким образом, мы экспериментально продемонстрировали сосуществование альтермагнитной спиновой поляризации и спин-поляризованных поверхностных состояний для вейлевского альтермагнетика CrSb.

1. N. P. Armitage, E. J. Mele and Ashvin Vishwanath // Rev. Mod. Phys. 90. 15001 (2018).
2. A. A. Avakyants, N. N. Orlova, A. V. Timonina, N. N. Kolesnikov, E. V. Deviatov // JMMM. 573. 170668 (2023).
3. L. Šmejkal, J. Sinova and T. Jungwirth // PHYSICAL REVIEW X. 12. 040501 (2022).
4. G. Yang, Zh. Li, S. Yang, J. Li, H. Zheng, W. Zhu, Z. Pan, Y. Xu, S. Cao, W. Zhao, A. Jana, J. Zhang, M. Ye, Yu Song, L. H. Hu, L. Yang, J. Fujii, I. Vobornik, M. Shi, H. Yuan, Y. Zhang, Y. Xu and Y. Liu // Nature Communications Vol. 16. 1442. P. 1–9 (2025).
5. J. Krempasky, L. Smejkal, S. W. D'Souza, M. Hajlaoui, G. Springholz, K. Uhlirova, F. Alarab, P. C. Constantinou, V. Strocov, D. Usanov, W. R. Pudelko, R. Gonzalez Hernandez, A. B. Hellenes, Z. Jansa, H. Reichlova, Z. Soban, R. D. G. Betancourt, P. Wadley, J. Sinova, D. Kriegner, J. Minar, J. H. Dil et al. // Nature (London) 626. 517 (2024).
6. C. Li, M. Hu, Z. Li, B. Thiagarajan, Y. Wang, W. Chen, M. Leandersson, C. Polley C. Fulga, M. G. Vergniory, O. Janson, T. Kim, O. T. Jeroen van den Brink // Communications Physics. 8. 311 (2025).

Управление муаровыми экситонами в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах с помощью метода локальной деформации

Т. О. Осколкова[1]*, Y. Koo[2], А. А. Шубник[1], K.-D. Park[2], В. Кравцов[1]

[1]Университет ИТМО, ул. Ломоносова, д. 9, г. Санкт-Петербург, 191002, Россия
[2]Pohang University of Science and Technology (POSTECH), Cheongam-ro, 77, Pohang, 37673, Republic of Korea
*tatiana.oskolkova@metalab.ifmo.ru

Прогресс в исследованиях двумерных полупроводников, в частности ван-дер-ваальсовых гетероструктур, открыл уникальные возможности для изучения сильно коррелированных электронных состояний [1]. Ключевую роль в данных состояниях играют муаровые сверхрешётки, способные эффективно локализовать межслоевые экситоны в своём периодическом потенциале [2]. Стоит отметить, что экспериментальное наблюдение локализованных в муаровом потенциале экситонов ранее было возможно преимущественно в условиях сверхнизких температур, что ограничивает потенциал их применения [2, 3]. В связи с этим актуальной задачей становится разработка методов наблюдения и управления динамикой муаровых экситонов при комнатной температуре.

В данной работе были исследованы гетероструктуры на основе MoS_2-WSe_2, характеризующиеся фотолюминесценцией межслоевого экситона в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне (900–1200 мэВ). Для управления свойствами гетероструктур была использована контролируемая локальная деформация, создаваемая зондом атомно-силового микроскопа диаметром 400 нм (рис. 1, *а*). Продемонстрировано, что деформация приводит к появлению шести выраженных пиков в спектре фотолюминесценции (рис. 1, *б*), относящихся к возбужденным состояниям муаровых экситонов. Данный вывод подтверждается зависимостями спектров фотолюминесценции от мощности накачки, в которых наблюдается увеличение амплитуды высокоэнергетичных пиков при увеличении мощности, что свидетельствует о последовательном заполнении квантовых уровней в потенциале муаровой сверхъячейки. Кроме того, было показано, что увеличение степени деформации ведёт к уменьшению амплитуды высокоэнергетичных пиков (рис. 1, *в*), что может быть объяснено уменьшением глубины муарового потенциала. Данное заключение также было подтверждено с помощью теоретического моделирования.

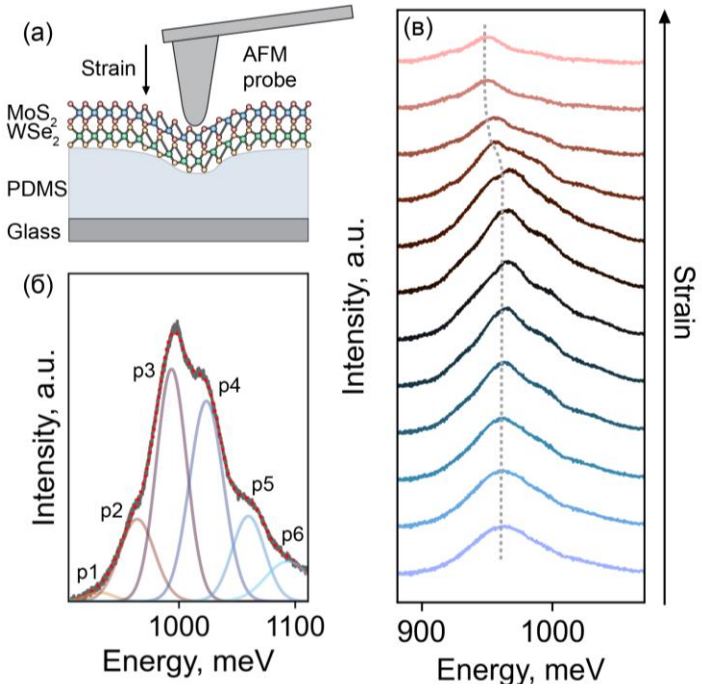


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента (*а*); *б* – спектр фотолюминесценции межслоевого экситона в деформированной гетероструктуре; *в* – спектры фотолюминесценции межслоевого экситона в зависимости от степени деформации

Таким образом, в работе предложен эффективный метод наблюдения и управления муаровыми экситонами с помощью локальной деформации при комнатной температуре. Показано, что данный подход позволяет контролировать глубину муарового потенциала, открывая новые возможности для фундаментальных исследований и практического применения в нанофотонике и квантовых технологиях.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-20029.

1. L. Wang, E. M. Shih, A. Ghiotto, L. Xian et al. // Nat. Mater. 2020. V.19. P. 861–866.
2. K. Tran, G. Moody, F. Wu, X. Lu et al. // Nature. 2019. V. 567. P. 71–75.
3. D. Huang, J. Choi, C. K. Shih, X. Li // Nat. Nanotechnol. 2022. V. 17. P. 227–238.

Люминесцентный анализ поляризационных особенностей зонной структуры фотонно-кристаллических пластин с гексагональной решеткой отверстий

А. В. Перетокин[1*], М. В. Степихова[1], С. А. Дьяков[2], Д. В. Юрасов[1], М. В. Шалеев[1], Д. В. Шенгуров[1], Ж. В. Смагина[3], Е. Е. Родякина[3,4], А. В. Новиков[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Сколковский институт науки и технологий, Территория Инновационного Центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр.1, Москва, 121205
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090
[4]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 1, Новосибирск, 630090
*aperetokin@ipmras.ru

Структуры с нановстровками Ge(Si) являются потенциальным решением проблемы создания эффективных источников излучения ближнего ИК-диапазона (1,2–1,6 мкм) на кремниевой платформе, работающих при комнатной температуре [1]. Для увеличения люминесцентного отклика, который важен с точки зрения практических применений в схемах оптоэлектроники, на базе исследуемых SiGe-структур формируют низкоразмерные резонаторы и фотонно-кристаллические пластины (ФКП) [2]. Последние наиболее интересны ввиду значительного излучающего объема и наличия в их зонной структуре связанных состояний в континууме (Bound states In the Continuum – BIC) [2, 3].

Практический интерес представляют также поляризационные особенности излучения ФКП. Так, можно показать, что моды в направлениях высокой симметрии Γ ⟶ M и Γ ⟶ K являются чисто *s*- или *p*- поляризованными, при этом поляризация зависит от симметрии моды [4]. Параметр Стокса S1 излучения ФКП в направлениях высокой симметрии Γ⟶M и Γ⟶K также является отличным от нуля (рис. 1), в отличие от параметров Стокса S2 и S3, которые отличны от нуля только вне высокосимметричных направлений. При этом, как было теоретически показано в работах [5, 6], связанные состояния в континнууме должны обладать топологическими особенностями в дальнем поле, проявляющимися во вращении вектора поляризации при обходе BIC в пространстве волновых векторов. Таким образом, в дальнем поле вокруг связанных состояний в континууме формируется «вихрь» поляризации, благодаря чему такие состояния могут быть использованы для создания источников излучения с узкими спектральными характеристиками специфических поляризаций.

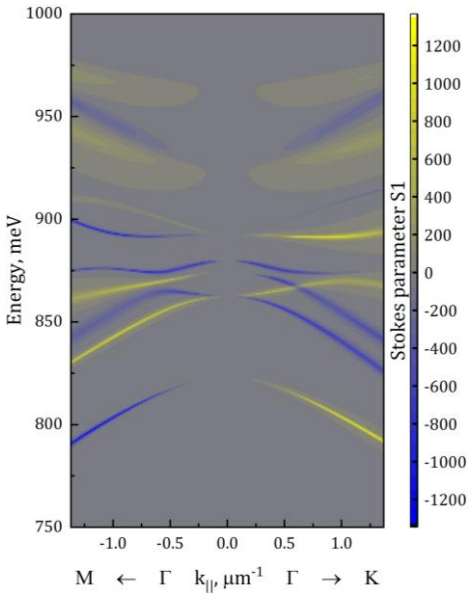


Рис. 1. Результаты численного моделирования параметра Стокса S1 излучения ФК в направлениях высокой симметрии Γ ⟶ M и Γ ⟶ K, вблизи Γ-точки первой зоны Бриллюэна. Значения параметра Стокса приведены цветом на рисунке (см. шкалу справа)

В данной работе будут представлены результаты экспериментального исследования и численного моделирования описанных выше поляризационных особенностей излучения ФКП с гексагональной решёткой отверстий, сформированных на кремниевых структурах с нановстровками Ge(Si). Результаты экспериментальных исследований были получены методом спектроскопии микро-ФЛ с высоким спектральным (до 0,01 $см^{-1}$) и пространственным (до 1 мкм) разрешением, включая методику измерений сигнала ФЛ с угловым разрешением [4]. Теоретические расчеты выполнялись Фурье-модальным методом в формализме матрицы рассеяния [7].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00367.

1. V. Ya. Aleshkin, N. A. Bekin, N. G. Kalugin, et al. // JETP Letters. 1998. V. 67, No. 1. P. 48–53.
2. S. A. Dyakov, M. V. Stepikhova, A. A. Bogdanov, et al. // Laser Photonics Rev. 2021. V. 15, No. 7. P. 2000242.
3. A. V. Peretokin, D. V. Yurasov, M. V. Stepikhova, et al. // Nanomaterials. 2023. V. 13, No. 10. P. 1678.
4. A. V. Peretokin, M. V. Stepikhova, A. N. Yablonskiy, et al. // J. Appl. Phys. 2025. V. 138, No. 12. P. 123105.
5. Bo Zhen, C. W. Hsu, L. Lu, et al. // Phys. Rev. Letters. 2014. V. 113, No 25. P. 257401.
6. T. Yoda, M. Notomi // Phys. Rev. Letters. 2020. V. 125, No 5. P. 053902.
7. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov et al. // Phys. Rev. B. 2022. V. 66, No 4. P. 045102.

Динамика волны зарядовой плотности в полях акустических мод пьезоэлектрической пластины

В. Я. Покровский*, Д. Ю. Салтыкова, М. В. Никитин, В. В. Колесов, В. В. Кашин, И. Е. Кузнецова, И. А. Недоспасов

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, 125009
*vadim.pokrovskiy@mail.ru

Синхронизация скольжения волны зарядовой плотности (ВЗП) с внешним электрическим полем ВЧ-диапазона – одно из характерных явлений, наблюдаемых в квазиодномерных проводниках ниже температуры пайерлсовского перехода T_P – приводит к возникновению так называемых ступенек Шапиро (СШ) на вольт-амперных характеристиках (ВАХ) [1, 2]. Квазиодномерные проводники обладают также уникальными электромеханическими свойствами, проявляющимися в ряде интереснейших эффектов, связанных с деформацией и динамикой ВЗП [3, 4]. В этих эффектах проявляется взаимодействие ВЗП с решёткой кристалла. Важной вехой в области электромеханики ВЗП стало наблюдение СШ на ВАХ образцов при возбуждении в них механических колебаний ВЧ-диапазона [5]. Этот эффект, который можно рассматривать как тензорезистивный отклик ВЗП на ВЧ-деформацию, открывает возможность использования образцов с ВЗП в качестве детекторов ВЧ-механических деформаций с частотным разрешением. Одним из перспективных направлений развития этих исследований является детектирование акустических волн, генерируемых в акустоэлектронных устройствах, например в пластинах ниобата лития, $LiNbO_3$, с встречно-штыревыми преобразователями (ВШП) [6, 7].

Большинство исследований, относящихся к области электромеханики, проведены на TaS_3 ромбической фазы. Это хорошо изученное соединение с ВЗП с T_P = 220 К отличается сильным взаимодействием «ВЗП-решётка».

В нашем эксперименте вискеры TaS_3 были зафиксированы на поверхности пластины ниобата лития. Основные измерения были проведены на образце с поперечными размерами $w \times t \approx 1 \times 0{,}1$ мкм. При возбуждении в пластине акустических волн поперечно-горизонтальной поляризации в диапазоне частот 1–20 МГц с длиной λ = 3 мм на вольт-амперных характеристиках TaS_3 наблюдались ступеньки Шапиро ($СШ_W$), свидетельствующие о синхронизации скольжения ВЗП с акустическими волнами. Ступеньки Шапиро ($СШ_V$) наблюдались также при подаче напряжения на тех же частотах непосредственно на образец. При длине образца L = 760 мкм, $L \approx ¼\lambda$, $СШ_W$ существенно отличаются по структуре от $СШ_V$ и отражают более неоднородный характер скольжения ВЗП. Структура $СШ_W$ зависит также от расположения образца по отношению к ВШП. При исследовании сегмента того же образца длиной L = 100 мкм, $L << \lambda$, отличия между $СШ_W$ и $СШ_V$ практически исчезли.

Мы пришли к выводу, что вид $СШ_W$ отражает пространственно-временную неоднородность высокочастотного поля, действующего на ВЗП. При этом на ВЗП может воздействовать как электрическая, так и упругая компонента волны. Чтобы различить вклады этих компонент, требуются дальнейшие исследования.

Таким образом, нами показана возможность синхронизации скольжения ВЗП, в том числе, в наноразмерных образцах, с акустическим полем волн в ниобате лития. Благодаря использованию полей акустических волн нам удалось наблюдать особенности синхронизации скольжения ВЗП с периодическим полем, имеющим пространственно-временную неоднородность.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-29-00876.

1. P. Monceau // Adv. Phys. 2012. V. 61. P. 325.
2. S. Brown and A. Zettl // Charge DensityWaves in Solids, edited by L. P. Gor'kov and G. Grüner (Elsevier, Amsterdam : North-Holland). 1989. V. 25. P. 223.
3. J. W. Brill // Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids, and Gases, edited by M. Levy, H. E. Bass and R. R. Stern (San Diego, Academic Press). 2001. V. 2. P. 143.
4. В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, М. В. Никитин, И. Г. Горлова, В. Ф. Насретдинова, С. В. Зайцев-Зотов // УФН. 2013. 183. 33.
5. M. V. Nikitin, S. G. Zybtsev, V. Ya. Pokrovskii and B. A. Loginov // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 118. P. 223105.
6. М. В. Никитин., В. Я. Покровский, Д. А. Кай, С. Г. Зыбцев, В. В. Колесов, В. В. Кашин. Ступеньки Шапиро при синхронизации волны зарядовой плотности электрическими и акустическими колебаниями // ТЕЗИСЫ III Международной конференции «Физика конденсированных состояний». ФКС-2023. П/р Б. Б. Страумала. Черноголовка. 2023. С. 139.
7. Koji Fujiwara, Takuya Kawada, Natsumi Nikaido, Jihoon Park, Nan Jiang, Shintaro Takada and Yasuhiro Niimi // arXiv:2511.09888 [cond-mat.mes-hall], 10.48550/arXiv.2511.09888. 2025. Принята в Phys. Rev. Lett.

Эффективная генерация ТГц-импульсов одномерным массивом фотопроводящих излучателей

Д. С. Пономарёв

ОСВЧПЭ им. В. Г. Мокерова
НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Нагорный пр-д, 7, стр. 5, 117105

Создание эффективных источников ТГц-излучения на основе различных принципов функционирования является одним из фронтиров развития ТГц-науки и техники [1]. Несмотря на достигнутые в мире успехи [2], экономические законы диктуют снижение стоимости конечного устройства при сохранении его эффективности на дозволяемом уровне. Среди существующих полупроводниковых источников ТГц-импульсной генерации излучения оптоэлектронные (фотопроводящие) излучатели прочно заняли свою нишу благодаря относительной простоте изготовления, вариации топологии электродов и полупроводникового материала, а также работе при комнатной температуре, обеспечивая при этом широкополосность (до ~5 ТГц на арсенид-галлиевых материалах) и высокий динамический диапазон спектрометра (>60 дБ).

Поскольку одноэлементные (единичные) фотопроводящие излучатели имеют низкую эффективность преобразования ($<10^{-5}$), в последние годы резко вырос интерес к многоэлементным фотопроводящим излучателям (или излучателям большой площади), состоящим из последовательности единичных излучателей [3]. Ранее нами был предложен эффективный способ лазерного возбуждения многоэлементного источника при использовании массива ближнепольных микролинз [4] из профилированного сапфира, позволяющего локализовать энергию накачки вблизи краев электродов [5]. В настоящей работе предложен одномерный массив, состоящий всего из семи фотопроводящих антенн с дипольной топологией. Конструкция массива подобрана таким образом, чтобы обеспечивать максимально эффективную передачу энергии в основной лепесток диаграммы направленности [6]. Показана принципиальная связь между периодом массива и поглощенной мощностью лазерного возбуждения в образовании боковых лепестков. Несмотря на простоту конструкции, массив обеспечивает 11-кратное увеличение эффективности преобразования по сравнению с единичным излучателем (при одинаковых условиях возбуждения).

1. A. Leitenstorfer et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. **56**. 223001 (2023).
2. D. S. Ponomarev et al. // Phys. Usp. **67**. 3–21 (2024).
3. M. Khalili et al. // Opt. Lett. **50**(7). 2141 (2025).
4. N. V. Zenchenko et al. // Appl. Phys. Lett. **124**(12). 121107 (2024).
5. D. S. Ponomarev et al. // Opt. Lett. **47**(7). 1899 (2022).
6. D. V. Lavrukhin et al. // J. Inf. Milli. THz. Wav. **46**. 66 (2025).

КНИ структуры с ультратонкими слоями для радиофотонных интегральных схем

В. П. Попов[1], В. А. Антонов[1], В. Е. Жилицкий[1], А. В. Мяконьких[2], К. В. Руденко[2]

[1] Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск., 630090

[2]НИЦ «Курчатовский институт» – ОФТИ им. К. А. Валиева, Нахимовский пр., д. 36, корп. 1, Москва, 117218
*popov@isp.nsc.ru

Радиофотонные интегральные схемы (РФИС), содержащие активные и пассивные СВЧ- и оптические элементы (фазовращатели, модуляторы, волноводы, резонаторы и линии задержки), основаны на металлических линиях субмикронной толщины для СВЧ-волноводов или кремниевых полосках сечением 200 × 500 нм для фотонов в структурах «кремний-на-изоляторе» (КНИ) с ловушками в высокоомной кремниевой подложке (например, пластины TR-HR SOI® компании SOITEC). Толщина скрытого слоя SiO_2 (BOX) составляет 2–4 мкм. Под слоем BOX расположен полуизолирующий слой поликремния толщиной 2–4 мкм на высокоомном (>1 кОм×см) монокристаллическом кремнии для фиксации уровня Ферми и минимизации времени жизни носителей заряда вблизи гетерограницы. TR-HR-слой снижает линейные потери сигнала в СВЧ- и оптических волноводах, обусловленные эффектом паразитной поверхностной проводимости.

Применение структур TR-HR SOI® для КМОП-транзисторов с полным обеднением 5–10 нм слоя КНИ (FD SOI FET) ограничено из-за высокого напряжения смещения на подложке Vsub > 5 В и низкой теплоотдачи через SiO_2_BOX большой толщины. Для интеграции низковольтной КМОП-логики важно решить проблему высокого Vsub. Снизить Vsub и усилить теплоотвод от мощных выходных СВЧ КНИ транзисторов можно в DSOI-структуре с тонким и толстым слоем BOX [1], но это существенно увеличивает сложность изготовления РФИС. Выходом из проблем применения TR-HR SOI® структур является переход от сплошного TR-HR-слоя в подложке к его локальному размещению под СВЧ и фотонными элементами в РФИС. Разработка структур КНИ с эквивалентной толщиной оксида (EOT) < 1 нм позволит интегрировать сигнальные и цифровые процессоры, ассоциативную энергонезависимую память с СВЧ- и РФ-элементами волоконно-оптической и СВЧ-связи со сверхнизкими Vsub < 1 В и энергопотреблением [2, 3].

Целью наших исследований являлось определение оптимального режима формирования TR-HR слоев, в том числе локальных, в подложках с Si-имплантацией ионов CO^+ (E = 90–200 кэВ, F = (0,25–5,0) × 10^{16} $см^{-2}$) в зонах микроволнового или фотонного излучения как на стандартных КНИ-пластинах с толщиной BOX SiO_2 30–300 нм, так и на структурах КНИ с кристаллическим high-k_BOX и EOT < 1-2 нм. Слой TR-HR при отжиге от 700 до 1100 °C уменьшал физическую толщину SiO_2_BOX из-за *redox*-реакции с имплантированными иона-ми, но одновременно обеспечивал снижение пропускной способности Ср, подавление эффекта паразитной поверхностной проводимости и рост эффективного сопротивления подложки ρ_{eff}, аналогично пластинам TR-HR SOI®. Структура и состав TR-HR-слоев определялись с помощью спектров ИК-фурье-поглощения и комбинационного рассеяния света, которые показывают эволюцию связей Si-C и Si-O в подложке, а также отжиг дефектов в кремнии, что ограничивает диапазон термообработок. Показано, что быстрые термообработки (БТО) расширяют этот диапазон до 1000 °C, сохраняя при этом изолирующие свойства TR-HR-слоев в подложке вследствие формирования нанокристаллической фазы кремния под слоем high-k_BOX.

Толщины слоёв Si/SiO_2_BOX пластин TR-HR SOI® составляют 0,2/2 мкм соответственно, что затрудняет отвод тепла от логических схем и выходных полевых транзисторов. В случае high-k кристаллических изоляторов эквивалентная толщина BOX может быть уменьшена до нанометра при сохранении проходной ёмкости на уровне пластин TR-HR SOI® SOITEC. Локальные TR-HP-слои на низкоомной подложке экономически и технически более эффективны для массового производства благодаря интеграции КМОП-логики с динамически регулируемыми пороговыми полевыми транзисторами с СВЧ- и РФ-элементами [4].

Работа выполнена при поддержке грантов Российского научного фонда № 25-19-20049 и № 30-2025-000924.

1. M. Li, A. Liu, J. Yao et al. // J. Power Electron. 2025. V. 25. P. 139–148.
2. V. P. Popov, V. A. Antonov, V. E. Zhilitsky, A. V. Myakon'kikh and K. V. Rudenko // Microwave Engineering and Telecommunication Technologies. 2024. Issue 6. P. 76–77.
3. M. Perros´e, P. Acosta, J. Lugo-Alvarez et al. // Solid-State Electronics. 2025. V. 229. Art. 109189.
4. V. P. Popov, V. E. Zhilitskii, V. A. Antonov et al. // Russian Microelectronics. 2025. V. 54(8).

Влияние типа потенциального контакта образца на возникновение пиков напряжения в режиме квантового эффекта Холла при отсутствии тока через образец

Влияние контакта типа провод-образец на возникновение пиков напряжения в режиме квантового эффекта Холла

С. Д. Попов[1]*, В. Н. Неверов[1], С. В. Гудина[1], Н. С. Сандаков[1], К. В. Туруткин[1], Н. Б. Груздев[1], И. С. Васильевский[2], А. Н. Виниченко[2]

[1]ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18, 620108
[2]НИЯУ МИФИ, Москва, Каширское шоссе, д. 31, 115409
Staspopov2000@gmail.com

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ), состоящий в том, что на магнитополевой зависимости поперечного (холловского) сопротивления вырожденного двумерного электронного газа (ДЭГ) при достаточно низких температурах в сильных магнитных полях наблюдаются плато КЭХ, может быть интерпретирован на основе модели краевых состояний. Экспериментальный образец с ДЭГ имеет границу, задаваемую литографическим краем или краем области под затвором. Возле края формируется обедняющее электрическое поле, приводящее к зависимости нуля отсчёта уровней Ландау от координаты, поэтому уровни Ландау «изгибаются» вверх вблизи края. Как известно, в скрещенных магнитном и электрическом полях заряженная частица дрейфует вдоль линий постоянной энергии – эквипотенциалей. Электроны заполняют состояния согласно статистике Ферми – Дирака до некоторого уровня Ферми, и при факторе заполнения, близком к целочисленному значению, вдали от краёв формируются локализованные состояния, не участвующие в проводимости, а вблизи краёв – краевые токовые состояния. Причём ток на противоположных берегах ДЭГ имеет противоположное направление, которое задаётся знаком квантующего магнитного поля.

В магнитных полях, отвечающих середине плато КЭХ, в отсутствие тока через образец экспериментально наблюдались пики напряжения на потенциальных контактах в образце с геометрией холловского мостика (эффект неэквивалентности контактов) [1]. Данный эффект наблюдается довольно редко, и непонятны условия для его наблюдения. Цель данной работы – определить требования к потенциальным контактам, необходимые для наблюдения эффекта неэквивалентности контактов.

Для изучения свойства контакта необходимо пропустить ток через контакт. Мы использовали следующую геометрию эксперимента: ток пропускался через потенциальный контакт, который мы исследуем, и токовый контакт; напряжение измерялось с потенциальных контактов. Такая комбинация двухзондового и четырехзондового метода измерения сопротивления позволяет нам изучать сопротивление одного контакта. Сопротивлением образца мы перенебрегаем, поскольку оно значительно меньше сопротивления контакта.

Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводились в низких температурах T = 4,2 К, в магнитных полях до B = 12 Тл, на образцах InGaAs/InAlAs с плотностью электронов n = $6{,}8\cdot10^{15}$ м$^{-2}$ и подвижностью μ = 20 м^2/В·с. Ток через образец изменялся от −15 до 15 мкА.

В результате измерений ВАХ-контактов (рис. 1) мы установили, что контакты 1 и 4 показывают линейную зависимость ВАХ во всей области магнитных полей, то есть это омические контакты. Для контактов 2, 3 в магнитных полях, отвечающим переходу между плато КЭХ, наблюдались линейные зависимости ВАХ (омические контакты), а в магнитных полях, отвечающим плато КЭХ, наблюдались ВАХ, характерные для туннельных контактов. После определения типа контактов нами были проведены измерения неэквивалентности контактов для всех пар потенциальных контактов. Этот эффект не наблюдался только на паре контактов 1–4, которые отвечали омическим контактам. Таким образом, для наблюдения эффекта неэквивалентности контактов необходимо иметь хотя бы один туннельный контакт. Отсутствие эффекта для омических контактов мы связываем с тем, что в области такого контакта краевое состояние разрушается. Краевое состояние сохраняется, когда в контакте есть барьер (туннельный контакт), и мы можем судить о потенциале этого состояния.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

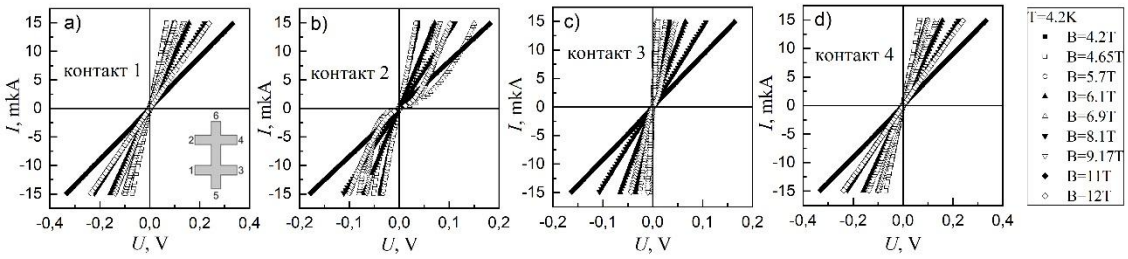


Рис. 1. ВАХ контактов на образце: *a* – первый, *b* – второй, *c* – третий, *d* – четвёртый. На вставке графика *a* представлен рисунок расположения контактов, где 1, 2, 3, 4 – потенциальные контакты, а 5, 6 – токовые контакты

1. S. V. Gudina, V. N. Neverov, K. V. Turutkin, I. S. Vasil'evskii and A. N. Vinichenko // Physics of Metals and Metallography. 2024. Vol. 125, no. 2. P. 137–141.

Сильное влияние вязкости электронной жидкости на гидродинамический эффект «храповика»

С. О. Поташин[1]*, Л. Е. Голуб[2], В. Ю. Качоровский[1]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
[2]Университет Регенсбурга, Германия
*sergeypotashin@gmail.com

В последние годы резко возрос интерес к гидродинамическому режиму (ГР) электронного транспорта, который реализуется в сверхчистых материалах при условии, что электрон-электронные столкновения доминируют над рассеянием на фононах и примесях. Ключевую роль в ГР играет вязкость электронной жидкости, η, которая ограничивает скорость электронного потока в результате трения о границы образца даже при полном отсутствии примесей. В то же время непосредственное экспериментальное измерение η провести затруднительно, поскольку вязкое трение существенно зависит от граничных условий на краю образца, которые, как правило, неизвестны и задаются феноменологически. Поэтому особый интерес представляют объёмные гидродинамические эффекты, не зависящие от свойств поверхности и позволяющие надёжно идентифицировать ГР, а также измерить η. Одним из таких эффектов является конверсия падающей электромагнитной волны с частотой ω в *dc*-ток в системах с пространственно-модулированной плотностью электронов. Постоянный фототок, $J_{\rm dc}$, возникает при асимметричной модуляции вследствие так называемого эффекта «храповика». В совместной работе нашей группы с экспериментальной группой из университета г. Регенсбург [1] было показано, что переход в ГР можно идентифицировать по изменению частотной зависимости отклика $J_{\rm dc} = J_{\rm dc}(\omega)$: гидродинамический отклик пропорционален ω^{-6} (при $\omega \to \infty$), в отличие от существенно более плавной зависимости ω^{-2} в обычном режиме «дрейф-диффузия».

В докладе мы обсудим влияние вязкости на *dc*-фототок, обусловленный эффектом храповика в 2D-электронных системах, находящихся под воздействием линейно-поляризованной электромагнитной волны [2]. Предполагается, что время электрон-электронных столкновений значительно меньше времени релаксации импульса ($\tau_{ee} \ll \tau$). Модуляция с периодом L задается решётчатым затвором. Показано, что *dc*-отклик содержит два пика: друде-пик на нулевой частоте и плазмонный резонанс на частоте $\omega = \omega_q = sq$, где s – скорость плазменных волн, а $q = 2\pi/L$ – вектор обратной решётки. Наличие конечной вязкости η существенно модифицирует оба пика. В пределе слабой вязкости, $\eta q^2 < \gamma = \tau^{-1}$, амплитуда плазмонного пика уменьшается, а друдевский пик практически не меняется. В пределе сильной вязкости, $\eta q^2 \gg \gamma$, подавление плазмонного пика полностью определяется вязким затуханием. При этом неожиданным образом наблюдается рост друде-пика с увеличением вязкости, что связано с интерференцией друдевского и плазмонного резонансов (см. рис. 1, *а*). Эти результаты позволяют предложить ряд экспериментальных критериев для идентификации вязкого ГР и способов определения вязкости. В частности, при достаточно большой вязкости амплитуды плазмонного и друдевского пиков ведут себя следующим образом: $J_{\rm pl} \propto 1/(\eta q^2)$ и $J_{\rm Dr} \propto \eta q^2$, т. е. отношение амплитуд плазмонного и друде-пиков квадратично уменьшается с вязкостью и резко возрастает при увеличении периода структуры J

$/\eta$. Выполнение этой зависимости можно проверить, используя структуры с разными L, что позволит также измерить η.

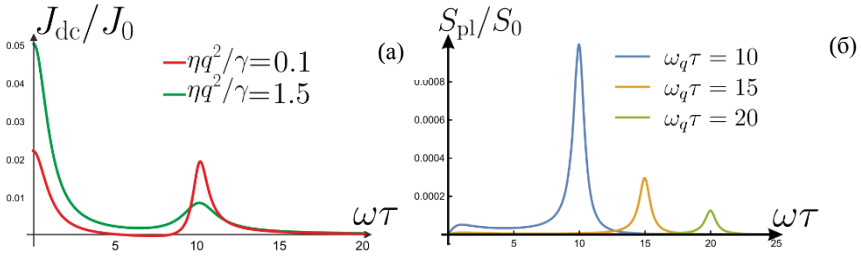


Рис. 1. Частотная зависимость dc-фототока при разных η (*а*); *б* – частотная зависимость потока направленных плазмонов при фиксированных различных плазмонных частотах ω

Также показано, что ненулевая вязкость приводит в изучаемой системе к возникновению потока «направленных» плазмонов, $S_{\rm pl}$, пропорционального вязкости $S_{\rm pl} \propto \eta$. Расчёты показывают, что частотная зависимость этого потока демонстрирует плазмонный резонанс, аналогичный наблюдаемому в постоянном токе храповика, однако без друдевского пика (см. рис. 1, *б*). Измерение $S_{\rm pl}$ дает дополнительный способ определения η.

Подводя итог, в работе подробно исследовано влияние вязкости электронной жидкости на эффект храповика и формирование направленных плазмонов. На основе полученных результатов предложены методы экспериментального определения вязкости электронной жидкости, основанные на анализе частотной зависимости фототока и характеристик потока направленных плазмонов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-62-00010).

1. E. Mönch et al. // Phys. Rev. B. 105. 045404 (2022).
2. S. O. Potashin, L. E. Golub and V. Yu. Kachorovskii. Thermoelectric and viscous contributions to the hydrodynamic ratchet effect // Phys. Rev. B. 111. 205401 (2025).

Лазерное сверхлегирование кремния переходными металлами для расширения диапазона фотоотклика

В. И. Пряхина[1]*, П. А. Палецких[1], Д. Е. Ткачук[1], А. А. Шерстобитов[1], А. Р. Ахматханов[1], С. И. Кудряшов[1,2]

[1]Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, д. 19, Екатеринбург, 620002
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева, ГСП-1, Ленинский просп., 53, Москва, 119991
*viktoria.pryahina@urfu.ru

Расширение фоточувствительности кремния в инфракрасный диапазон актуально в связи с возможностью избежать дорогостоящих гибридных методов интеграции при создании оптоэлектронных устройств, например фотодетекторов коротковолнового инфракрасного излучения. Перспективным решением является сверхлегирование: введение примесей в концентрациях, превышающих пределы их равновесной растворимости в кремнии. Внедрение мелких или глубоких примесей с внутризонными уровнями обеспечивает поглощение фотонов с энергией меньше ширины запрещенной зоны, а высокая концентрация позволяет избежать рекомбинации носителей. Переходные металлы, формирующие глубокие уровни, обладают низкой растворимостью при высокой скорости диффузии, что требует определенного сочетания параметров для достижения равномерного распределения примеси при сверхлегирующих концентрациях [1, 2].

Метод импульсного лазерного плавления, заключающийся в сканировании сфокусированным лазерным лучом поверхности кремниевой пластины с нанесенной тонкой пленкой металла, обладает наибольшей гибкостью при подборе параметров обработки. При лазерном плавлении сверхлегирование проводится при длительностях импульсов от фемтосекунд до наносекунд. Длительные импульсы обеспечивают более глубокие расплавленные слои, тогда как короткие – способствуют быстрой рекристаллизации. Плотность мощности лазерного излучения, зависящая в том числе и от длительности импульса, существенно влияет на распределение легирующей примеси. Оптимизация лазерных параметров позволяет управлять профилем легирования в поверхностном слое и улучшать таким образом примесное поглощение [2–4], расширяя прикладной потенциал кремния.

Сверхлегирование кремния переходными металлами (Ti, Cr, Zn, Ag, Au) проводилось с использованием фемтосекундных и наносекундных лазерных импульсов. На подложки Si (100) (номинально нелегированные или p- или n-типа) напылялась металлическая пленка толщиной от 5 до 100 нм. Поверхность образца облучалась лазерными импульсами: *1*) длительностью 100 нс с длиной волны 1,06 мкм (максимальная энергия в импульсе 1 мДж, импульсный волоконный Yb-лазер в составе маркировочной системы MiniMarker2-M20, Лазерный Центр, оснащенной гальваносканером), либо *2*) длительностью 240 фс с длиной волны 1,03 мкм (максимальная энергия в импульсе 400 мкДж, ТЕТА-10, Avesta Project, в сочетании с трехосевой подвижкой). Для комплексного исследования морфологии поверхности, распределения состава и кристаллического состояния поверхностного слоя сверхлегированного кремния использовались: электронная микроскопия с энергодисперсионным анализом, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия и конфокальная микроспектроскопия комбинационного рассеяния света.

Исследован фотоотклик в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне. Образцы кремния после лазерного сверхлегирования показали увеличение внутризонного поглощения (>1,1 мкм). Оптимизированы параметры лазерной обработки в сочетании с толщиной металлической пленки для разных металлов для достижения наиболее эффективного легирования. Увеличение концентрации и глубины легированного слоя соответствует увеличению поглощения. Измеренные значения фототока при освещении излучением с длиной волны 1,55 мкм при комнатной температуре достигают сотен миллиампер на ватт, что сопоставимо с литературными данными [2] для подобных образцов, создаваемых альтернативными способами.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-22-00326. В работе использовано оборудование Уральского центра коллективного пользования «Современные нанотехнологии» Уральского федерального университета.

1. S. Q. Lim and J. S. Williams // Micro. 2022. V. 2. P. 1–22.
2. Z. Tong et al. // J. Semicond. 2022. V. 43. P. 093101.
3. V. Pryakhina et al. // Opt. Laser Technol. 2025. V. 188. P. 112945.
4. M. Kovalev et al. // Materials. 2023. V. 16. P. 4439.

Мезаструктуры на основе гетероструктур с HgCdTe квантовыми ямами: технология и оптические свойства

А. А. Разова[1,2]*, В. В. Румянцев[1,2], В. В. Уточкин[1], М. А. Фадеев[1], Д. В. Шенгуров[1], Е. Е. Морозова[1], Н. С. Гусев[1], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], С. В. Морозов[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*annara@ipmras.ru

В последнее десятилетие в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe были продемонстрированы значительные успехи по получению стимулированного излучения (СИ) на межзонных переходах (в частности, в работе [1] достигнута длина волны до 31 мкм). Однако для получения лазерного излучения (ЛИ) необходимо было сформировать резонатор. Из-за вицинальной ориентации подложки (013) метод скола граней был неприменим, поэтому возникла необходимость отработки методик ионного травления (ИТ) и фотолитографии (ФЛГ). В настоящей работе исследованы оптические свойства мезаструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe разных размеров и форм, полученных при использовании различных масок и режимах ионного травления.

На основе анализа изображений, полученных с помощью оптического и растрового электронного (РЭМ) микроскопов, было установлено, что при непрерывном ИТ (на протяжении более 3 мин) происходит интенсивный разогрев фоторезиста (ФР), используемого в качестве маски при ФЛГ, и структуры, что ведет к катастрофической деградации поверхности структуры и, как следствие, отсутствию СИ/ЛИ. Циклическое травление с промежутками для остывания структуры в атмосфере аргона позволяет уменьшить или полностью исключить этот эффект. В результате в микродисках диаметрами 20, 40 и 50 мкм, сформированными методами циклического ИТ и ФЛГ с ФР в качестве маски, было получено ЛИ на длине волны около 4 мкм [2]. Максимальная температура ЛИ (табл. 1) определяется потерями на вывод излучения, которые уменьшаются при увеличении диаметра микродиска.

Таблица 1. Параметры микродисковых резонаторов на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe

Диаметр микродиска, мкм	Максимальная температура наблюдения ЛИ, К	Потери, $см^{-1}$
20	220	81 ± 6
40	230	37 ± 3
50	250	32 ± 3

Для создания мезаструктур с длиной волны ЛИ более 15 мкм были проведены исследования с применением металлических масок. Из-за высокой адгезии Ti и Ni использование их в качестве масок при ФЛГ оказалось затруднено: в 75 % случаев происходило разрушение мезаструктуры. Вспомогательный слой V на поверхности масок из Ni был использован для более эффективного удаления маски с помощью пероксида водорода. Однако и в этом случае наблюдалось уменьшение максимальной температуры ЛИ до 60 К при типичных температурах гашения СИ в непроцессированных образцах 240−270 К.

Преимуществом Al-маски, несмотря на высокий уровень адгезии к поверхности HgCdTe, стала возможность его удаления с помощью раствора щелочи. При использовании метода взрывной литографии с Al и ИТ было получено ЛИ в области 3–4 и 20–25 мкм [3]. При использовании алюминиевой маски максимальная температура генерации падает лишь на 30−40 К относительно таковой для непроцессированного образца, несмотря на хорошо заметные на изображениях РЭМ дефекты в виде углублений и зерен на поверхности микродисков. При этом в области 3–4 мкм, несмотря на травление волноводного слоя с массивом КЯ вне области мезаструктур (глубина травления 2 мкм), ЛИ наблюдалось не только в микродисках, но и в микрокольцевых резонаторах, где площадь поверхности боковых стенок значительно больше, что косвенно указывает на слабую роль поверхностной рекомбинации на боковых стенках мезаструктуры [4].

В то же время для длинноволновых структур помимо маски из Al была использована трехслойная маска Ni/V/Cr для наиболее эффективного удаления всех металлов. При использовании обеих масок в мезаструктурах наблюдалось уменьшение времени жизни носителей на порядок по сравнению с непроцессированной структурой. Это указывает на увеличение вероятности безызлучательного процесса, происходящего через примесно-дефектные центры, число которых увеличивается с глубиной травления и временем воздействия ионов при ИТ [3].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00310-П.

1. V. V. Rumyantsev, K. A. Mazhukina, V. V. Utochkin et al. // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 124, no. 16. P. 161111.
2. A. A. Razova, M. A. Fadeev, V. V. Rumyantsev et al. // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 123, no. 16. P. 161105.
3. A. A. Razova, V. V. Rumyantsev, K. A. Mazhukina et al. // Appl. Phys. Lett. 2025. V. 126, no. 12. P. 121102.
4. А. А. Разова, В. В. Румянцев, Д. В. Шенгуров и др. // Письма в ЖТФ. 2025. Т. 51, № 19. С. 7–10.

Оптические свойства тонких пленок InSe и их интеграция с резонансными кремниевыми волноводами

М. В. Рахлин[1]*, Б. Р. Бородин[1], Т. В. Антипов[2], А. Д. Гартман[2], Д. Н. Гулькин[2], А. И. Галимов, И. А. Елисеев[1], Л. В. Котова[1], А. С. Шорохов[2], А. А. Федянин[2]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021
[2]МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991
*maximrakhlin@mail.ru

Слоистый полупроводник InSe рассматривается как перспективный материал для нанофотоники и наноэлектроники благодаря высокой подвижности носителей заряда и выраженным экситонным эффектам в тонких пленках. При этом зонная структура InSe зависит от толщины пленки: в предельно тонком пределе расчеты и эксперименты указывают на формирование валентной зоны в виде «мексиканской шляпы», тогда как при увеличении толщины пленки валентная зона становится параболической. Отсутствие однозначных экспериментальных данных о диапазоне толщин, в котором реализуется переход от непрямой зонной структуры к прямой, затрудняет оптимизацию геометрии структур на основе InSe для задач эффективного излучения. Для реализации интегральных источников излучения на кремниевой платформе необходимо, с одной стороны, установить диапазон толщин, при котором InSe становится прямозонным полупроводником, а с другой – обеспечить эффективное сопряжение экситонных излучателей с интегральными волноводными структурами.

В настоящей работе экспериментально исследованы оптические свойства пленок β-InSe в широком диапазоне толщин (от 6 до 75 монослоев), полученных методом механической эксфолиации. Структурная характеризация образцов выполнена с использованием спектроскопии комбинационного рассеяния света, а изменение работы выхода исследовано методом Кельвин-зонд-микроскопии. Немонотонная зависимость работы выхода от толщины и резкий скачок контактной разности потенциалов в области 16–20 монослоев свидетельствуют о существенной перестройке зонной структуры.

Измерения с помощью спектроскопии микро-фотолюминесценции (ФЛ) с высоким пространственным и временным разрешением при криогенных температурах также выявили критический диапазон толщин (16–20 монослоев), в котором запрещенная зона становится прямозонной. Это проявляется в резком увеличении интегральной интенсивности ФЛ. Анализ временных зависимостей показал наличие трех характерных компонент затухания ФЛ: быстрой (~1 нс), средней (~5–10 нс) и медленной (~50 нс), которые интерпретируются как вклад прямых межзонных переходов, процессов межзонной релаксации и рекомбинации, связанной с локализованными дефектными состояниями, соответственно [1].

Для демонстрации прикладного потенциала InSe исследовано сопряжение тонких пленок InSe толщиной ~15 нм с интегральным кремниевым волноводом на основе цепочки Ми-резонансных нанодисков (рис. 1). Объединяя такие нанодиски в одномерные цепочки и возбуждая магнитные дипольные резонансы в каждой частице, можно добиться эффективного распространения излучения по цепочке из-за ближнепольной оптической связи между соседними частицами. Измерения микро-ФЛ при криогенных температурах показали, что ФЛ InSe, собранная через дифракционные решетки резонансного волновода, превышает сигнал от волновода без резонансных нанодисков примерно в 2,5 раза. Это связано с усилением локального электромагнитного поля, ростом локальной плотности оптических состояний и перераспределением диаграммы направленности излучения в сторону волновода [2].

Полученные результаты обеспечивают как фундаментальное понимание эволюции зонной структуры β-InSe при изменении толщины, так и демонстрируют перспективы использования данного материала для разработки эффективных экситонных источников света на чипе на основе двумерных полупроводников.

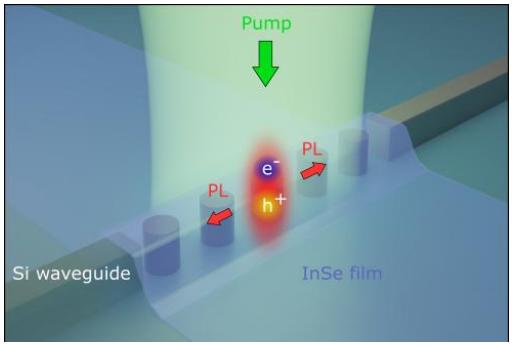


Рис. 1. Схематическое изображение, показывающее оптическую связь между резонансной кремниевой волноводной структурой и экситонным источником, локализованным в пленке InSe

Работа М. В. Р. была выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-00148.

1. B. R. Borodin et al. // Phys. Rev. Mater. 2024. V. 8. P. 014001.
2. M. Rakhlin et al. // J. Mater. Chem. C. 2025 in print.

Упорядоченные электронные состояния в недопированном двухслойном AB графене: каскад фазовых переходов под действием затворного напряжения

А. Л. Рахманов*, А. В. Рожков, А. О. Сбойчаков

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, д. 13, Москва, 125412
*alrakhmanov@mail.ru

Построена фазовая диаграмма электронных состояний недопированного двухслойного графена со структурой типа AB, находящегося в поперечном электричеком поле. Особенности электронного спектра данной системы приводят к значительному усилению влияния электрон-электронного взаимодействия на ее свойства. Вычисления проводились нами в рамках теории среднего поля, а электрон-электронное взаимодействие учтено в приближении случайных фаз. Помимо ряда конкурирующих электронных нестабильностей с параметрами порядка экситонного типа, наш теоретический анализ учитывает дальнодействующую кулоновскую энергию, связанную с межслоевой поляризацией графена. Дальнодействующая часть кулоновского взаимодействия важна, поскольку она существенно влияет на структуру и энергию конкурирующих упорядоченных состояний. Наши расчёты показывают, что с увеличением затворного напряжения V бислой проходит каскад переходов первого рода между несколькими диэлектрическими фазами, структуры параметров порядка которых мы идентифицируем. Примечательно, что некоторые из этих состояний демонстрируют две неравные электронные щели, величины которых зависят от долинных или спиновых квантовых чисел. Обнаружено, что переходы сопровождаются немонотонными и скачкообразными изменениями поперечной проводимости, что согласуется с экспериментальными данными (например, [1]). Отметим также, что наши результаты показывают, что двухслойный AB графен не является ферроэлектриком, то есть спонтанная поляризация в нём не возникает в отсутствие затворного напряжения. Поляризация слоёв при изменении поперечного электрического поля ведет себя практически линейно с V и не зависит от спиновой или долинной структуры параметра порядка. В области больших напряжений V фазы, упорядоченные по спиновому или долинному индексу, исчезают, и щель в спектре AB графена обусловлена только поляризацией слоев. Однако и в этой области учёт электрон-электронного взаимодействия существенно перенормирует щель в спектре AB графена, и при характерных величинах параметров системы она в разы отличается от величины $eV/2$, которая предсказывается в рамках модели свободных электронов.

1. F. Geizenhof, F. Winterer, A. Seiler et al. // Nano Lett. 2022. P. 7378–7385.

Эффекты облучения нейтронами в кремниевом диоде Шоттки по данным микроволновой спектрометрии

А. Н. Резник*, Н. В. Востоков, П. А. Юнин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*reznik@ipmras.ru

Методом микроволновой вольт-импедансной спектроскопии (ZVS) [1, 2] исследованы характеристики кремниевого диода Шоттки (ДШ), облученного потоком нейтронов с низким (F_l) и высоким (F_h) флюенсом F. Параметры ДШ восстановлены из измерений микроволнового спектра комплексного импеданса Z (f, U) образца (U – постоянное напряжение смещения). Главное достоинство ZVS-метода – локальность диагностики. В работе [1] продемонстрирована возможность характеризации материала или устройства с латеральным разрешением 10 – 60 мкм.

В данной работе спектр Z (f, U) планарного ДШ с диаметром контакта 50 мкм измерен при помощи зондовой станции “Cascade Microtech” в диапазоне 0,01–67 ГГц при комнатной температуре. Исследовались несколько одинаковых ДШ, сформированных на 2×2 см n-Si пластине. Пример полученных спектров емкости C (f) = $= -1/[2\pi f \cdot \mathrm{Im}\,(Z\,(f))]$ и сопротивления R (f) = Re (Z (f)) одного из ДШ при U = 0 для различных F показан на рис. 1. Спектры описываются предложенной в работе [3] малосигнальной эквивалентной схемой ДШ, согласно которой

$$Z(f,U) = -\frac{i}{\omega C_0(U)} + \frac{R_l(U)}{1+i\omega\tau_l} + \frac{R_h(U)}{1+i\omega\tau_h} + r(f)\,. \qquad (1)$$

В работе получены параметры спектра (1), а также электрофизические характеристики полупроводникового материала ДШ (концентрация n, подвижность μ и тип свободных носителей заряда, удельная электропроводность σ, барьерная разность потенциалов U_c) при F = 0, F_l, F_h. Значения n, μ, σ согласуются с данными независимых холловских измерений. Под действием облучения с $F = F_h$ зафиксировано уменьшение n на 9 %, μ – на 17 %, что соответствует известным из литературы представлениям о влиянии радиации на электрофизические параметры полупроводника, а также свидетельствует о присутствии в ДШ как точечных, так и кластерных радиационных дефектов (РД). Наибольшие изменения наблюдались для сопротивления R_l в формуле (1), которое при $F = F_h$ увеличилось в среднем в 3 раза с разбросом 8–20 Ом в зависимости от положения ДШ на полупроводниковой пластине. Спектры на рис. 1 демонстрируют отсутствие в ДШ РД-ловушек с временем перезарядки 10^{-8} с < τ < $3\cdot10^{-12}$ с при комнатной температуре. Приходим к выводу, что нейтронное облучение не создает в полупроводнике РД, более мелких по глубине энергетического уровня ΔE, чем ранее наблюдавшиеся ловушки с ΔE = 0,17 эВ (A-центры) – 0,44 эВ (E-центры). Согласно выполненным расчетам, мелкие ловушки с концентрацией $n_t/n > 1$ % могут быть обнаружены ZVS-методом.

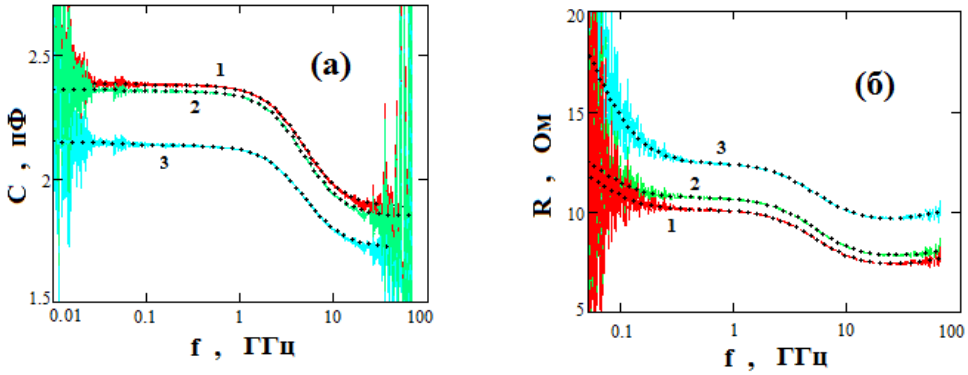


Рис. 1. Спектры емкости (*а*) и сопротивления (*б*) ДШ при U = 0.
Флюенс нейтронов F = 0 (1), F_l (2), F_h (3). Сплошные линии – расчет по формуле (1)

Таким образом, разработанный нами ZVS-метод показал высокую эффективность в диагностике электронных устройств микронных размеров, в том числе в исследовании влияния радиации на параметры таких устройств.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FFUF-2024-0042).

1. А. Н. Резник, Н. В. Востоков, Н. К. Вдовичева, В. И. Шашкин // ЖТФ. 2020. Т. 90, № 11. С. 1944–1949.
2. А. Н. Резник, Н. В. Востоков // ЖТФ. 2022. Т. 92, № 3. С. 492–502.
3. А. Н. Резник, Н. В. Востоков // ФТП. 2025. Т. 59, № 2. С. 60–72.

Формирование золотых капель в упорядоченных отверстиях в слое SiO_x на поверхности кремния для последующего МПЭ-синтеза регулярных III-V ННК

Р. Р. Резник[1]*, А. С. Андреева[1,2], А. М. Даутов[1,2], К. П. Котляр[1-3], И. В. Илькив[1-3], А. И. Хребтов[1,2], F. Panciera[4] , В. Г. Дубровский[1], Г. Э. Цырлин[1-3]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб, д. 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
[2]СПбАУ им. Ж. И. Алфёрова, ул. Хлопина, д. 8/3, Санкт-Петербург, 194021, Россия
[3]ИАП РАН, ул. Ивана Черных, д. 31-33, Санкт-Петербург, 198095, Россия
[4]C2N, University of Paris-Saclay, CNRS, Palaiseau 91120, France
*r.reznik@spbu.ru

В настоящее время активно развиваются методы для упорядоченного роста ННК с целью повышения однородности геометрических параметров и роста ННК в заранее заданных местах на поверхности подложки. Строгий контроль размеров, поверхностной плотности и расположения ННК в ряде случаев необходимы для достижения требуемых электрических и оптических характеристик приборов на основе массивов ННК [1]. Одним из подходов к формированию упорядоченных ННК является прецизионное расположение капель катализаторов на поверхности пластины. При этом для расположения капель катализатора на поверхности подложки используются литографические методы, с последующим удалением с поверхности слоя резиста [2]. Однако одним из недостатков такого подхода является возможная миграция капель катализатора по поверхности и их коалесценция при повышении температуры подложки до ростовых значений при формировании ННК. Другим эффективным подходом к формированию упорядоченных массивов ННК является использование масок, ограничивающих области роста ННК [2–4]. Хотя упорядоченный рост III-V ННК на кремниевых подложках с использованием масок реализован для бескатализного и самокаталитического механизмов роста, результаты по росту с использованием золота в качестве катализатора в литературе не представлены. В то же время использование золота в качестве катализатора в ряде случаев позволяет строго контролировать физические свойства ННК, такие как состав, морфологию, кристаллографическую фазу и другие.

В рамках данной работы была разработана методика и изучены процессы формирования капель золота в упорядоченных отверстиях в слое SiO_x на поверхности кремния для последующего синтеза методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) регулярных III-V ННК.

На подготовительном этапе пластины Si(111) подвергались процедуре термического прокисления для формирования слоя SiOx толщиной 60 нм на поверхности кремния. Затем с помощью сфокусированного ионного пучка Ga на поверхности образца формировались упорядоченные отверстия в слое SiO_x до поверхности кремния. Для определения оптимальных размеров отверстий и расстояний между ними (шаг) были сформированы 4 области с разными диаметрами отверстий, причём каждая область состояла ещё из 4 областей с разным шагом между отверстиями. Обработанные в растворе H_2O/HF (10:1) подложки загружались в установку МПЭ, где температура образцов повышалась до 850 °C для удаления остаточного естественного окисла из отверстий в слое SiOx. Затем температура подложки уменьшалась до 700 °C, и на поверхность подложки напылялся слой золота в течение 60 секунд с последующей выдержкой в течение 8 минут при той же температуре. Помимо этого, были исследованы процессы формирования золотых капель катализатора с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии и подтверждено формирование капель в отверстиях.

Результаты предварительных экспериментов по синтезу AlGaAs ННК на подготовленных темплейтах показали, что наиболее оптимальными для синтеза AlGaAs ННК оказались области с расстоянием между отверстиями в слое SiO_x 90 нм и диаметрами отверстий 180 и 140 нм. Важно отметить, что рост AlGaAs ННК не наблюдается вне отверстий в слое SiO_x. Предварительные результаты исследований оптических свойств одиночных ННК продемонстрировали наличие не менее интенсивных и узких линий на спектрах мкФЛ по сравнению с аналогичными неупорядоченными структурами. Дальнейшая оптимизация технологии синтеза упорядоченных ННК с КТ позволит получать массивы идентичных по параметрам наноструктур.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-79-10101.

1. M. Heiss et al. // Nanotechnology. 2013. V. 25. P. 014015.
2. H. J. Fan, P.Werner, M. Zacharias // Small. 2006. V. 2. P. 700–717.
3. K. Tomioka et al. // Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2011. V. 17. P. 1112–1129.
4. M. Benyoucef et al. // Physica Status Solidi (A). 2012. V. 209. P. 2402–2410.

Влияние изменения входных спектров протонов при их воздействии на полупроводниковые элементы, на процессы дефектообразования в них и электрофизические параметры

М. А. Рогов[1], С. В. Оболенский[1,2], А. В. Маругин[1], А. С. Пузанов[1,2], В. В. Бибикова[2]

[1]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950
[2]Российский федеральный ядерный центр – ВНИИ экспериментальной физики, просп. Мира, д. 37, Саров, Нижегородская обл., 607188
*rogow.mixail2014@yandex.ru

Для моделирования работы приборов в условиях тестирования радиационной стойкости электроники, использующейся в том числе и в космической области, а также для модификации электрофизических параметров полупроводниковых элементов часто применяют источники протонного излучения [1, 2]. При воздействии протонного излучения средней мощности (1–10 МэВ) в образцах формируются точечные дефекты до глубины порядка 1 мкм [3]. Для анализа этих дефектов необходимо знать спектр выходного протонного излучения в течение длительности радиационного импульса непосредственно внутри блока аппаратуры, рядом с наименее стойким элементом для контроля его поведения в момент облучения.

Для решения задачи предлагается использовать линейку подобных по конструкции фотодетекторов, предварительно откалиброванных на пико- и/или фемтосекундном лазерном источнике, что позволит отделить ионизирующую составляющую от процесса дефектообразования. Сопоставление между размерами активной области этих детекторов и размерами образуемых после протонного облучения областей дефектов позволит определять энергии протонов по размерам областей создаваемых ими дефектов. В частности, для этого нами предварительно проведены расчеты в программе TRIM и взяты известные из литературы спектры протонного излучения для того, чтобы смоделировать влияние изменения входного спектра на образование дефектов в различных слоях полупроводниковых диодов.

С помощью измерительного стенда [4] можно определять ВФХ и ВАХ полупроводниковых образцов, что позволяет анализировать, как дефектообразование при протонном облучении повлияет на электрофизические свойства образцов [2], что в частности дает нам информацию о том, как можно менять входной протонный спектр, для того чтобы добиваться оптимальных характеристик образцов, – таких как удельное сопротивление, концентрация носителей заряда и т. д.

В качестве быстродействующего фотодетектора предложено использовать специальный диод на основе GaAs, который исследовался авторами ранее [3]. Благодаря возможности его изготовления в рамках стандартной GaAs промышленной технологии становится возможна реализация встроенных в интегральную схему (или СВЧ-модуль) фотодетекторов, которые могут использоваться как для анализа спектра радиационного излучения, так и для приема полезного оптического сигнала. Оригинальные экспериментальные исследования показали, что использование предложенных в работе [3] фотодетекторов позволит детектировать не только оптический сигнал в диапазоне 0,9 мкм и менее, что характерно для GaAs-фотодетекторов, но и даст возможность регистрировать сигнал в диапазоне до 1,55 мкм, правда, в последнем случае необходимо увеличить мощность сигнала до ~1 мВт.

В данной работе создана нестационарная модель воздействия протонного потока на линейку фотодетекторов. Рассчитаны импульсы токов отклика фотодетекторов, а также проведен расчет концентрации и размеров дефектов. Результаты расчета сопоставлены с полученными ранее экспериментальными данными по размерам и форме дефектов (в том числе с помощью атомно-силового микроскопа [4]). В результате предложена методика проведения эксперимента по измерению временной зависимости спектра излучения импульсного источника протонного излучения.

1. Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах // М. : Атомиздат, 1969. 311 с.
2. В. А. Козлов, В. В. Козловский // ФТП. 2001. Т. 35, № 7.
3. А. В. Мурель и др. // ФТП. 2004. Т. 38, вып. 7. С. 834.
4. Е. В. Волкова и др. // ФТП. 2021. № 10.

Резонансные фотогальванические эффекты в экранированной полосе с электронами при магнитоплазменных частотах

Д. А. Родионов[1]*, С. Г. Тимченко[1,2], И. В. Загороднев[1]

[1]ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, д. 11, корп. 7, Москва, 125009
[2]НИУ ВШЭ, ул. Мясницкая, д. 20, Москва, 101000
*rodionov.da@phystech.edu

Плазменные колебания – плазмоны – в современных полупроводниковых двумерных системах привлекают к себе особое внимание, поскольку они потенциально могут быть использованы для создания фотодетекторов излучения субтерагерцового и терагерцового частотных диапазонов [1–3]. В основе их работы лежит принцип выпрямления плазменных колебаний, которое может происходить в системах при наличии каких-либо нелинейных эффектов. В этом случае величина, например, выпрямленного тока зависит не только от интенсивности возбуждающей волны, но и от направления её падения. В нашей работе мы подробно исследуем этот вопрос.

Теоретически исследован нелинейный отклик двумерной электронной системы в форме полосы на внешнее монохроматическое линейно поляризованное излучение при частотах возбуждения магнитоплазменных колебаний (магнитоплазмонов). Полоса располагается на диэлектрической подложке толщиной d с проницаемостью ε. На обратной стороне подложки расположен идеально проводящий металлический электрод. Вся система находится в перпендикулярном постоянном однородном магнитном поле B. Рассматривается предел сильного экранирования, когда расстояние до металла много меньше ширины полосы W и характерной длины волны возбуждаемых магнитоплазмонов.

Для описания динамики электронов решалось уравнение Эйлера совместно с уравнением Пуассона. Рассматривался квазистатический предел колебаний, когда длина волны возбуждающего поля много больше ширины полосы. На основании этого в уравнении Эйлера магнитный вклад в силу Лоренца определяется только постоянным магнитным полем. Сначала был найден линейный отклик системы, затем с его использованием определены постоянные (неосциллирующие) составляющие плотности тока и электрического поля, которые квадратичны по амплитуде внешнего излучения E_0.

Интегральный фототок вдоль полосы и фотонапряжение между её краями имеют резонансный характер как функции частоты возбуждающего излучения. При возбуждении высокодобротных магнитоплазмонов, т. е. при частотах много больших обратного характерного времени рассеяния носителей в системе γ, положение этих резонансов совпадает с частотой магнитоплазмона, а их полуширина с их затуханием. Частота резонансов есть $\sqrt{v_{pl}^2(n\pi/W)^2+\omega_c^2}$, где $n = 1,3,\ldots$ – нечётный номер плазменной моды, $v_{pl}^2 = 4\pi d\, n_s e^2/\varepsilon m$ – квадрат групповой скорости плазмона (e, m, n_s – заряд, масса, двумерная концентрация электронов), $\omega_c = |eB|/mc$ – циклотронная частота. Полуширина изменяется от значения $\gamma/2$ в отсутствие магнитного поля и стремится к γ с увеличением величины магнитного поля.

Установлено, что интегральный фототок вдоль полосы и фотонапряжение между её краями подчиняются классическому эффекту Холла при магнитоплазменных частотах. В отсутствие магнитного поля ток в системе присутствует только, если возбуждающее электрическое поле коллинеарно тангенциальной компоненте волнового вектора на плоскость полосы. При малых магнитных полях, т. е. $\omega_c \ll v_{pl}(n\pi/W)$, добавка к току квадратична по его величине и при некоторых углах падения и поляризациях может быть отрицательной. Например, для волны с тангенциальной компонентой волнового вектора вдоль полосы эта добавка положительна при p-поляризации и отрицательна при s-поляризации. С дальнейшим увеличением величины магнитного поля значение тока увеличивается. Так, при больших неквантующих магнитных полях, т. е. при $\omega_c \gg v_{pl}(n\pi/W)$, ток имеет квадратичную зависимость от магнитного поля. При этой особенности в силе тока напряжение является монотонно возрастающей функцией магнитного поля при любых направлениях и поляризациях падающей волны.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00450.

1. A. Satou, I. Khmyrova, V. Ryzhii, M. S. Shur // Semicond. Sci. Technol. 2003. V. 8. P. 460.
2. W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova et al. // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2009. V. 30. P. 1319.
3. V. M. Muravev, I. V. Kukushkin // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. P. 082102.
4. D. A. Bandurin, D. Svintsov, I. Gayduchenko, S. G. Xu, A. Principi et al. // Nat. Commun. 2018. V. 9. P. 1.

Резистивное переключение в структуре TiO_2 с графеновым интерфейсом

Д. Х. Родригес*, И. Л. Житяев, М. С. Картель, Р. В. Томинов, В. А. Смирнов

Лаборатория нейроэлектроники и мемристивных наноматериалов (НЕЙРОМЕНА), Институт нанотехнологий, электроники и электронного приборостроения, Южный федеральный университет, Таганрог, 347922
*srodriges@sfedu.ru

Мемристивные структуры на основе оксидов металлов (TiO_2 , TaO_x) перспективны для нейроморфных вычислений и энергонезависимой памяти. Ключевым ограничением их широкого практического применения является низкая термическая стабильность, обусловленная джоулевым нагревом в активной области, что приводит к деградации тонких плёнок при температурах свыше 200 °C, снижению надёжности и, в конечном счёте, к отказу устройства [1, 2].

В качестве материала, способного решить данную проблему, предлагается использовать графен – одноатомный слой углерода с sp^2-гибридизацией, обладающий уникальными свойствами: теплопроводностью ~5000 Вт/м·К, подвижностью носителей >200 000 см²/В·с, механической прочностью и химической инертностью [3] Однако для изготовления перспективных элементов электронно-компонентной базы нейроморфных систем в настоящее время отсутствуют детальные исследования резистивного переключения в мемристивных структурах на основе графена.

Целью работы является исследование мемристорных характеристик структуры Cu/графен/TiO_2 /ITO (рис. 1, *a*, *b*). Графен (3 атомных слоя) был синтезирован методом химического осаждения из газовой фазы на медной подложке. Плёнка графена используется как функциональный интерфейс к диоксиду титана. Слои TiO_2 толщиной 50 нм и ITO-контакты были нанесены методом магнетронного распыления. ITO использовался в качестве материала верхнего интерфейса к TiO_2 .

Электрические характеристики полученных мемристорных структур (рис. 1, *c*) были исследованы с использованием системы измерения параметров полупроводников Keithley 4200-SCS (Keithley Instruments, США) и субмикронной зондовой системы EM-6070A (Planar, Республика Беларусь). Анализ полученных экспериментальных результатов показал, что исследуемая мемристорная структура проявляет биполярное резистивное переключение при Uset ≈ 2,5 В и Ures ≈ –2,7 В. Отношение сопротивлений Roff/Ron составило ~ 2,2. Исследуемая мемристорная структура показала стабильность при количестве переключений более 10^3 циклов.

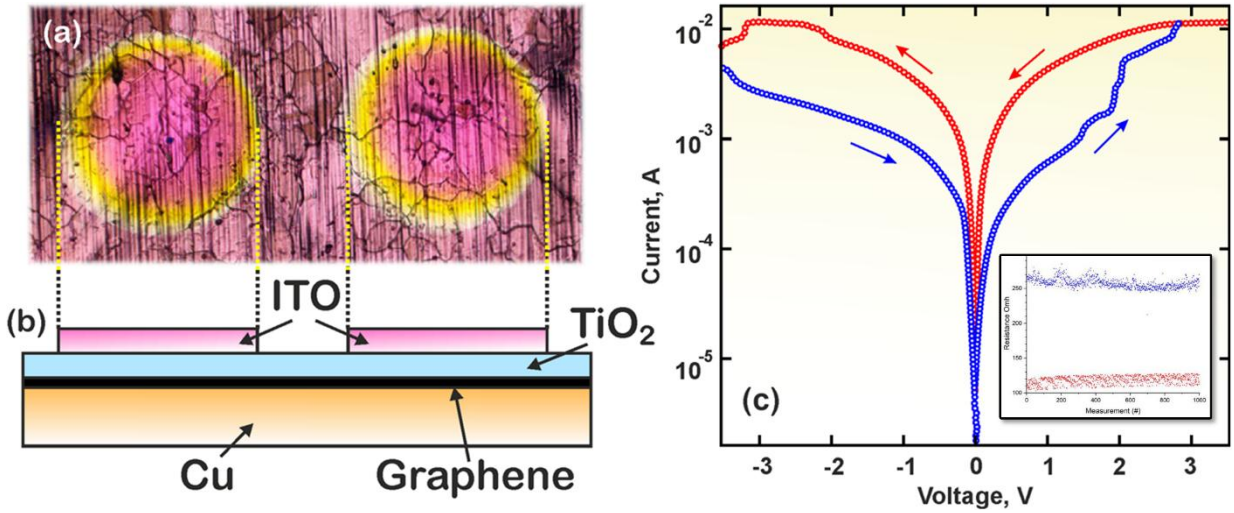


Рис. 1. Исследование резистивного переключения в структуре Cu/графен/TiO_2/ITO: *a* – микрофотография готовой структуры; *b* – схематическое обозначение структуры; *c* – вольт-амперная характеристика (на вставке исследование стабильности)

Проведённое исследование показало, что интеграция графена в качестве буферного интерфейса в мемристивных структурах на основе оксидов металлов приводит к значительному улучшению их функциональных характеристик. Применение графена в качестве подслоя способствует активному рассеиванию джоулева тепла, генерируемого в процессе резистивного переключения, что подавляет термически индуцированную деградацию оксидной плёнки и повышает стабильность работы структуры.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24–79-00306 в Южном федеральном университете.

1. S. Kumar et al. // Nature. 2020. V. 585. P. 518.
2. V. Avilov et al. // Nano Res. 2021. V. 16. P. 10222.
3. A. K. Geim // Science. 2009. V. 324. P. 1530.

Влияние рекомбинации Шокли – Рида – Холла на порог генерации в лазерных структурах с квантовыми ямами CdHgTe/HgCdTe в различных режимах оптической накачки

В. В. Румянцев[1,2], К. А. Мажукина[1]*, Д. В. Козлов[1,2], Е. Ю. Горячкина[1,2], Н. Н. Михайлов[3], С. А. Дворецкий[3], В. И. Гавриленко[1,2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950
[3]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*mazhukina@ipmras.ru

Динамика неравновесных носителей в квантовых ямах (КЯ) HgCdTe/CdHgTe представляет значительный интерес, поскольку структуры с КЯ могут быть использованы как для детекторов среднего ИК-диапазона, так и лазеров, способных работать в спектральной области, недоступной квантовым каскадным лазерам (ККЛ): длина волны λ от 25 до 60 мкм [1]. Как и в объемном HgCdTe, в КЯ при низкой мощности оптического возбуждения времена рекомбинации носителей контролируются процессом рекомбинации через примеси/дефекты (рекомбинация Шокли – Рида – Холла) [2].

В работе рассчитаны времена захвата электронов на состояния вакансий ртути и времена рекомбинации Шокли – Рида – Холла (ШРХ) для гетероструктур с КЯ на основе HgCdTe с шириной запрещенной зоны ~50 мэВ. Результаты расчета применены к анализу пороговых плотностей мощности оптического возбуждения, необходимых для получения стимулированного излучения (СИ) из подобных КЯ. Исследуемые структуры, содержащие массив КЯ внутри волноводного слоя, были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs-подложках. Результаты расчета хорошо соответствуют наблюдаемым значения пороговой плотности мощности оптического возбуждения [2]. Поскольку, как и в объемных слоях КРТ, время захвата электронов из зоны проводимости на уровни вакансий ртути значительно больше времени захвата дырок из валентной зоны, время рекомбинации определяется в основном захватом электронов. Обнаружено, что при переходе от импульсного возбуждения с длительностью ~100 нс к режиму «длинных» импульсов (длительность более 20 мкс) происходит уменьшение пороговой интенсивности возбуждения не менее чем на порядок. Последнее связывается с насыщением процесса рекомбинации ШРХ при увеличении длительности импульса вследствие накопления неравновесных носителей на центрах рекомбинации. В работе анализируются условия и параметры структур, для которых возможно получить генерацию с наименьшей плотностью мощности накачки.

Работа выполнена при поддержке РНФ (№ 22-12-00298).

1. Feng K., Streyer W., Zhong Y., Hoffman A. J. & Wasserman D. // Opt. Express 23. A1418-A1433 (2015).
2. V. V. Rumyantsev, K. A. Mazhukina, V. V. Utochkin, et al. // Applied Physics Letters. 124 (2024).

Измерение углов расходимости излучения терагерцовых квантово-каскадных лазеров с двойным металлическим волноводом на основе метода вторых моментов

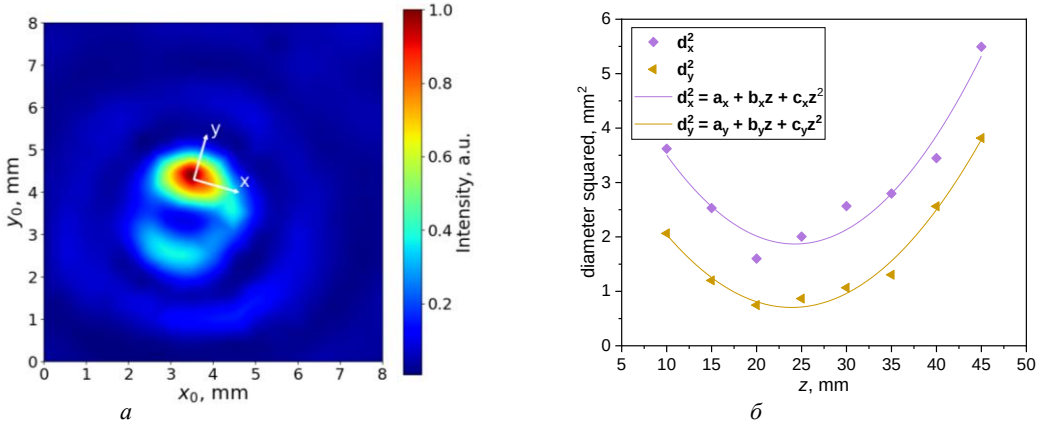
И. Е. Рыков[1]*, М. В. Майтама[1], Д. А. Белов[1,2], А. В. Иконников[1,2], Р. А. Хабибуллин[1]

[1]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, 141701
[2]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, ГСП-1, 119991
*rykov.ie@phystech.edu

Терагерцовые (ТГц) квантово-каскадные лазеры (ККЛ) являются одними из наиболее перспективных твердотельных источников излучения в данном диапазоне, применяющихся в высокоразрешающей спектроскопии, визуализации в режиме реального времени и беспроводной связи. Одним из требований для указанных приложений является малая угловая расходимость пучка излучения.

В то же время сама задача по определению размера пучка является не столь тривиальной. Самый очевидный способ: угол расходимости рассчитывается как арктангенс отношения ширины распределения к расстоянию до источника: $\theta = \tan^{-1} FWHM/L$ [1] – не соответствует теоретически более обоснованному подходу [2], который регламентирован в ГОСТ [3] и сводится к расчету угла расходимости на основе гиперболической аппроксимации зависимости диаметра пучка от расстояния до лазера. Диаметр, в свою очередь, вычисляется с помощью вторых моментов распределения интенсивности. В данной работе предлагается использовать этот подход для определения углов расходимости излучения нескольких образцов ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом (ДМВ).

Были проведены измерения распределения интенсивности излучения ККЛ с рабочими частотами 2 ТГц, 3,75 ТГц и 4 ТГц в дальнем поле. К излучающему торцу лазера прижималась квазиоптическая система в виде набора кремниевых пластин (спейсер) и коллимирующей пучок полусферической кремниевой линзы. Вся система находится внутри вакуумного криостата с окном (расстояние от окна до торца лазера – 17 мм), через которое выводится излучение, регистрируемое акусто-оптическим приемником – ячейкой Голея, помещенной на 2D-транслятор. Рисунок 1, *а* демонстрирует измеренное квазиэллиптическое нормированное распределение интенсивности в вертикальной плоскости на выбранном расстоянии от одного из образцов ККЛ, а рис. 1, *б* – график зависимости квадратов диаметров пучка вдоль определенных главных осей квазиэллипса (наклонные оси на рис. 1, *а*) от расстояния z до окна криостата вместе с аппроксимационными кривыми.



а *б*

Рис. 1. Проинтерполированное нормированное распределение (*а*) интенсивности излучения одного из образцов ТГц ККЛ в вертикальном сечении на выбранном расстоянии от источника, ось x_0 направлена вдоль слоев ККЛ, y_0 – перпендикулярно им; *б* – график зависимости рассчитанных вдоль главных осей квазиэллипса квадратов диаметров пучка от расстояния до окна криостата оси и аппроксимационные параболы

Коэффициенты аппроксимации дают следующие значения полных углов расходимости вдоль главных направлений x, y (см. рис. 1, *а*): $\theta_x = \sqrt{c_x} \cdot 180°/\pi = 5{,}1°, \theta_y = 4{,}76°$. В то же время результат конвенционального расчета через отношение d/L, как хорошо иллюстрирует рис. 1, *б*, зависит от текущей координаты и приводит к следующим значениям для положения перетяжки $z \approx 20$ мм: $\theta_x = \tan^{-1}(d/(20+17)) = 2°, \theta_y = 1{,}3°$, а для максимального $z = 45$ мм: $\theta_x = 2{,}2°, \theta_y = 1{,}8°$. Сравнение показывает, что величины углов отличаются более чем в два раза для различных методов расчета, причем очевидный способ дает заниженные значения, к тому же, вновь подчеркнем, зависящие от выбранного расстояния до ККЛ.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-49-10004.

1. Y. Jin, L. Gao, J. Chen et al. // Nature Commun. 2018. V. 9(1): 1–7.
2. G. Nemes, A. E. Siegmann // J. Opt. Soc. Am. A. 1994. V. 11(8): 2257–2264.
3. ГОСТ Р ИСО 11146-1—2008 // Часть 1. Стигматические (гомоцентрические) и слабоастигматические пучки.

Исследование резистивного переключения мемристорных структур ITO/Cu_2O/ITO для оптоэлектронных нейроморфных систем машинного зрения

А. В. Саенко*, Д. А. Дзюба, В. А. Смирнов

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета, ул. Шевченко, д. 2, Таганрог, Ростовская обл., 347922
*avsaenko@sfedu.ru

Мемристорные структуры являются перспективными устройствами энергонезависимой резистивной памяти, обладающими высоким быстродействием, долговременным хранением информации, низким энергопотреблением и многоуровневым поведением. Особый интерес представляют мемристорные структуры, которые сочетают в себе свойства резистивной памяти с фоточувствительностью и могут применяться в нейроморфных системах искусственного интеллекта и машинного зрения в виде оптоэлектронных мемристорных структур для визуального восприятия и интеллектуальной обработки изображений [1]. Оксид меди (Cu_2O) является полупроводниковым материалом p-типа с шириной запрещенной зоны 2,1 эВ, что обеспечивает высокое поглощение света в ультрафиолетовой и видимой области спектра и открывает возможности создания оптически управляемых мемристорных структур для нейроморфных систем [2].

Целью данной работы является создание полупрозрачных мемристорных структур ITO/Cu_2O/ITO на стеклянных подложках методом магнетронного распыления в атмосфере аргона при комнатной температуре и исследование их резистивного переключения для применения в системах машинного зрения и устройствах энергонезависимой резистивной памяти.

Мемристорные структуры ITO/Cu_2O/ITO формировались в три этапа методом магнетронного распыления на установке VSE-PVD-DESK-PRO. На первом и третьем этапах осаждались пленки ITO толщиной 150–200 нм (нижний и верхний электроды) методом импульсного магнетронного распыления на постоянном токе (p-DC) с частотой 100 кГц. На втором этапе осаждались нанокристаллические пленки Cu_2O толщиной порядка 90 нм методом RF магнетронного распыления мишени Cu_2O при мощности 75 Вт и давлении аргона $5 \cdot 10^{-3}$ мбар.

Показано, что полученные пленки Cu_2O имеют однородную зернистую морфологию поверхности без существенных дефектов со средним размером зерен порядка 30 нм, причем на поперечном сколе видна характерная столбчатая структура с направлением, перпендикулярным плоскости подложки, что является перспективным для создания мемристорных структур со стабильным резистивным переключением. Измерение вольтамперных характеристик изготовленных мемристорных структур ITO/Cu_2O/ITO осуществлялось при заземлении нижнего электрода, а на верхний подавалось напряжение от −4 до 4 В. Получено 1000 вольт-амперных характеристик, на основе которых построена среднестатистическая характеристика, а также зависимость высокоомного (HRS) и низкоомного (LRS) сопротивлений от количества циклов переключения (рис. 1).

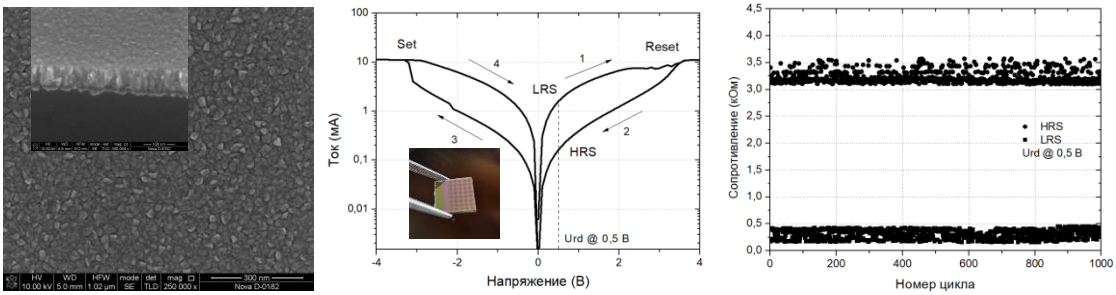


Рис. 1. РЭМ-изображения пленки Cu_2O и исследования резистивного переключения мемристорной структуры

Анализ результатов показал, что изготовленные мемристорные структуры ITO/Cu_2O/ITO демонстрируют стабильное биполярное энергонезависимое резистивное переключение. Изменение сопротивления из состояния LRS в HRS (U_{RESET}) происходит при 3,6 ± 0,1 В, а из HRS в LRS (U_{SET}) при −3,1 ± 0,2 В, при этом ток переключения составляет 10 мА. Получено, что HRS (R_{OFF}) равно 3,23 ± 0,45 кОм, а LRS (R_{ON}) 0,31 ± 0,16 кОм, отношение R_{OFF}/R_{ON} составило 10,42. Полученные результаты могут быть использованы при разработке технологических процессов изготовления оптоэлектронных мемристорных структур для нейроморфных систем машинного зрения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-19-00809 в Южном федеральном университете.

1. A. V. Saenko, R. V. Tominov, I. L. Jityaev, Z. E. Vakulov, V. I. Avilov, N. V. Polupanov, V. A. Smirnov // Nanomaterials. 2024. Vol. 14. P. 1901.

2. Jun Xie, Xuanyu Shan, Ningbo Zou, Ya Lin, Zhongqiang Wang, Ye Tao, Xiaoning Zhao, Haiyang Xu and Yichun Liu // Research. 2025. Vol. 8. P. 0580.

Модификация отжигом электрических и фотоэлектрических свойств тонкой пленки нанопластинок CdSe/CdS

Ш. Р. Саитов[1]*, Б. М. Саиджонов[2], Р. Б. Васильев[1], В. Н. Манцевич[1], А. М. Смирнов[1]

[1]МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, Москва, Россия, 119991
[2]Научно-технологический университет им. короля Абдаллы, г. Тувал, Королевство Саудовская Аравия, 23955-6900
*saitsham@yandex.ru

Гетероструктурные нанопластины (НП) но основе халькогенидов кадмия – это двумерные полупроводниковые наноструктуры, обладающие рядом оптических и электронных свойств, оптимальных для применения в оптоэлектронике. В частности, коллоидные НП CdSe/CdS со структурой типа ядро-оболочка обладают такими свойствами, как большое сечение поглощения, узкая ширина линии люминесценции (менее 65 мэВ), короткое время люминесценции (меньше 1 нс), высокий квантовый выход излучения и низкий темп оже-рекомбинации [1]. Особенности метода атомно-слоевого роста в коллоидном растворе позволяют достичь низкой дисперсии по толщине НП и высокой однородности по спектрам поглощения и люминесценции [2]. Также этот метод позволяет создавать НП с малой дисперсией латеральных размеров в широком диапазоне значений. В коллоидном растворе НП стабилизируются с помощью молекул олеиновой кислоты в качестве лигандов.

Транспорт носителей заряда в пленках на основе наноструктур определяется прыжковым механизмом переноса и длиной молекул лигандов, стабилизирующих эти структуры. Использование лигандов с более короткими молекулами приводит к увеличению подвижности носителей заряда в таких пленках. Следовательно, удаление молекул олеиновой кислоты из пленки НП CdSe/CdS должно привести к более плотной упаковке этих частиц и увеличению проводимости и фотопроводимости получившейся пленки. В свою очередь, олеиновая кислота может быть удалена из пленки с помощью отжига в вакууме.

В представленной работе были исследованы электрические, фотоэлектрические и оптические свойства пленки НП CdSe/CdS, а также влияние на эти свойства отжига в вакууме, который привел к испарению олеиновой кислоты. Было установлено, что отжиг не приводит к изменению спектра люминесценции и поглощения готовой пленки. В обоих случаях оптическая ширина запрещенной зоны составила E_g = 1,92 ± 0,14 эВ. В результате отжига величина фотопроводимости пленки выросла до четырех порядков величины на всем исследованном диапазоне энергий кванта (рис. 1, *a*).

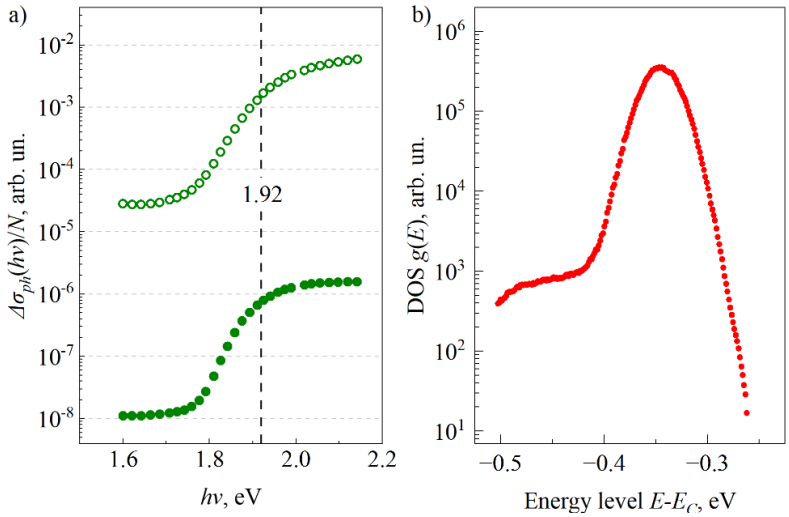


Рис. 1. Спектральные зависимости (*a*) фотопроводимости $\Delta\sigma_{ph}(h\nu)$, нормированные на интенсивность N, полученные до и после отжига (сплошные и выколотые точки, соответственно); *b* – распределение плотности состояний электронных ловушек внутри запрещенной зоны

Анализ температурных зависимостей фотопроводимости и термостимулированной проводимости позволил обнаружить узкую полосу состояний электронных ловушек внутри запрещенной зоны. Было установлено, что частота высвобождения носителей заряда с соответствующих состояний порядка $\nu_0 \approx 1{,}5\times10^4$ с$^{-1}$, в то время как характерные значения этой величины лежат в диапазоне 10^9–10^{11} с$^{-1}$. Распределение уровней ловушек может быть описано гауссовым пиком с максимумом в области $E_t \approx -0{,}35$ эВ относительно дна зоны проводимости и шириной пика не более ω = 34 мэВ (рис. 1, *b*).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00020.

1. S. R. Saitov, A. M. Smirnov, B. M. Saidzjonov et al. // ACS Photonics. 2025. V. 12. P. 2088–2096.
2. B. M. Saidzhonov, V. F. Kozlovsky, V. B. Zaytsev et al. // J. Lumin. 2019. V. 209. P. 170–178.

Исследование гальваномагнитных свойств поликристаллических нанопленок n^+InAs на сапфире для термостабильных датчиков Холла

А. А. Самолыга*, И. С. Васильевский, А. Н. Клочков, А. Н. Виниченко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31
*artemsamolyga@yandex.ru

Датчики магнитного поля на основе эффекта Холла находят широкое применение в современной технике, включая исследования в условиях сильного ионизирующего излучения. Для повышения чувствительности датчиков Холла требуется сочетание умеренной концентрации носителей с высокой проводимостью, что обеспечивается сильнолегированным тонким слоем полупроводника. Одним из перспективных подходов является использование гетероструктур на основе тонких полупроводниковых пленок на радиационно-стойких диэлектрических подложках. В данной работе исследуются материалы с управляемой дефектностью – поликристаллические нанопленки узкозонного полупроводника InAs, в которых благодаря сильному легированию кремнием удается достичь металлической проводимости и вырождения электронного газа. В качестве подложки используется сапфир (α-Al_2O_3), который слабо изменяет свою проводимость при нейтронном облучении.

Гетероструктуры n^+InAs/сапфир были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии [1]. Процесс роста включал формирование субслоя на границе раздела подложка/пленка с последующей эпитаксией слоя InAs с легированием кремнием. Контроль процесса роста осуществлялся *in situ* методом дифракции быстрых электронов на отражении, что позволяло отслеживать переходы между двумерным и трехмерным ростом.

Гальваномагнитные свойства исследованных структур измерялись методом Ван-дер-Пау на криомагнитной установке в диапазоне температур от 4,2 до 295 К и магнитных полей до 6 Тл. Для всех образцов были получены зависимости продольного $\rho_{xx}(B)$ и поперечного $\rho_{xy}(B)$ сопротивлений при различных температурах. Относительные изменения продольного сопротивления для всех образцов не превысили 3 % во всем диапазоне магнитных полей, что свидетельствует о высокой стабильности сопротивления датчиков. Зависимости $\rho_{xy}(B)$ демонстрируют высокую линейность с относительным отклонением от линейности не более 1 % для большинства образцов и температур.

Таблица 1. Основные характеристики исследованных датчиков

Образец	S, мВ/Тл	ТКС, %/К
1	11,0–13,5	0,01–0,04
2	11,0–13,0	0,01–0,03
3	11,5–14,0	0,01–0,03
4	8,4–9,4	0,01–0,02

Чувствительность по магнитному полю *S* находится в диапазоне от 8,4 до 14,0 мВ/Тл в зависимости от образца (табл. 1). Температурный коэффициент чувствительности (ТКЧ) составил около 0,06 %/К для образца 4, что в 7–42 раза ниже, чем у датчиков на основе AlGaN/GaN и Bi [2, 3]. Средний температурный коэффициент сопротивления (ТКС) для всех образцов находится в пределах 0,01–0,04 %/К, что на порядок ниже, чем у аналогичных датчиков на основе AlGaN/GaN (0,55 %/К) и n-InSb/GaAs (0,10 %/К) [3]. Слоевая концентрация носителей составила $(1–8)\times10^{14}$ $см^{-2}$, подвижность – 800–1200 $см^2/(В\cdot с)$. Относительное изменение слоевой концентрации носителей в диапазоне температур 4,2–295 К не превышает 7 %, что значительно лучше показателей датчиков на основе AlGaAs/GaAs (>10 %) [4].

Таким образом, в результате работы были исследованы гетероструктуры с поликристаллическими нанослоями n^+InAs на сапфире и изучены их электронные и транспортные свойства в широком интервале температур (4,2–295 К) и при высоких магнитных полях (до 6 Тл). Полученные датчики Холла демонстрируют высокую термостабильность характеристик, что делает их перспективными для применений в экстремальных условиях.

1. Klochkov A. N., Vinichenko A. N. et al. //Applied Surface Science, 619, 156722 (2023).
2. Ďuran I., Entler S., Kočan M. et al. Development of Bismuth Hall sensors for ITER steady state magnetic diagnostics // Fusion Engineering and Design. 2017. V. 123. P. 690–694.
3. Zhang H. et al. AlGaN/GaN magnetic sensors featuring heterojunction 2DEG channel // Measurement Science and Technology. 2021. V. 32, no. 11. P. 115114.
4. Alpert H. S., Chapin C. A., Dowling K. M. et al. Sensitivity of 2DEG-based Hall-effect sensors at high temperatures // Review of Scientific Instruments. 2020. V. 91, no. 2. P. 025003.

Исследование образования Ag/Cu филаментов в α-Si мемристорах с помощью проводящей атомно-силовой микроскопии

А. С. Самсонова[1]*, В. В. Дрёмов[2], О. А. Клименко[1,3], Н. В. Бриллиантов[1]

[1]Сколковский институт науки и технологий, территория инновационного центра “Сколково”, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 121205
[2]Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, 141701
[3]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991
*alena.samsonova@skoltech.ru

Мемристор – это двухполюсный элемент, сопротивление которого может изменяться под воздействием электрического поля и градиента температуры, обладая, таким образом, эффектом памяти. По сравнению с другими элементами мемристоры характеризуются низким энергопотреблением, высокой скоростью записи и чтения информации, масштабируемостью и адаптивностью [1]. В данной работе исследуются мемристоры на основе аморфного кремния (α-Si), в которых резистивные переключения основаны на формировании проводящих филаментов из ионов электрохимически активных металлов, таких как Ag и Cu [2, 3]. Среди различных материалов мемристоры на основе аморфного кремния с Ag/Cu филаментами продемонстрировали благоприятные характеристики для применения в нейроморфных вычислениях и в качестве энергонезависимой памяти, включая линейные переключения между состояниями, способность к длительному хранению информации и совместимость с существующими КМОП-технологиями [4, 5].

С практической точки зрения, интеграция мемристоров в матрицы открывает новые возможности для создания вычислительных систем нового поколения [6]. Однако одним из препятствий на пути к коммерческой реализации матриц мемристоров является стохастичность формирования филаментов проводимости, которая приводит к вариации характеристик мемристора от цикла к циклу и от устройства к устройству [7]. Используя проводящую атомно-силовую микроскопию, мы исследовали механизм резистивных переключений в α-Si/Ag/Cu мемристорах и определили, как протекает ток через α-Si: равномерно по всей площади мемристора или через ограниченное число отдельных филаментов. Также мы изучили распределение филаментов по поверхности мемристора и провели статистический анализ их пространственных и электрических характеристик.

На основании полученных данных, мы сделали вывод о формировании множества пространственно разнесённых филаментов. Было выделено два типа филаментов, которые участвуют в резистивных переключениях: 1) энергозависимые и 2) энергонезависимые. Филаменты первого типа самопроизвольно разрушаются при снижении напряжения смещения, тогда как филаменты второго типа являются стабильными и сохраняют свои резистивные свойства даже при отсутствии приложенного электрического поля. При этом образование энергозавимых филаментов преобладает над энергонезависимыми. Средняя плотность филаментов при напряжении чтения (−0,5 В) составляет 3±2 филамента на $\mu м^2$, так что в одном мемристоре 2×2 μм может находиться до 16 энергонезависимых филаментов. Большая неопределенность плотности филаментов указывает на высокую стохастичность их формирования. Однако, управляя процессом формирования филаментов и ограничивая их число с помощью уменьшения размеров мемристора, можно сделать резистивные переключения более равномерными и надёжными.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-29-00544.

1. R. Waser and M. Aono // Nat. Mater. 2007. V. 6. P. 833-840.
2. S. H. Jo et al. // Nano Lett. 2009. V. 9. P. 870–874.
3. I. Valov et al. // Nanotechnology. 2011. V. 22. P. 254003.
4. H. Yeon et al. // Nat. Nanotechnol. 15(7). 2020. P. 574–579.
5. A. Samsonova et al. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 2024. V. 166. P. 255–260.
6. D. Marković et al. // Nat. Rev. Phys. 2020. V. 2. P. 499–510.
7. Y. Zhang et al. // Appl. Phys. Rev. 2020. V. 7. P. 011308.

Спин-орбитальное расщепление и спин-зависимое рассеяние в симметрично-легированных квантовых ямах HgCdTe/CdHgTe

Н. С. Сандаков[1]*, С. В. Гудина[1], В. Н. Неверов[1], М. В. Якунин[1], С. Д. Попов[1], А. С. Боголюбский[1], К. В. Туруткин[1], В. Я. Алешкин[2], Н. Н. Михайлов[3]

[1]Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, д. 18, Екатеринубург, 620990
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[3]Институт физики полупроводников СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090
*sandakov-n@mail.ru

Спин-орбитальное расщепление Рашбы в квантовых ямах на основе HgTe достигает значений 30 мэВ и более [1–4], что делает данные системы привлекательными для дальнейшего изучения эффектов, связанных со спином, например рассеяния, зависящего от направления спина.

В настоящей работе представлены исследования осцилляций Шубникова – де Гааза в симметрично легированных квантовых ямах (КЯ) $Cd_{1-y}Hg_yTe/Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_{1-y}Hg_yTe$ с высокой электронной концентрацией, обладающих нормальным (образец 070706) и инвертированным (образец 070706-1) зонным спектром. В табл. 1 приведены параметры исследуемых систем. Для оценки значения спинового расщепления был проведён теоретический расчёт энергетического спектра и волновых функций в рамках восьмизонной k·p-модели Кейна.

Таблица 1. Структурные и электрофизические параметры исследуемых гетероструктур

Параметры структуры	070706	070706-1
Ширина ямы, нм	10	7
Легирование In, 10^{25} м$^{-2}$	0,9	3
Толщина спейсера со стороны подложки/покрывающего слоя, нм	13/10	10/11
Холловская подвижность, м^2/(В*с)	9,2	3,5
Холловская концентрация, 10^{16} м$^{-2}$	3,27	3,26

На рис. 1 представлены полученные фурье-спектры осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ) в диапазоне магнитных полей до 12 Тл при различных температурах. Наблюдение двух близко расположенных частот f_1 и f_2 указывает на спин-орбитальное расщепление Рашбы зоны проводимости. Разница в частотах и, соответственно, электронных концентрациях даёт возможность сопоставить экспериментально найденное относительное расщепление $(f_2 - f_1)/(f_1 + f_2)$ с теоретически рассчитанным. Значение амплитуды фурье-пиков задаётся квантовым временем жизни и может служить инструментом для выявления спин-зависимого рассеяния в системе. Кроме того, сильная разница между двумя квантовыми временами жизни может являться причиной отсутствия наблюдения биений в осцилляциях ШдГ [5]. Так, для исследуемых образцов амплитуды пиков f_1 и f_2 заметно отличаются. Чтобы объяснить разницу в квантовых временах жизни, были рассчитаны волновые функции.

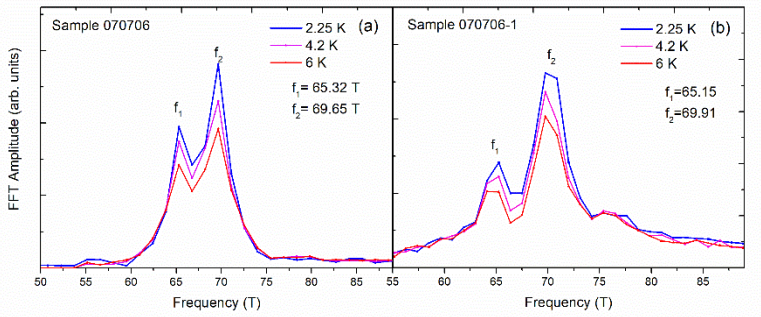


Рис. 1. Фурье-спектры осцилляций ШдГ для образца 070706 (*a*) и 070706-1 (*b*)

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН (тема «Электрон») и молодежного проекта № 13-25 (*Н. С. Сандаков*).

1. X. C. Zhang et al. // PRB. 2001. V. 63. P. 245305.
2. Y. S. Gui et al. // PRB. 2004. V. 70 P. 115328.
3. S. V. Gudina et al. // Nanomat. 2022. V. 12. P. 1238.
4. K. H. Gao et al. // EuroPhys. Lett. 2018. V. 124. P. 27006.
5. A. M. Gilbertson et al. // PRB. 2009. V. 79. P. 235333.

Вязкое течение электронов с большим проскальзыванием в GaAs-микросужениях

Д. И. Сарыпов[1,2]*, Д. А. Похабов[1,2], А. Г. Погосов[1,2], Е. Ю. Жданов[1,2], А. А. Шевырин[1], А. К. Бакаров[1,2], А. А. Шкляев[1,2]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, д. 1, Новосибирск, 630090
*dsarypov@isp.nsc.ru

В достаточно чистых электронных системах, таких как двумерный электронный газ в графене или GaAs, частые электрон-электронные столкновения могут привести к эффектам, имеющим прямые аналоги в классических жидкостях и газах. В таких условиях гидродинамическое описание электронного транспорта становится продуктивным, поскольку позволяет предсказать и наблюдать необычные многочастичные явления, например эффект Гуржи, электронные вихри и сверхбаллистический транспорт [1].

Гидродинамическое поведение электронов в твёрдых телах во многом определяется граничными условиями. Литографические границы образцов традиционно считаются шероховатыми, то есть нет проскальзывания электронов на границе. Это позволяет объяснить наблюдаемое течение Пуазёйля в графеновых каналах [2]. Однако вопрос о том, возможно ли идеальное проскальзывание электронной жидкости на литографической границе, остается открытым.

Кроме того, для полноты гидродинамической аналогии необходимо установить связь между гидродинамическими величинами и общепринятыми характеристиками электронного транспорта, например, между вязкостью электронов ν и длиной электрон-электронного рассеяния l_{ee}. Кинетическая теория газов предсказывает, что эти величины пропорциональны друг другу. Однако измерения электронной вязкости, проведенные в настоящей работе [3], расходятся с данным предсказанием при относительно высоких температурах. Это ставит под сомнение устоявшуюся теоретическую модель и требует систематической экспериментальной проверки.

Данная работа посвящена независимому измерению вязкости ν и длины l_{ee} на одном образце, созданном на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом (рис. 1, *а*). Такой экспериментальный подход позволяет непосредственно сравнить ν и l_{ee} и установить связь между этими величинами (рис. 1, *б*).

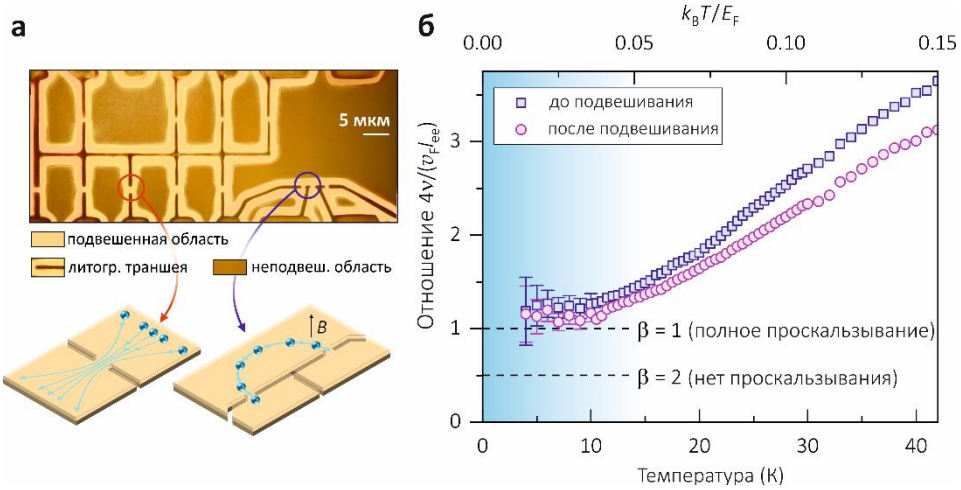


Рис. 1. Фотография образца в оптическом микроскопе (*а*). Отношение $4\nu/(v_F l_{ee})$ как функция температуры, где v_F – скорость Ферми, а величины ν и l_{ee} измерены двумя разными способами (*б*). Горизонтальные штриховые линии отмечают низкотемпературный предел отношения $4\nu/(v_F l_{ee})$ в случае полного проскальзывания и его отсутствия

Проведенные измерения не только подтвердили предсказание кинетической теории при низких температурах, но и выявили значительное проскальзывание электронов на литографических границах [4]. Это проскальзывание отличает GaAs наноструктуры от графеновых образцов, где шероховатые стенки приводят к пуазёйлевскому профилю скоростей электронов. Результаты эксперимента согласуются с теорией вязкого течения электронов для случая идеально гладких границ образца [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 22-12-00343-П).

1. L. Fritz, T. Scaffidi // Annu. Rev. Condens. Matter Phys. 2024. V. 15. P. 17–44.
2. J. A. Sulpizio et al. // Nature. 2019. V. 576. P. 75–79.
3. D. I. Sarypov et al. // Phys. Rev. Lett. 2025. V. 134. P. 026302.
4. D. I. Sarypov et al. // arXiv preprint arXiv:2506.10276. 2025.
5. S. S. Pershoguba, A. F. Young, L. I. Glazman // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 125404.

Количественные законы отражения для двумерных плазмонов

Д. А. Свинцов[1], И. М. Моисеенко[1], Г. В. Алымов[1], В. М. Муравьев[2]

[1]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141700
[2]Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, 142432

Количественные законы отражения для электромагнитных волн, выражаемые формулами Френеля, играют ключевую роль в волновой оптике и проектировании оптических элементов – линз, резонаторов, делителей пучка, волновых пластинок и прочих. Создание таких элементов возможно (и необходимо) также для поверхностных электромагнитных волн, в том числе двумерных плазмонов. Хотя некоторый прогресс был достигнут в создании таких квази-оптических элементов [1], количественные законы отражения и преломления для двумерных плазмонов до сих пор не были установлены теоретически. Причиной этому является двумерный характер распространения поверхностных волн при трехмерном характере их полей, что создает значительные математические трудности.

В докладе мы выводим и обсуждаем аналоги формул Френеля для двумерных плазмонов, рассеивающихся на базовых квази-оптических элементах: p-n-переходе в двумерной системе [2] и крае металлического затвора над двумерной системой [3]. Вывод формул основан на решении уравнений Максвелла, дополненных материальными соотношениями «ток-поле», методом Винера – Хопфа. Мы показываем, что отражение плазмона и от p-n-перехода, и от края затвора сопровождается возникновением нетривиальной фазы отражения, отличной от нуля и π. В частности, отражение плазмона от края затвора, находящегося на близком расстоянии от двумерной системы, сопровождается набегом фазы $\Delta\varphi = -\pi/4$. Этот сдвиг фазы приводит к необычному правилу квантования собственных плазмонных мод в щели, сформированной двумя краями затворов. Низшая собственная мода такого щелевого резонатора соответствует размещению одной восьмой от плазменной длины волны на щели, что контрастирует с известным «полуволновым» квантованием в резонаторах Фабри – Перо. Новое правило квантования плазменных мод в таких щелевых резонаторах подтверждается экспериментально [4].

Далее мы показываем, что коэффициент отражения плазмона от двумерного p-n-перехода имеет минимум как функция угла падения [4]. Минимум напоминает явление Брюстера для электромагнитных волн, однако здесь он связан с отсутствием динамического накопления заряда на p-n-переходе, что разрешает безотражательное прохождение волны. Глубина минимума зависит от наличия экранирующего затвора к двумерной системе и достигает максимума для предельно близкого расстояния между затвором и двумерной системой.

Выведенные законы отражения позволяют количественно (и аналитически) рассчитывать собственные моды сложных структур: плазмонных кристаллов, полосковых и кольцевых резонаторов.

Работа поддержана грантом РНФ № 21-79-20225-П

1. H. Ditlbacher, J. R. Krenn, G. Schider, A. Leitner and F. R. Aussenegg. “Two-dimensional optics with surface plasmon polaritons” // Appl. Phys. Lett., Vol. 81, no. 10. P. 1762–1764. Sep. 2002, doi: 10.1063/1.1506018.

2. D. A. Svintsov and G. V. Alymov. “Refraction laws for two-dimensional plasmons” // Phys. Rev. B. Vol. 108, no. 12. P. L121410. Sep. 2023, doi: 10.1103/PhysRevB.108.L121410.

3. I. Moiseenko, O. Polischuk, V. Muravev and D. Svintsov. “Unconventional quantization of 2D plasmons in cavities formed by gate slots” // arxiv preprint http://arxiv.org/abs/2511.03829 (2025).

4. A. R. Khisameeva et al. “Discovery of Slot Plasma Excitations in a AlGaN/GaN Plasmonic Crystal” // arxiv preprint http://arxiv.org/abs/2511.03450 (2025).

Фотодетекторы с конфигурируемой поляризационной чувствительностью, обеспеченной асимметричными сингулярными метаповерхностями

В. А. Сёмкин[1]*, А. В. Шабанов[1,2], К. Н. Капралов[1,2], М. А. Кащенко[1,2], И. М. Мазуренко[1], В. Н. Мыльцев[1], Д. А. Мыльников[1], А. Ю. Бочаров[2], Д. А. Свинцов[1,2]

[1]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2]АО «Сканда Рус», ул. Речная, д. 8, Красногорск, Московская обл., 143403
*semkin.va@phystech.edu

Двумерные материалы, благодаря высокой подвижности носителей и возможности эффективного электростатического управления оптическими свойствами, представляют собой привлекательную платформу для создания компактных и энергоэффективных фотодетекторов. Особый интерес вызывает интеграция таких материалов с нанофотонными метаповерхностями, позволяющими формировать управляемые распределения локальных полей и тем самым усиливать чувствительность детектора к поляризационному состоянию излучения. Большой поляризационный контраст (ПК) – отношение фототоков при освещении светом со взаимно ортогональными поляризациями – критически важен для задач поляриметрии, машинного зрения и спектрополяризационного анализа. Обычно отношение сигналов в скрещенных поляризациях ограничено значениями порядка единиц-десятков, либо заявляется «бесконечным» вблизи точки расходимости управляющего параметра [1, 2].

В представляемой работе демонстрируется подход, позволяющий получать устройства с конфигурируемым ПК, управляемым затворным напряжением благодаря использованию асимметричных сингулярных метаповерхностей (АСМП) на двумерных материалах. В частности, изготовлены и изучены детекторы на основе графена, покрытого несколькими вариантами АСМП: пилообразной (*w*) и треугольной (*t*) [3]. Отличительной особенностью устройства первого типа является высокое значение ПК, сохраняющегося в широком диапазоне управляющих напряжений затвора. ПК превосходит значение 200 в диапазоне затворных напряжений V_g, составляющем почти 30 В (рис. 1). Более того, при остальных значениях V_g ПК не опускается ниже 40. В структуре типа *w* локальное усиление поля возникает в узких зазорах между последовательными элементами метаповерхности, что сначала приводит к локальному нагреву носителей, а в итоге к термоэлектрическому току с высоким ПК. Это делает геометрию типа *w* предпочтительной для задач, где требуется надёжное разделение поляризаций. В то же время треугольная метаповерхность *t* демонстрирует более сложную картину пространственного распределения локального поля с возникающими противотоками и, как следствие, знакопеременное значение поляризационного контраста, ощутимо управляемое напряжением на затворе. Отдельно показано, что такие переключаемые режимы обеспечивают дополнительную функциональность – например, возможность реконструкции поляризационного состояния по измерениям в нескольких задаваемых затвором конфигурациях.

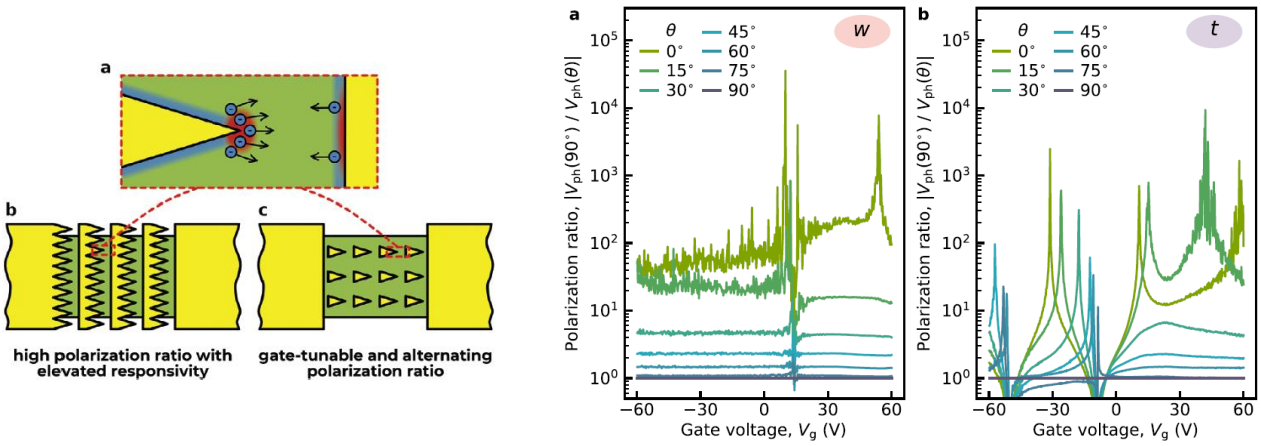


Рис. 1. Схематическое изображение принципа работы детекторов с несколькими вариантами металлических АСМП на поверхности двумерного материала (слева). Соответствующие экспериментальные зависимости значения поляризационного контраста (ПК) от управляющего напряжения затвора V_g (справа)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-79-10081.

1. J.Wei, C. Xu, B. Dong, C.-W. Qiu, C. Lee // Nat. Photonics. 2021. V. 15. P. 614.
2. M. Dai, C. Wang, B. Qiang, F.Wang et al. // Nat. Commun. 2022. V. 13. P. 4560.
3. V. Semkin, A. Shabanov, K. Kapralov, M. Kashchenko et al. // Adv. Optical Mater. 2025. V. 13. P. 2403189.

Рост по механизму «пар-жидкость-кристалл» нитевидных нанокристаллов арсенидов металлов третьей группы с мышьяк-растворяющими катализаторами

Н. В. Сибирев[1,2]*, И. В. Илькив[1,2,3], И. П. Сошников[3,4], Е. В. Убыйвовк[1], И. В. Штром[1,2,3]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 199034
[2]Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, 198095
[3]Академический университет им. Ж. И. Алфёрова, Санкт-Петербург, 194021
[4]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021
*n.sibirev@mail.spbu.ru

Рост нитевидных нанокристаллов (ННК) арсенидов по механизму «пар-жидкость-кристалл» (ПЖК) обычно осуществляется через каплю, где содержится много металла [1, 2], но мало мышьяка [1, 3]. Это приводит к ограничениям. Синтез осевого гетероперехода по металлу, например InAs/GaAs, становится затруднительным [1, 4]. При переходе от GaAs к InAs капля раздувается, и ННК может менять направление роста [1]. При переходе от InAs к GaAs индий медленно выходит из капли, и гетероинтерфейс размывается [1]. Обычно используемые при росте методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) примеси n-типа – Si, Ge – встраиваются на место As, а не на место металла. Процесс роста сильнонеравновесный, то есть куда примесь первой прибежала, туда и встроилась. Поэтому Si и Ge дают p-тип в (Al, Ga, In)As ННК [2, 3], а не n-тип, как в объемных материалах [2, 3].

В данном докладе обсуждается возможность роста ННК арсенидов, с катализаторами, хорошо растворяющими мышьяк. Будут описаны результаты роста с двумя качественно разными катализаторами свинцом и оловом. Фазовые диаграммы As-Sn и As-Pb содержат эвтектику [1, 2], что делает возможным рост с каплей катализатора, богатой As. Рост арсенидных ННК становится возможным в двух принципиально разных режимах: обычный рост с каплей, богатой металлом, и рост с каплей, где концентрация металла пренебрежимо мала. Рост ННК с каплей, бедной металлом, решает обе описанные выше проблемы. Si и Ge дают легирование n-типа, т. к. кинетика и термодинамика делают предпочтительным замещение атомов металла. Появляется возможность получить прямой и резкий гетеропереход по третьей группе, например InAs/AlAs. Но возникают новые ограничения. Sn и Pb легко встраиваются в арсениды [1, 2] и легко замещают кремний в подложке [2].

На рис. 1 представлены результаты роста GaAs ННК с Sn- и Pb-катализатором при температуре 410 °C методом МПЭ, впервые продемонстрированные нами в недавних работах [1, 2]. Увеличение температуры роста (или температуры отжига) приводило к снижению плотности ННК, но к лучшей связи ННК с поверхностью подложки [1]. При низкой температуре роста материал подложки легче травился катализатором и встраивался в GaAs ННК. При очень низкой температуре роста около 350 °C кремний из подложки встраивался в материал ННК настолько активно, что EDX фиксировала его атомную концентрацию вплоть до нескольких процентов [2].

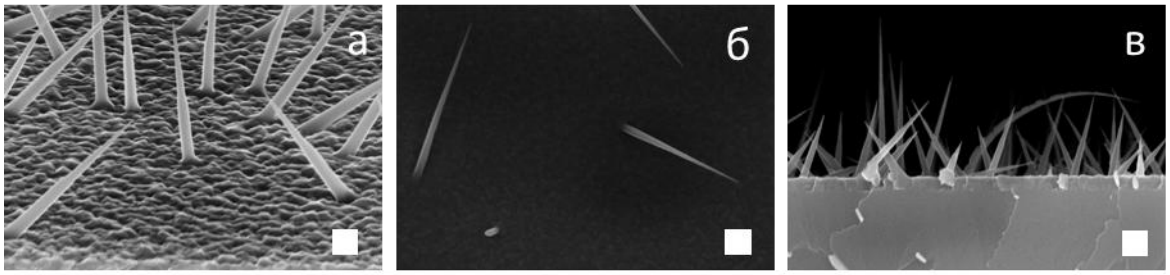


Рис. 1. РЭМ-изображения GaAs ННК, выращенных с разными катализаторами и на разных подложках: *а*, *в* – рост ННК со свинцовым катализатором, *б* – с оловянным катализатором, *а* – рост на Si(111) подложке, *б*, *в* – рост на GaAs(111)B подложке. Масштабная метка на всех рисунках 200 нм

Продемонстрирован рост GaAs ННК со свинцовым и оловянным катализатором. Обнаружено, что при таком росте могут наблюдаться капли двух, или даже трех, существенно разных составов: богатые металлом, богатые мышьяком, бедные обоими элементами. Форма ННК, выросших из разных катализаторов, будет отличаться.

Работа выполнена при поддержке проекта СПбГУ № 129360164.

1. Sibirev N. V, Soshnikov I. P., Ilkiv I. V, Ubyivovk E. V, Cirlin G.E., Shtrom I. V // Nanomaterials. 2025. P. 1–13.
2. Shtrom I. V., Sibirev N. V., Soshnikov I. P., Ilkiv I. V., Ubyivovk E. V., Reznik R. R., Cirlin G. E. // Nanomaterials. 2024. V. 14. Iss. 23. P. 1860.
3. Dubrovskii V. G., Hijazi H. // 2020. Phys. status solidi – Rapid Res. Lett. V. 14. Iss. 6. P. 2000129.
4. Vlassov S., Oras S., Polyakov B., Butanovs E., Kyritsakis A., Zadin V. // 2022. Cryst. Growth Des. V. 22. Iss. 1. P. 871–892.

Рост политипных нитевидных нанокристаллов GaN по механизму «пар-кристалл-кристалл»

Н. В. Сибирев[1,2]*, Е. В. Убыйвовк[1], В. О. Гридчин[1,2,3], И. В. Штром[1,2,3]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 199034
[2]Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, 198095
[3]Академический университет им. Ж. И. Алфёрова, Санкт-Петербург, 194021
*n.sibirev@mail.spbu.ru

Нитевидные нанокристаллы GaN (ННК) являются важным полупроводниковым материалом, часто используемым для создания различных устройств нано- и оптоэлектроники [1–3]. Чаще всего их выращивают по механизму «пар-жидкость-кристалл» [1] или «пар-кристалл» [2]. ННК, синтезированные по этим механизмам, растут, как правило, в фазе типа вюрцит (WZ) [1].

В данной работе предлагается обсудить возможность роста ННК по механизму «пар-кристалл-кристалл» (ПКК) [4] с возможным образованием наряду с WZ и сфалеритом (ZB). При росте ННК таким способом возникают дополнительные упругие напряжения [4]. Если эти упругие напряжения достаточно велики, то они могут превзойти разницу в энергии образования стабильной и метастабильной фазы [2]. Упругую энергию можно оценить по приближенной формуле [4] $\varepsilon^2 E\Omega/2$. Здесь ε – рассогласование решеток, E – модуль Юнга, Ω – объем на Ga-N пару атомов. Если рассогласование оказывается достаточно велико, более 3 %, то рост зародыша в ZB-фазе будет выгодным. Перенасыщение при росте ННК должно быть больше упругого барьера, иначе частица не сможет выполнять функцию катализатора. То есть рост ZB GaN ННК по механизму ПКК возможен, если есть плоскости катализатора с правильной симметрией и расстояние между атомами азота находится в диапазоне 3,27 и 3,5 Å.

Поиск литературы показал, что если рост ННК происходит из смеси Au/Ni, то небольшой процент ННК растет в ZB-фазе [1, 3]. GaN ННК, выращенные с чистыми Au- или Ni-катализаторами [3, 5], всегда демонстрируют WZ-фазу. То есть формирование ZB-GaN как-то связанно со спинодальным распадом Au/Ni пленки на две фазы: почти чистый Ni и смесь Au/Ni [6]. У Ni_3N есть плоскость, обладающая необходимыми свойствами. В бислое Ni_3N (0001) атомы азота лежат на расстоянии 3,4 Å, правда, не в одной плоскости.

Для проверки этой гипотезы на сапфировую подложку были нанесены слои золота Au 0,6 нм и Ni 1,4 нм, с градиентами по толщине, на которых были выращены в GaN ННК. ННК выросли не на всей подложке, см. рис. 1, *а*. В месте, где ННК сформировались, они чаще всего демонстрировали структуру WZ-GaN и спектр фотолюминесценции (ФЛ), характерный для WZ-GaN, типичный пример – спектр 1 на рис. 1. Реже наблюдались спектры от смеси двух фаз, см. спектр 2. В одной области удалось зафиксировать спектр с доминирующим сигналом ФЛ от ZB GaN ННК, см. спектр 3. На рис. 1, *б* представлены измеренные при T = 5 K спектры ФЛ от массива ННК в разных областях образца, при возбуждении He-Cd лазером (325 нм).

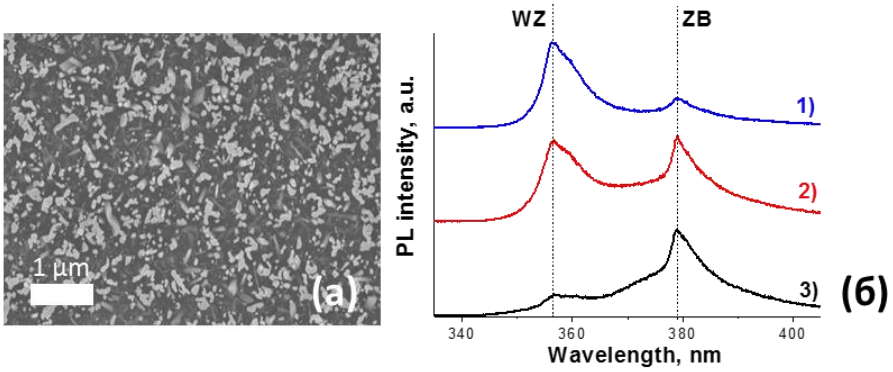


Рис. 1. РЭМ-изображения образца в области роста ННК (*а*), *б* – спектры фотолюминесценции от массивов GaN ННК, снятые в разных областях образца, *1–3*

Предложен механизм роста ZB-GaN ННК. Формирование ННК, по которому возможно, если рассогласование решеток частицы катализатора и GaN составляет 2–8 %. Продемонстрирована возможность такого роста.

Работа выполнена при поддержке проекта СПбГУ № 129360164.

1. Сибирев Н. В., Huang H., Убыйвовк Е. В. и др. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, вып. 4. С. 38.
2. Сибирев Н. В., Бердников Ю. С., Сибирев В. Н. // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45, вып. 20. С. 39.
3. Kuo D.-H., Yang H.-C. and Cheng J.-Y. // Electrochem. Soc. 2011. 158. P. K47.
4. Корякин А. А., Кукушкин С. А., Сибирев Н. В. // ФТП. 2019. Т. 53. С. 370.
5. Purushothaman V. and Jeganathan K. // J. Nanoparticle Res. 2013. V. 15. P. 1789.
6. Borelius G. // Phys. Scr. 1971. V. 4. P. 127.

Ультрафиолетовые фотодетекторы на основе тонких эпитаксиальных слоёв GaN с модифицированной поверхностью

О. А. Синицкая[1]*, К. Ю. Шубина[1], А. М. Мизеров[1], Е. В. Никитина[1,2]

[1]Академический университет им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, д. 7, корп. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021
[2]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*olesia-sova@mail.ru

Благодаря своим уникальным свойствам III-N полупроводники являются одними из самых перспективных материалов для создания оптоэлектронных устройств, в частности, ультрафиолетовых фотодетекторов (УФ ФД). В связи с трудностями гетероэпитаксиального синтеза нитридов на сегодняшний день все большее внимание привлекают различные эпитаксиальные наноструктуры и тонкие слои [1], преимуществами которых по сравнению с гладкими эпитаксиальными слоями являются более простая технология формирования и большая эффективная площадь взаимодействия материала с излучением [2]. Однако такие гетероструктуры, как правило, имеют высокую плотность дефектов (в том числе дислокаций), что является причиной высокого темнового тока устройств [1]. Одним из возможных вариантов решения данной проблемы может выступать травление поверхности эпитаксиальных слоёв III-N материалов.

В данной работе было изготовлено 2 типа образцов: образцы А – тонкие (~450 нм) азот-полярные эпитаксиальные слои GaN, синтезированные методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на сапфировых подложках (рис. 1, *а*); образцы Б – эти же эпитаксиальные слои, но подвергнутые травлению в растворе KOH:H_2O (1:5) при температуре 40 °C в течение 1 мин, в результате чего на их поверхности был сформирован массив микропирамид (рис. 1, *б*). Концентрация и подвижность носителей заряда в выращенных эпитаксиальных слоях были определены с помощью холловских измерений и составили $1{,}5\times10^{18}$ см$^{-3}$ и 107 см^2/(В×с) соответственно. По полученным спектрам фотолюминесценции (ФЛ) (рис. 1, *в*) было обнаружено, что образцы Б имеют большую интенсивность ФЛ, чем образцы А, что может быть связано с уменьшением количества центров безызлучательной рекомбинации при травлении, а именно – вакансий азота, которые увеличивают концентрацию электронов и, соответственно, повышают темновой ток устройств [3]. На основе полученных гетероструктур были созданы ФД типа металл-полупроводник-металл со встречно-штыревыми контактными площадками. В качестве металлизации была выбрана система Ni/Au (40/50 нм).

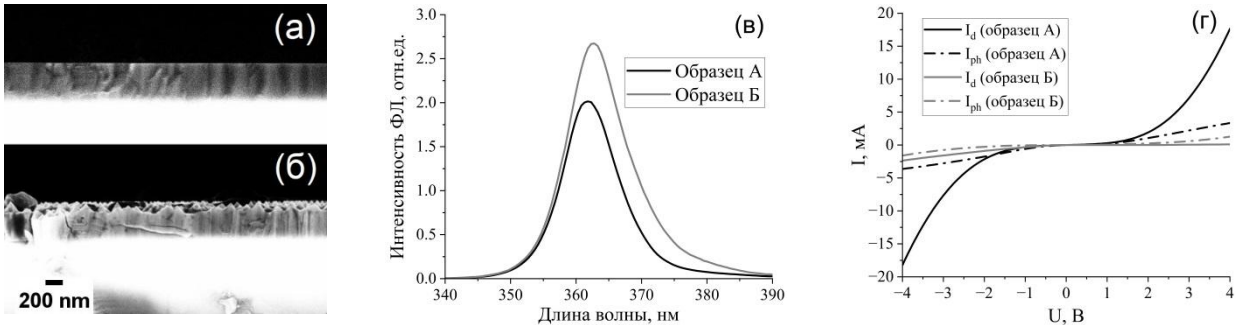


Рис. 1. Изображения с растрового электронного микроскопа образцов А (*а*) и Б (*б*) и их спектры ФЛ (*в*). ВАХ сформированных ФД (*г*)

При исследовании вольт-амперных характеристик (ВАХ) полученных ФД было установлено, что устройства, сформированные на основе образцов Б, имеют темновой ток при напряжении 2 В в 212 раз меньше, чем устройства на основе образцов А (рис. 1, *г*). Кроме того, максимальные отношения фототока к темновому току ФД на основе образцов А и Б составили 0,7 и 28,5 раз соответственно. Также было обнаружено, что устройства на основе модифицированных слоёв GaN имеют меньшую эквивалентную мощность шума и большую обнаружительную способность (см. табл. 1) по сравнению с устройствами на основе слоёв GaN без травления. Таким образом, продемонстрированная модификация поверхности тонких азот-полярных эпитаксиальных слоёв GaN позволяет улучшить характеристики УФ ФД на их основе.

Таблица 1. Основные параметры сформированных ФД при напряжении 1 В

Образец	I_d, mA	I_{ph}, mA	I_{ph}/I_d (max)	NEP, Вт/$\sqrt{\text{Гц}}$	D^*, см$\sqrt{\text{Гц}}$/(Вт)
А	1,909	1,057	0,7	$3{,}2\cdot10^{-12}$	$2{,}5\cdot10^{10}$
Б	0,009	0,247	28,5	$9{,}2\cdot10^{-13}$	$8{,}6\cdot10^{10}$

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования (грант № FSRM-2026-0034).

1. V. Aggarwal, C. Ramesh, P. Tyagi et al. // Mater. Sci. Semicond. Process. 2021. V. 125. P. 105631.
2. L. Goswami, R. Pandey and G. Gupta // Appl. Surf. Sci. 2018. V. 449. P. 186–192.
3. A. Chatterjee, V. K. Agnihotri, S. K. Khamari et al. // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. P. 104504.

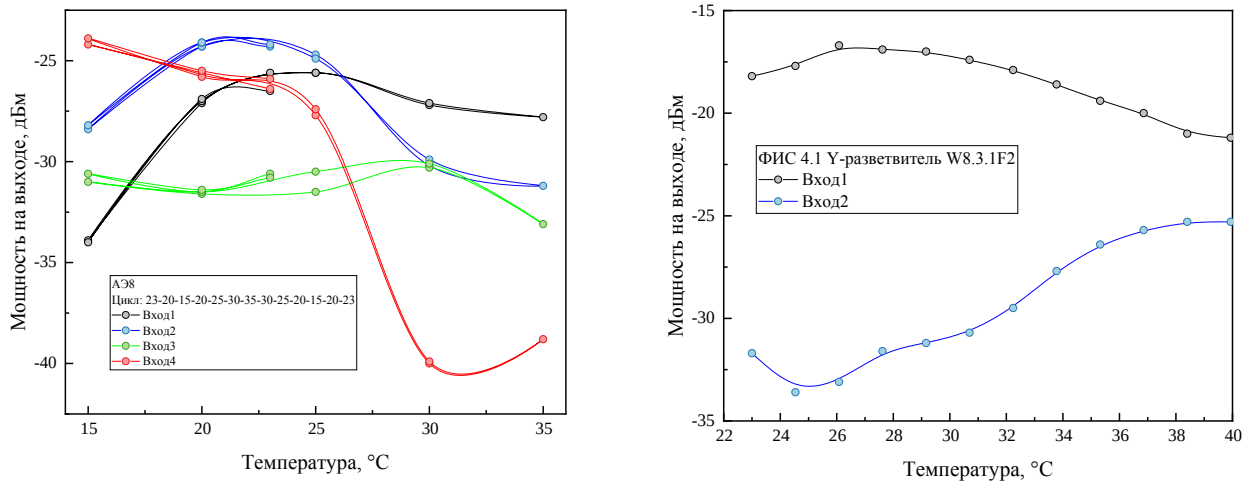
Анализ влияния внешней температуры на работу Y- и X-ответвителей в кремниевых фотонных интегральных схемах

А. А. Скрылев[1]*, А. В. Нежданов[1], Д. В. Шестаков[1], Л. М. Виноградова[1], О. С. Вязанкин[2], П. В. Волков[2], А. И. Бобров[1]

[1]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, пр. Гагарина, д. 23, 603022
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*skrylev@unn.ru

Создание аналоговых фотонных вычислительных устройств (АФВУ) для высокоскоростных матричных вычислений [1, 2] стало возможным благодаря развитию кремниевых фотонных интегральных схем (ФИС). В их основе лежат различные конфигурации интерферометров Маха – Цендера (ИМЦ), управляемых с помощью, например, термооптических фазовращателей [3]. Температурная стабильность элементов (дифракционные решётки, адиабатические тейперы, волноводы, элементы поворотов, X- и Y-ответвители), входящих в интерферометр, напрямую сказывается на эффективности модуляции выходного оптического сигнала, а впоследствии и на работе устройства, основанного на ИМЦ.

В рамках данной работы получены температурные зависимости выходной оптической из различных элементов ФИС (рис. 1, *а*, *б*). Кристалл ФИС с Y- и X-ответвителями различной конфигурации приклеивался термоскотчем к элементу Пельтье, на который подавалось смещение 0–2,2 В, а контроль температуры проводился с использованием тепловизора. Ввод/вывод излучения осуществлялся через дифракционные решетки с помощью прецизионной системы подвода оптического волокна. Также были исследованы ФИС с системой Y-ответвителей, позволяющих производить деление сигнала на 8 каналов. Данная ФИС является элементом АФВУ для формирования диаграммы направленности. Кристалл был предварительно установлен на латунное основание, входные и выходные волокна были зафиксированы на ФИС. При размещении его на специальном термостолике также была измерена температурная зависимость в диапазоне от 15 до 35 градусов Цельсия.



а *б*

Рис. 1. Температурная зависимость мощности: *а* – на выходе 8-канальной системы, *б* – на выходе из одиночного Y-делителя

При нагревании ФИС и вводе излучения в X-ответвитель сигнал на его выходах изменялся незначительно в пределах 0,5–1 дБ. На Y-разветвителе изменение выходной мощности было значительно выше: ~5–10 дБ (рис. 1, *б*). В одном канале уровень сигнала снижался, а во втором увеличивался. Такое изменение предположительно демонстрирует «перетекание» сигнала из одного канала в другой вследствие изменения коэффициента деления в области ответвления. Более сложный характер имеет температурная зависимость для восьмиканальной системы, содержащей несколько Y-разветвителей (рис. 1, *а*).

С другой стороны, подобное изменение сигнала можно объяснить тепловым расширением материалов волновода и оптоволокна, что может приводить к обратимым смещениям оптоволокна относительно дифракционной решетки.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023–2025» и при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSWR-2025-0008.

1. Yichen Shen et al. // Nat. Photonics. 11. 441–446 (2017).
2. Nicholas C. Harris et al. // Optica. 5. 1623–1631 (2018).
3. Xie Y. et al. // Polymers. 15. 3721 (2023).

Исследование беспорядка в катионной подрешетке $ZnSnN_2$ оптическими методами

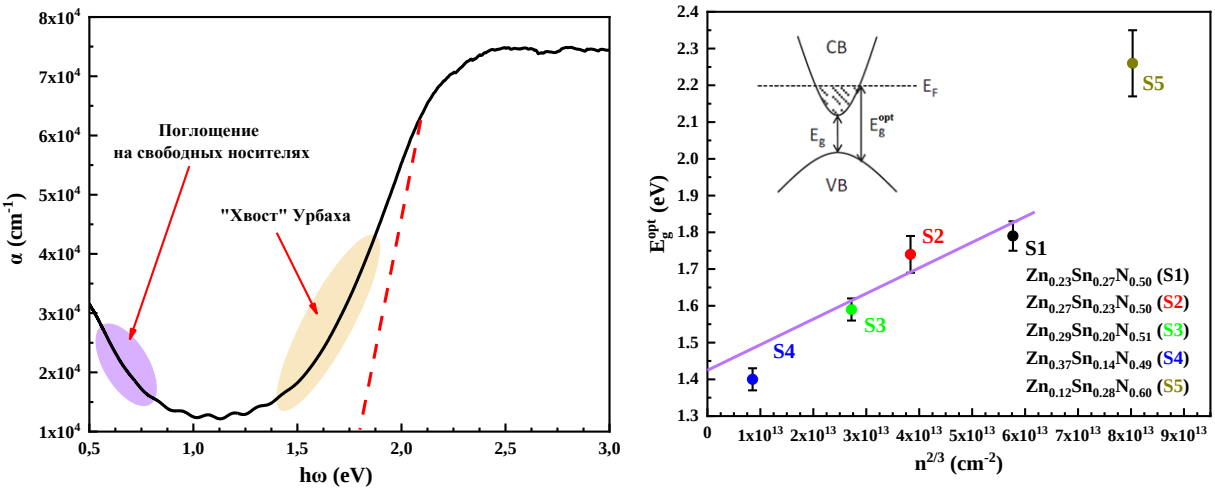
А. А. Скрылев*, А. В. Нежданов, Д. В. Шестаков, И. С. Белоконь, Л. М. Виноградова, А. И. Машин

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950
*skrylev.lexa@mail.ru

Полупроводник $ZnSnN_2$ (ZTN) перспективен для создания солнечных элементов [1, 2], однако его практическое применение ограничивает низкий экспериментально достигнутый КПД. Рекордный показатель на сегодняшний день составляет всего ~1,5 % для гетероперехода p-SnO/n-ZTN. Основной причиной низкой эффективности считается непреднамеренное легирование: в процессе синтеза атомы олова (Sn) занимают позиции цинка (Zn), образуя донорные дефекты Sn_{Zn}. Это приводит к проводимости n-типа с высокой концентрации носителей заряда (10^{19}–10^{20} $см^{-3}$) в слоях ZTN [3].

Исследуемые образцы были получены методом магнетронного распыления на различных подложках. В результате было обнаружено, что из-за наличия дефектов замещения, которые вызывают нарушения в идеальной структуре, происходит «складывание» ветвей фононного спектра, а вследствие «высвечивание» всей первой зоны Бриллюэна. Тогда спектры комбинационного рассеяния света повторяют структуру плотности фононных состояний [4], и смягчение правил сохранения импульса позволяет предположить, что в подрешетке катионов есть лишь частичное их упорядочение.

Избыточное наличие дефектов может приводить к захвату носителей на концах зон либо к рекомбинации на глубоких центрах, что уменьшит эффективность солнечного элемента. Также дефекты приводят к избыточной концентрации носителей заряда, в результате чего происходит синий сдвиг ШЗЗ (рис. 1, *б*). Помимо этого, дефекты приводят к локализованным состояниям в запрещенной зоне, что выражается в наличии хвоста Урбаха (рис. 1, *а*).



а *б*

Рис. 1. Спектр поглощения пленки ZTN **S1** (*а*), зависимость оптической ширины запрещенной зоны от концентрации основных носителей заряда (*б*)

Таким образом, в данной работе проведен анализ влияния дефектов, приводящих к высокой концентрации носителей в $ZnSnN_2$, а вследствие – к «беспорядку» в катионной подрешетке, с помощью оптических методов. Для этого изучены пленки различного состава и результаты их модификации путем термического воздействия (отжигом).

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSWR-2023-0035.

1. A. Nezhdanov, A. Skrylev et al. // Opt. Mater. 2023. V. 144. P. 114335.
2. A. Skrylev, A. Nezhdanov et al. // Opt. Mater. 2024. V. 159. P. 116035.
3. D. Gogova, V. S. Olsen et al. // Cryst. Eng. Comm. 2020. V. 22. P. 6268–6274.
4. Timothy J. Peshek, Tula R. Paudel et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 235213.

Полупроводниковые лазеры (9XX нм) и быстрые токовые ключи для компактных источников нс- и суб-нс мощных лазерных импульсов

С. О. Слипченко[1]*, А. А. Подоскин[1], И. В. Шушканов[1], Д. Н. Николаев[1], Т. А. Багаев[2], М. А. Ладугин[2], А. А. Мармалюк[2], В. А. Симаков[2], Н. А. Пихтин[1,2]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
[2]НИИ «Полюс» им. М. Ф. Стельмаха, Введенского, 3, корп.1, Москва, 117342
*serghpl@mail.ioffe.ru

В настоящее время активно развивается направление беспилотных транспортных средств. Для решения задачи безаварийного пилотирования необходимы системы построения трехмерной картины окружающего пространства. К таким системам относятся твердотельные ЛИДАРы. Основной принцип работы таких систем основан на времяпролетном механизме оценки расстояния до объекта, который реализуется в простейшем случае методом оптопары «импульсный источник излучения-фотодетектор». Требования к компактности, высокой скорсти оценки быстро меняющейся ситуации, а также необходимость высокого пространственного разрешения формируют требования к компонентам, которые могут использоваться для создания подобных систем. Понятно, что в качестве источника оптических импульсов полупроводниковые лазеры являются безальтернативными кандидатами в случае, если они обеспечивают высокие пиковые мощности (на уровне от нескольких десятков до сотен Вт) при длительностях импульсов в нс-диапазоне. Данная задача имеет хорошо разработанные схемотехнические решения для маломощных лазеров. Однако требование обеспечить пиковую мощность на уровне десятков и сотен Вт формирует необходимость создания быстрых токовых ключей, способных генерировать импульсы тока длительностью единицы нс и амплитудой десятки и сотни ампер. Известные решения основаны на использовании высоковольтных ключей, работающих на согласованную нагрузку 50 Ом. В этом случае рабочие напряжения могут достигать кВ уровня, что неприемлемо с точки зрения как безопасности, так и ограничений по доступным частотам повторения. Именно данный список проблем побудил к разработке нового типа токовых ключей, которые могли бы решить указанные проблемы. С другой стороны, при работе в режиме генерации мощных лазерных импульсов нс- и суб-нс-длительностей предъявляются принципиально другие требования к конструкции гетероструктуры, которая должна обеспечивать эффективное преобразование импульсов тока накачки в лазерное излучение.

В рамках данной работы рассмотрен разработанный комплекс технологических решений, как в области создания быстрых токовых ключей, так и полупроводниковых лазеров, обеспечивающих генерацию рекордных пиковых мощностей оптических импульсов с длительностями в нс- и суб-нс-диапазоне, для длин волн 850–950 нм. При создании токовых ключей использовался подход, основанный на многопереходных гетероструктурах тиристоров. В рамках численного моделирования были определены оптимальные параметры конструкции гетероструктуры токового ключа, которая включала широкозонный n-эмиттер, ограничивающий утечку дырок из p-базы, слаболегированную p-базу, обеспечивающую высокую скорость включения в результате формирования локального домена электрического поля, обеспечивающего интенсивную ударную ионизацию на начальном этапе включения, тонкий сильнолегированный n-колектор, обеспечивающий высокую эффективность инжекции дырок во включенном состоянии. Разработанные конструкции гетероструктур токовых ключей были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии и использованы для создания опытных образцов токовых ключей. При создании кристаллов полупроводниковых лазеров было рассмотрено два типа конструкций: на основе квантово-размерных активных областей и объемных активных областей. Моделирование динамических характеристик показало, что второй тип конструкции имеет определенные преимущества при генерации лазерных импульсов суб-нс-длительности в режиме модуляции усиления. Кроме этого, была проведена оптимизация конструкции излучающей апертуры, которая показала заметный вклад в достигаемую пиковую мощность и однородность динамики включения. Разработанные конструкции гетероструктур полупроводниковых лазеров были изготовлены методом МОС-гидридной эпитаксии.

На основании созданной компонентной базы были собраны компактные источники лазерных импульсов и проведены их экспериментальные исследования. В результате при рабочем напряжении токового ключа 50 В была продемонстрирована возможность генерации лазерных импульсов длительностью 1–3нс с пиковой мощностью 45 Вт, а также лазерных импульсов длительностью 120 пс и пиковой мощностью 39 Вт.

Оптические свойства GeSi структур, полученных при имплантации ионов Ge^+ в кремний с последующим отжигом

Ж. В. Смагина[1]*, В. А. Зиновьев[1], Л. И. Федина[1], А. К. Гутаковский[1], В. И. Вдовин[1], А. В. Мудрый[3], В. Д. Живулько[3], Р. И. Баталов[4]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, ул. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090
[2]ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению», ул. Петруся Бровки, Минск, Беларусь, 220072
[3]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского, ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029
*smagina@isp.nsc.ru

Одним из способов увеличения эффективности излучения структур, созданных на основе кремния, является введение дефектов различного типа под воздействием ионного облучения [1, 2]. В зависимости от типа ионов, энергии, дозы облучения и температуры отжига могут образовываться комплексы оптически активных дефектов, которые излучают свет на различных длинах волн в инфракрасной области спектра.

В настоящей работе представлены новые данные по излучательной рекомбинации на дефектах, созданных в монокристаллическом Si имплантацией ионов Ge^+ с последующим термическим отжигом в интервале температур 300–800 °C. Энергия ионов и плотность потока ионов облучения составляли 80 кэВ и 10^{15} ионов/см² соответственно. Эксперименты проводились на коммерческих подложках Si(001) и SOI (Si(500 нм)/SiO_2 (3 мкм)/Si). Во избежание сильного нарушения поверхности кремния подложки были защищены слоем оксида кремния толщиной 40 нм. После облучения оксид кремния удалялся. Подготовленная структура была разрезана на несколько частей, каждая из которых отжигалась при различных температурах в диапазоне 300–800 °C в атмосфере азота. Время отжига составляло 20 минут. Измерения фотолюминесценции (ФЛ) проводились с использованием твердотельного лазера с длиной волны 532 нм. Спектры ФЛ регистрировались с помощью охлаждаемого азотом Ge-детектора и InGaAs-фотодиода. Температурные измерения в диапазоне 5−300 К осуществлялись с использованием специального оптического криостата. Атомная структура имплантированных ионами Ge^+ образцов Si анализировалась с помощью просвечивающего электронного микроскопа Titan 80–300 с коррекцией сферической аберрации, работающего на энергии 300 кэВ. Для подложек Si(100), облученных ионами Ge^+ и отожженных при температурах ~650–800 °C, обнаружено появление широкой полосы фотолюминесценции с максимумом ~0,78 эВ. Данная полоса обусловлена излучательной рекомбинацией неравновесных носителей заряда на кластерах атомов Ge со встроенными точечными деффектами. Эта полоса ФЛ сохраняется вплоть до комнатной температуры [3]. Для облученных подложек SOI, отожженных при температурах 400–700 °C, форма спектров ФЛ изменяется, появляются дополнительные пики ФЛ, что, по-видимому, связано с появлением новых каналов рекомбинации. Бесфононная линия P ~ 0,767 эВ (рис. 1) обусловлена излучательной рекомбинацией связанных экситонов на дефектах структуры, включающих два атома кислорода и один атом углерода [3]. Две полосы с максимумами при ~0,93 эВ и ~0,88 эВ, по-видимому, связаны с дефектами типа {113}, {100}, присутствие которых в образцах подтверждается данными, полученными с помощью просвечивающей электронной микроскопии. Дополнительный пик на 0,97 эВ (1200–1300 нм) соответствует G-центрам, которые представляют собой комплексы вакансионных кластеров и атомов углерода [4].

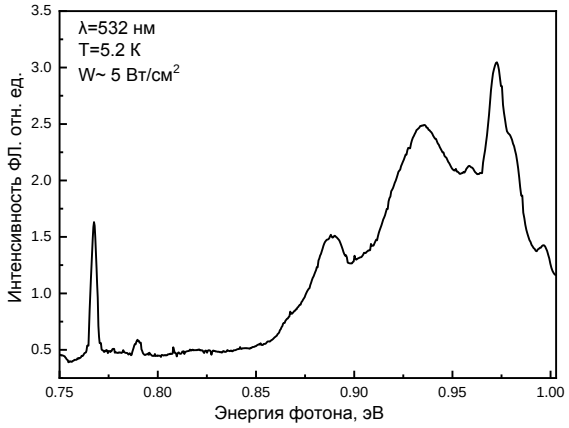


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции SOI подложки, имплантированной ионами Ge^+

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00424.

1. M. Grydlik at al. // Nano Lett. 2016. 16. P. 6802–6807.
2. Н. А. Соболев и др. // ФТП. 2022. Т. 56, вып. 9. С. 904–907.
3. V. A. Zinovyev at al. // J. Appl. Phys. 2021. 130. 153101.
4. L. Spindlberger at al. // Crystals. 2020. 10. 351.

Оже-рекомбинация в объёмных и двумерных прямозонных полупроводниках типа III-V

З. Н. Соколова*, Н. А. Пихтин, С. О. Слипченко

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*zina.sokolova@mail.ioffe.ru

В докладе будет проведено сравнение процессов оже-рекомбинации в объёмных и двумерных прямозонных полупроводниках типа III-V при использовании наших оригинальных теоретических и экспериментальных результатов. Будут рассмотрены различные оже-процессы и будут обсуждаться их отличия в объёмных и двумерных полупроводниках.

Оже-рекомбинация – фундаментальный безызлучательный процесс, в котором участвуют три частицы из зоны проводимости и валентной зоны полупроводника. В результате кулоновского притяжения происходит рекомбинация электрона и дырки, а выделившаяся энергия передается третьей частице – электрону или дырке. Эти процессы характеризуются коэффициентами оже-рекомбинации, которые в объёмных прямозонных нелегированных полупроводниках типа III-V являются характеристикой полупроводникового материала. Их значения могут быть вычислены по полученным в работах [1, 2] формулам. Эти коэффициенты Оже хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

В двумерных полупроводниках (квантовых ямах) коэффициенты оже-рекомбинации зависят от параметров квантовой ямы – геометрии и её энергетической глубины – и уже не являются характеристикой полупроводникового материала квантовой ямы. Вычисление коэффициентов оже-рекомбинации в двумерных полупроводниках [3, 4] является сложной задачей, требующей учета многих факторов. Вычисленные значения коэффициентов Оже адекватно не описывают рекомбинационные процессы в двумерных полупроводниках.

Для определения коэффициентов Оже в двумерных структурах нами были проведены экспериментальные исследования оптических характеристик полупроводниковых лазерных гетероструктур с сжато-напряженными квантовыми ямами в активной области в широком диапазоне длин волн (1–1,7 мкм) с целью исследования в них эволюции рекомбинационных процессов.

Проведенные исследования показали, что в сжато-напряженных квантовых ямах коэффициенты Оже сопоставимы по величине с коэффициентами Оже в аналогичных объёмных полупроводниках. Однако коэффициенты Оже в квантовых ямах медленнее возрастают с уменьшением ширины запрещённой зоны полупроводника (увеличением длины волны излучения), чем в объемных полупроводниках.

Работа выполнена по Госзаданию ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

1. Б. Л. Гельмонт, З. Н. Соколова, И. Н. Яссиевич // ФТП. **16**(4). 592 (1982).
2. Б. Л. Гельмонт, З. Н. Соколова // ФТП. **16**(9). 1670 (1982).
3. Г. Г. Зегря, В. А. Харченко // ЖЭТФ. **101**(1). 327 (1992).
4. M. I. Dyakonov, V. V. Kocharovskii // Phys. Rev. B. **49**. 17130 (1994).

Плазмонные метаматериалы для систем терагерцовой электроники

В. М. Муравьев[1], М. С. Соколова[1,2]*, К. Р. Джикирба[1], А. С. Астраханцева[1], П. А. Гусихин[1], И. В. Кукушкин[1]

[1]ИФТТ РАН им. Ю. А. Осипьяна, Московская обл., Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, д. 2, 142432
[2]НИУ «Высшая школа экономики», Москва, ул. Мясницкая, д. 20, 101000
*e-mail: sokolova.ms@issp.ac.ru

Терагерцовая и субтерагерцовая квазиоптика имеют широкое практическое применение в различных системах неразрушающего контроля, детектирования веществ и контроля безопасности. Периодические металлические структуры способны имитировать различные материалы, свойства которых не характерны для природных. Мы реализовали простую технологию сборки 3D-метаматериала, состоящего из сложенных друг на друга кремниевых чипов с металлической сеткой, литографически нанесенной на поверхность чипа. Мы используем резонансную спектроскопию Фабри – Перо для точного измерения дисперсии метаматериала в терагерцовом диапазоне частот. Оказалось, что электродинамический отклик метаматериала можно описать в терминах эффективной диэлектрической проницаемости. При малом периоде сетки метаматериал демонстрирует большую дисперсию $\partial\varepsilon/\partial f$. На основе этого метаматериала мы создали резонаторы Фабри – Перо и добились сорокапятикратного увеличения чувствительности детектора.

Резонаторы Фабри – Перо были изготовлены из высокорезистивных кремниевых чипов, на обеих сторонах которых была нанесена металлическая сетка. В экспериментах по измерению усиления поля резонатор Фабри – Перо был собран из двух кремниевых чипов: первый с детектором с одной стороны и сеткой с другой, а второй – только с сеткой. В качестве источника непрерывного терагерцового излучения использовались лампы обратной волны с диапазоном частот 50–500 ГГц. Мощность излучения, прошедшего через образцы, регистрировалась пироэлектрическим детектором [1].

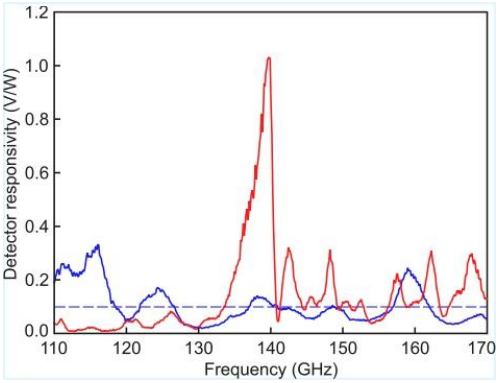


Рис. 1. Чувствительность детектора как функция частоты падающего электромагнитного излучения. Красная кривая показывает чувствительность детектора, помещённого в плазмонный резонатор Фабри – Перо. Синяя кривая соответствует чувствительности детектора в структуре без металлической сетки на обоих кристаллах. Для этого случая пунктирная линия показывает среднюю чувствительность в спектральном диапазоне 110–170 ГГц

Максимальное усиление поля достигается при критической связи. Это означает, что радиационные потери в резонаторе должны быть равны его внутренним потерям. Благодаря индуктивным свойствам сеток их геометрия может быть скорректирована для достижения оптимального положения. В этом случае энергия эффективно «закачивается» в резонатор и накапливается в нём, а усиление поля E/E_0 становится пропорциональным квадратному корню из собственной добротности резонатора Q_0: $E/E_0 = \sqrt{\pi/4 \cdot Q_0}$. Это теоретическое предсказание хорошо согласуется с экспериментом, в котором достигается сорокапятикратное увеличение чувствительности детектора (рис. 1).

1. G. Kozlov and A. Volkov. Millimeter and submillimeter Wave Spectroscopy of Solids // Topics in Applied Physics. Vol. 74. Ed.: G.Gruner. Springer-Verlag Berlin-Heidelberg (1998).

Мощные перестраиваемые квантово-каскадные лазеры среднего инфракрасного диапазона для газоанализа

Д. А. Михайлов[1], В. В. Дюделев[1], Д. В. Чистяков[1], В. В. Подопригора[1,2], А. А. Никитин[1,2], Е. Д. Черотченко[1], И. И. Врубель[1], В. Ю. Мыльников[1], С. Н. Лосев[1], Н. Г. Дерягин[1], С. Х. Абдулразак[1], А. В. Бабичев[1], А. В. Лютецкий[1], С. О. Слипченко[1], А. Г. Гладышев[2], К. А. Подгаецкий[3], Д. С. Папылев[4], А. Ю. Андреев[3], И. В. Яроцкая[3], М. А. Ладугин[3], А. А. Мармалюк[3], И. И. Новиков[2,4], В. И. Кучинский[1], Л. Я. Карачинский[2,4], Н. А. Пихтин[1], А. Ю. Егоров[2], Г. С. Соколовский[1]*

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26, 194021
[2]ООО «Коннектор Оптикс», Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, 16, лит. б, 194292
[3]АО «НИИ «Полюс им. М. Ф. Стельмаха»», Москва, ул. Введенского, 3, 117342
[4]Университет ИТМО, Россия, Санкт-Петербург, Кронверкский просп., 49, 197101
*gs@mail.ioffe.ru

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) с момента предложения принципа их работы Сурисом и Казариновым в 1971 году [1], и в особенности после их практической реализации в 1994 году группой Капассо [2], привлекают пристальное внимание научного сообщества как наиболее эффективные и компактные источники спектрально перестраиваемого излучения в среднем инфракрасном и терагерцовом диапазонах. Интерес к ККЛ связан с перспективами их широкого использования в беспроводной оптической связи, биомедицинских исследованиях, газоанализе для бытовых и промышленных применений и во многих других областях. Ключевой особенностью, отличающей ККЛ от традиционных полупроводниковых лазеров (лазерных диодов), является их униполярный режим работы: излучение фотонов происходит посредством электронных переходов между квантовыми уровнями в каскадах квантовых ям в зоне проводимости, а не посредством электронно-дырочной рекомбинации. Этот механизм обеспечивает внутреннюю квантовую эффективность, значительно превышающую 100 %, что выгодно для многих применений ККЛ, в т. ч. для дистанционного газоанализа и беспроводной оптической связи, где дифракционная расходимость и рассеяние при прохождении излучением значительного расстояния в атмосфере обусловливают жесткие требования к бюджету мощности для компенсации потерь.

При разработке мощных ККЛ особое внимание уделяется повышению эффективности, а также обеспечению отвода тепла от активной области [3], так как конструкция квантовых каскадов требует работы при высоких напряжениях, что, в совокупности с высокими пороговыми токами, приводит к значительной потребляемой мощности и перегреву чипа. Благодаря учету этих факторов, нами продемонстрирована рекордно высокая пиковая выходная мощность ККЛ спектрального диапазона 8 мкм, превышающая 21 Вт при накачке короткими импульсами 100 нс / 11 кГц [4]. Использование оптимизированной конструкции ККЛ диапазона 8 мкм позволило нам добиться одночастотной генерации с выходной мощностью до 1,5 Вт во внешнем резонаторе по схеме Литрова. Диапазон непрерывной перестройки в наших экспериментах составил более 600 нм или более 100 $см^{-1}$ [5] с перспективой значительного расширения при использовании просветляющего покрытия лазерных зеркал, что делает эту конструкцию перспективной для применения в дистанционном газоанализе.

В качестве примера практической реализации дистанционного газоанализа нами продемонстрировано обнаружение метана при помощи перестраиваемого ККЛ на основе дифференциальной абсорбционной спектроскопии в диапазоне 7550–7750 нм. Используя сложный оптический путь с эффективной длиной 5,8 м, нами достигнута чувствительность по концентрации метана в воздухе 165 мд [6]. Это более чем в 250 раз превышает нижний предел взрывоопасной концентрации метана в воздухе (44 000–150 000 мд [7]) и демонстрирует пригодность метода для реальных приложений. Дальнейшее повышение чувствительности возможно при увеличении длины оптического пути, селективном усилении сигнала и использовании фотоприемников с более высокой чувствительностью и низким темновым током, таких как квантово-каскадные детекторы.

Исследования поддержаны Российским научным фондом (проект № 21-72-30020-П).

1. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис // ФТП. 5. 797 (1971).
2. J. Faist et al. // Science. 264. 553 (1994).
3. E. D. Cherotchenko et al. // Int. J. Therm. Sciences. 210. 109618 (2025).
4. В. В. Дюделев и др. // УФН. 194(1). 98 (2024).
5. В. В. Дюделев и др. // Письма в ЖТФ. 50(22). 65 (2024).
6. Д. А. Михайлов и др. // Письма в ЖТФ. 51(22). 66 (2025).
7. ГОСТ Р 52136-2003.

Управление возбуждением уровней Ландау в монослое графена при воздействии лазерным электромагнитным полем

И. А. Соловых[1,2]*, О. В. Тихонова[1,2,3]

[1]Физический факультет, МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1-2, Москва, 119991
[2]НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1-2, Москва, 119991
[3]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009
*tereshchenko.ia19@physics.msu.ru

Монослой графена является одним из наиболее перспективных планарных объектов и представляет большой научный интерес не только с фундаментальной, но и с практической точки зрения. В таких нанообъектах, как монослой углерода, могут возникать новые физические эффекты, обусловленные пространственным квантованием. При этом индуцированные электромагнитными полями возбуждения квантовых состояний, пространственных распределений заряда и токов используются для разработки различных квантово-информационных алгоритмов и развития наноэлектроники. Кроме этого, графен демонстрирует множество уникальных свойств и квантовых эффектов, например, квантование сопротивления и проводимости двумерного электронного газа в сильных магнитных полях при низких температурах [1]. Управление квантовыми свойствами таких систем является очень востребованной и до конца не решенной задачей. До сих пор открыт вопрос поиска способов управления заселенностью уровней Ландау, которые возникают в поперечном магнитном поле B и определяют квантование электронной проводимости [2].

Работа посвящена теоретическому исследованию новых эффектов, возникающих в монослойном графене, находящемся в поперечном магнитном поле, при воздействии внешнего лазерного электромагнитного поля и разработке методов селективного возбуждения требуемых состояний Ландау. Теоретический подход основан на решении нестационарного уравнения Шредингера. В силу неэквидистантности спектра уровней Ландау в графене в общем случае было найдено численное решение системы дифференциальных уравнений для амплитуд вероятности заселения этих уровней. В качестве начального состояния рассмотрено термодинамически равновесное заселение уровней Ландау, соответствующее распределению Больцмана для заданной температуры.

В результате работы была найдена возможность контролируемого возбуждения требуемых уровней Ландау, несмотря на неэквидистантный энергетический спектр и существование правил отбора, существенно подавляющих возбуждение высоких состояний. Обнаружено наличие оптимальных частот лазерного поля ω, при которых наиболее эффективно возбуждается любой требуемый номер уровня Ландау. На рис. 1 проиллюстрировано селективное возбуждение 4-го уровня Ландау. В работе также продемонстрирована возможность возбуждения различных суперпозиций состояний Ландау при варьировании напряженности лазерного поля.

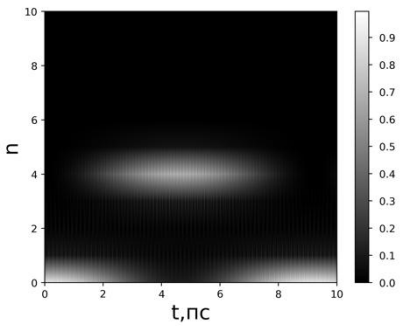


Рис. 1. Динамика населенности различных уровней Ландау в поперечном магнитном поле с индукцией $B = 20$ Тл, индуцированная внешним лазерным полем с частотой $\omega = 1{,}25 \cdot 10^{14}\ c^{-1}$, оптимальной для возбуждения 4-го уровня

На основании детально проведенного анализа пространственно-временной динамики возбуждений, электронной зарядовой плотности и токов, возникающих под действием внешнего электромагнитного поля, обнаружена четкая взаимосвязь между пространственным распределением электронной плотности и заселением уровней Ландау. Таким образом, найдена возможность пространственного отслеживания возбуждения в системе. Также обнаружен эффект конструктивной интерференции пространственных электронных волновых пакетов, что приводит к локализации электронной плотности в узкой пространственной области.

Работа выполнена в рамках Программы развития Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина» и при поддержке фонда «Базис» (грант №25-1-5-139-1).

1. Zhang Y. B. et al. // Nature. 2005. V. 438. P. 201–204.
2. Landau L. D. // Z. Phys. 1930. V. 64. P. 629–637.

Особенности люминесцентного отклика двумерных фотонных кристаллов с гексагональной решеткой отверстий вне Г точки зоны Бриллюэна

М. В. Степихова[1]*, А. В. Перетокин[1], А. Н. Яблонский[1], М. В. Шалеев[1], С. А. Дьяков[2], Н. А. Гиппиус[2], А. В. Новиков[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Сколковский институт науки и технологий, Территория Инновационного Центра «Сколково», Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 121205
*mst@ipmras.ru

В данной работе представлена методика измерений люминесцентного отклика низкоразмерных фотонных структур с угловым разрешением, позволяющая непосредственно из люминесцентных измерений восстанавливать зонную структуру фотонного кристалла (ФК) в широком диапазоне волновых векторов (рис. 1). Разработанная методика использована для анализа двумерных фотонных кристаллов, сформированных на кремниевых структурах с нановстровками Ge(Si). В качестве примера рассмотрен фотонный кристалл с периодом решетки a = 550 нм, соотношением радиуса отверстий к периоду r/a = 0,25 и глубиной травления отверстий h_{etch} = = 135 нм. Полная толщина волноводной структуры, на которой формировался фотонный кристалл, составляла 335 нм. Проведенный цикл исследований спектроскопии микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) с угловым разрешением позволил проанализировать дисперсионные зависимости мод исследуемого ФК и выявить такие особенности, связанные с явлениями взаимодействия мод, как пересечения и антипересечения мод, а также возникновение связанных состояний в континууме (ССК, BIC в англоязычной литературе). Связанные состояния в континууме с добротностью Q, превышающей 10^3, были обнаружены как в Г точке первой зоны Бриллюэна (симметрийно-защищенные ССК), так и вне ее, при ненулевых значениях волновых векторов (рис. 1). Детальный анализ полученных данных позволил показать, что связанные состояния в континууме, наблюдаемые вне Г точки, являются состояниями Фридриха – Винтгена, возникающими в результате деструктивной интерференции мод и сопровождающимися их квазипересечением (avoided crossing). Полученные экспериментальные данные рассмотрены совместно с данными теоретических расчетов, в частности, расчетов излучательной способности фотонного кристалла в дальнем поле, анализом картин электромагнитного поля и симметрии выбранных мод, а также расчетов излучательной способности фотонного кристалла в *s*- и *p*-поляризациях.

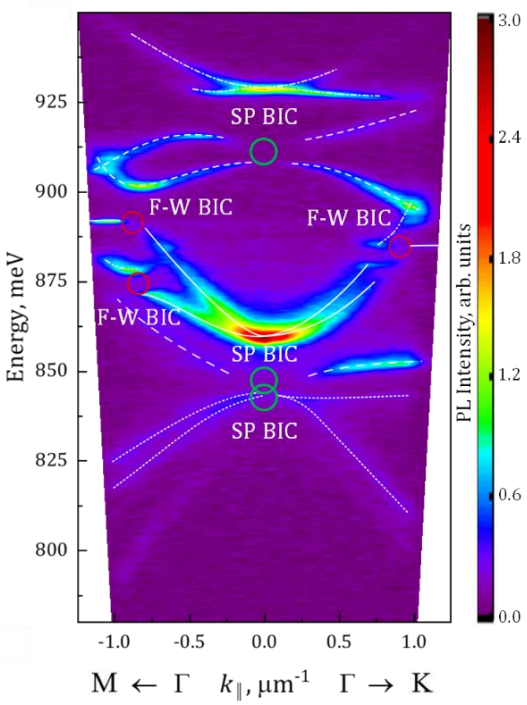


Рис. 1. Зонная диаграмма фотонного кристалла, полученная из измерений сигнала микро-ФЛ с угловым разрешением. Зелеными и красными кружками на рисунке выделены области, в которых наблюдаются связанные состояния в континууме разной природы: симметрийно-защищенные связанные состояния в континууме (SP BIC) и связанные состояния в континууме Фридриха – Винтгена (F-W BIC)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00386.

Использование диода Шоттки с палладиевым электродом для детектирования водорода в газовых смесях

Е. А. Гребенщикова[1], В. А. Шутаев[1], Ю. П. Яковлев[1], Х. М. Салихов[2], Р. В. Юсупов[3], И. В. Янилкин[3], А. И. Гумаров[3], Б. Р. Буляков[2,3], Л. Р. Тагиров[2,3,4]*

[1]Физико-технический институт РАН им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021
[2]Институт прикладных исследований Академии наук Республики Татарстан, Казань, 420111
[3]Институт физики, Казанский федеральный университет, Казань, 420008
[4]Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН, Казань, 420111
*ltagirov@mail.ru

Водород играет ключевую роль среди перспективных альтернативных источников энергии [1]. Его использование в больших масштабах требует надежных и быстрых сенсоров водорода, способных обнаруживать возможные утечки. Поскольку водород является легковоспламеняющимся и взрывоопасным газом, такие сенсоры должны быть высокоэффективными и пожаробезопасными. Из-за крайне низкого коэффициента поглощения света стандартные оптические схемы для детектирования водорода оказываются непригодными. Коммерчески доступные сенсоры водорода обычно имеют время отклика от 5 до 10 секунд, однако у самого недорогого сегмента низкая чувствительность и/или избирательность к водороду, функционирование датчика требует дегазации с нагревом чувствительноto элемента до температур от 200 до 800 °C, а сенсоры с высокой чувствительностью и избирательностью отличаются сложной конструкцией и относятся к дорогому сегменту [2].

В качестве альтернативы традиционным сенсорам могут быть использованы диоды Шоттки, в которых чувствительный элемент содержит слой палладия [3]. Традиционный принцип работы таких сенсоров основан на изменении электрических параметров диодов при обнаружении водорода. Диоды Шоттки обладают рядом преимуществ по сравнению с другими типами сенсоров: их чувствительный элемент имеет простую конструкцию, они не требуют подогрева или дегазации чувствительного элемента, имеют низкое энергопотребление и высокую пожаробезопасность. Исследования, проведенные в этом направлении, показывают [4–7], что регистрация фотоэлектрических характеристик диодов Шоттки с палладиевым электродом обеспечивает значительное улучшение основных характеристик, а сам принцип перспективен для конструирования недорогих высокоселективных сенсоров или сигнализаторов водорода, лишенных вышеупомянутых недостатков.

В то же время, несмотря на ряд работ, посвященных исследованию физических процессов в структурах с барьером Шоттки, до сих пор не существует четкого понимания механизмов, влияющих на изменение их характеристик под воздействием водорода. Для улучшения рабочих характеристик таких сенсоров необходимо провести детальное исследование их электрических и фотоэлектрических параметров, а также механизмов, определяющих чувствительность диодов Шоттки с палладиевым слоем к водороду. В настоящей работе исследуются влияние морфологии и кристаллической структуры тонких, 10–25 нм толщиной, электродов металлического палладия на электрические и фотоэлектрические свойства диодов Шоттки, сформированных на монокристаллической подложке фосфида индия, при их нагружении водородом.

1. Р. С. Яруллин, О. В. Угрюмов, С. И. Васюков, В. Э. Ткачева. Водород – топливо будущего: аналитический обзор // Изд-во Казан. университета, 2018. 544 с.
2. T. Hübert, L. Boon-Brett, G. Black, U. Banach. Hydrogen sensors – A review // Sensors and Actuators B: Chemical. 2011. V. 157. P. 329–352.
3. Х. М. Салихов. Оптоэлектронные сенсоры водорода на основе диодов Шоттки на кремнии и гетероструктурах полупроводников A_3B_5 // СПб: Изд-во Политех. университета, 2010. 101 с.
4. А. Н. Именков, Е. А. Гребенщикова, В. А. Шутаев и др. // ФТП. 2016. Т. 50. С. 946–951.
5. Е. А. Гребенщикова, Х. М.Салихов, В. Г. Сидоров, В. А. Шутаев, Ю. П. Яковлев // ФТП. 2018. Т. 52. С. 1183–1186.
6. Е. А. Гребенщикова, В. Г. Сидоров, В. А. Шутаев, Ю. П. Яковлев // ФТП. 2019. Т. 53. С. 246–248.
7. В. А. Шутаев, Е. А. Гребенщикова, В. Г. Сидоров, Ю. П. Яковлев // ЖПС. 2022. В. 5. С. 714–718.

Broadband bolometric detectors based on laser-induced graphene-type structures

A. V. Telegin[1]*, Yu. P. Sukhorukov[1], R. G. Zonov[2], K. G. Mikheev[2], G. M. Mikheev[2]

[1]M.N. Mikheev Institute of Metal Physics UB of RAS, S. Kovalevskaya str., 18, Yekaterinburg, 620108, Russia
[2]Udmurt Federal Research Center, UB of RAS, Izhevsk, 426067, Russia
*telegin@imp.uran.ru

Over the past two decades, a vast number of different graphene-based structures have been created and studied. The unique properties of graphene—such as its zero bandgap, high charge carrier mobility, and high thermal conductivity at room temperature and above—make it a promising material, for example, for developing photodetectors with a broad spectral sensitivity range (from ultraviolet to sub-millimeter wavelengths) [1]. However, the development of photodetectors based on monolayer graphene faces challenges related to the low absorption of incident radiation. A possible solution to these issues is the use of various porous graphene structures. Recently, laser-induced graphene (LIG), synthesized by laser pyrolysis of organic media, has been proposed as a new functional material for fabricating broadband infrared (IR) bolometric detectors with a fast response. LIG is a highly porous, electrically conductive 3D structure with a specific surface area, composed of nanocrystallites of turbostratic graphite randomly oriented relative to one another (Fig. 1) [2].

This work demonstrates that LIG synthesized by continuous-wave CO_2 -laser pyrolysis of polyimide film exhibits semiconducting properties with an activation energy of 5 meV and a charge carrier mobility of 4300 $cm^2/(V \cdot s)$. The temperature coefficient of resistance of LIG is about 0.05 %/K at 293 K [3, 4]. The spectral responsivity of the LIG follows the emission spectrum of a light source, modified by absorption features due to atmospheric H_2 O and CO_2 , as well as dispersion of the prisms. Moreover, the main spectral characteristic of the detector's photoresponse corresponds well to the spectrum of an absolute blackbody. The detector's sensitivity to the intensity of incident radiation is also determined. An IR detector in a meander geometry with thin-film Cu contacts fabricated from the LIG film can operate in the wavelength range of $0.5 < \lambda < 21$ μm (Fig. 1). Unlike standard bolometers, the LIG-based detector can function over a broader frequency range. Its frequency dependence is determined by two different mechanisms: a low-frequency bolometric response (< 45 Hz) associated with heating of the LIG film upon light absorption and a high-frequency (photogating) mechanism (up to 10 kHz) caused by photoinduced changes in the concentration and mobility of free charge carriers.

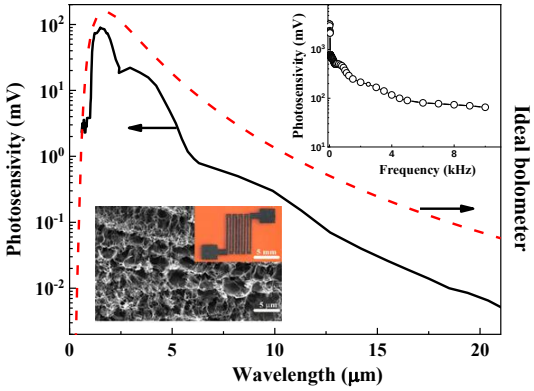


Fig. 1. Spectral dependences of photoresponse (ΔV) of LIG and ideal bolometer (right scale). On insets – SEM image of the LIG surface (right corner – a photo of the meander-shaped detector) and the frequency dependence of ΔV of LIG

The porous structure of LIG enables efficient light absorption at incident angles up to $\varphi = \pm 30°$. The maximum responsivity of the LIG detector is about 0.16 %/W, which is an order of magnitude lower than values typically reported for mono- and few-layer graphene. In the region of peak responsivity, the LIG detector's signal is only 10^2–10^3 times lower than that of a commercial uncooled metallic bolometer [4].

Finally, the ease of fabrication, mechanical flexibility, and high-frequency operation of LIG highlight their potential for use in IR high-speed photodetectors. The demonstrated performance characteristics make LIG-based detectors suitable for integration into low-cost, compact consumer and specialized optoelectronic devices.

The work was carried out within the framework of the state assignment of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation for the IMP UB RAS.

1. F. H. L. Koppens, T. Mueller, P. Avouris et al. // Nature Nanotechnology. 2014. Vol. 9. P. 780–793.
2. K. G. Mikheev, K. G. Mikheev et al. // Technical Physics Letters. 2020. Vol. 46. P. 458–461.
3. Yu. P. Sukhorukov, A. V. Telegin et al. // Optical materials. 2022. Vol. 133. P. 112957.
4. Yu. P. Sukhorukov, A. V. Telegin et al. // To be published in Technical Physics. 2025.

Электронно-оптические преобразователи от рентгеновского до ТГц-диапазона

О. Е. Терещенко[1]*, Г. Э. Шайблер[1], К. В. Меркулин[1], Т. В. Кузнецова[2], В. В. Бакин[1], С. А. Рожков[1], В. С. Русецкий[1,3], В. А. Голяшов[1], И. В. Мараховка[3], Н. В. Кислых[3], А. В. Копотилов[3], А. Ю. Демин[3]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, ул. Акад. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090
[2]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
[3]ЗАО Экран ФЭП, ул. Зеленая горка, д. 1, Новосибирск, 630060
*teresh@isp.nsc.ru

Создание универсальной инфраструктуры для разработки и производства вакуумных фотоприемных устройств на основе электронно-оптических преобразователей (ЭОП), чувствительных в широкой области спектра (0,0001–100 мкм) позволит решить ряд важных технических и экономических задач, а также задач импортозамещения. Основная цель работы − реализация концепции создания рентгеновских, ультрафиолетовых и неохлаждаемых тепловизионных детекторов с высоким пространственным разрешением на базе инфраструктуры стандартных арсенид галлиевых и мультищелочных ЭОП.

Нами собран рентгеновский детектор на базе ЭОП с CsI фотокатодом и входным бериллиевым окном [1], который продемонстрировал возможность детектирования с пространственным разрешением гамма-квантов с энергий около 60 кэВ от радиоактивного америция (Am 241). Возможное окно работы рентгеновского детектора не ограничивается диапазоном 1–100 кэВ и требует проведения калибровочных измерений.

Для УФ-фотоприемников (100–360 нм), так называемых «солнечно слепых», важными практическими задачами являются: мониторинг внештатных ситуаций на высоковольтных электроэнергетических объектах; диагностика состояния контактных сетей железных дорог; мониторинг территорий, загрязнённых радиоактивными веществами; мониторинг промывочных вод, связанный с поисковым бурением нефтеносных скважин; исследование космоса в УФ-диапазоне. Кроме того, применение УФ-оптико-электронных систем в качестве дополнительного информационного канала в составе многоспектральных систем может значительно повысить их информативность. В качестве фотокатодов для УФ-диапазона используются соединения $Al_xGa_{1-x}N$ (200–360 нм), Cs_2Te (200–290 нм) и CsI (150–220 нм) [2–4].

Стандартные арсенид-галлиевые и мультищелочные ЭОП диапазона 300–900 нм могут успешно применяться в лидарных и пассивных системах космического зондирования с необходимым пространственным и временным разрешением [5].

Преимущество в ближнем ИК-диапазоне (1,1–1,7 мкм) проявляется при естественной спектральной освещенности, которая составляет $2\cdot10^{-7}$ Вт/см^2·мкм, что на два порядка выше освещенности в области чувствительности GaAs и мультищелочного катода. Для продвижения в ИК-область 1,1–1,7 мкм проводятся работы по созданию полевых фотокатодов с тянущим полем на основе структур InP/InGaAs/InP с отрицательным электронным сродством [6].

Дальний ИК- (8–14 мкм) и ТГц-диапазоны в настоящее время в технике ЭОП не представлены. Неохлаждаемые пироэлектрические преобразователи теплового изображения (пириконы) в дальнем ИК- и ТГц-диапазонах спектра обладают свойством неселективности по спектру и детектируют только изменение интенсивности падающего излучения. Благодаря этим свойствам они находят широкое применение в ИК-технике для точных спектральных измерений, наблюдения и распознавания объектов, медицинской и промышленной диагностике, а также для специальных применений. Одним из решений сдвига чувствительности ЭОП в дальний ИК-диапазон было создание пироэлектрического электронно-оптического преобразователя (ПЭОП) [7]. Однако реализовать этот прибор не удалось в силу технических трудностей совмещения вакуумной технологии ЭОП и органической основы пиромишени. В настоящее время нами разрабатываются пироэлектрический электронно-оптический преобразователь с пиромишенью на дальний ИК- и ТГц-диапазон.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-62-00004.

1. Ю. М. Ярмошенко // ПТЭ. 2023. № 3. С. 91–97.
2. H. Danared, M. Eshraqi and M. Jensen // Proceedings of HB-2016. 2016. P. 6–8.
3. С. А. Рожков и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104(2). С. 128–132.
4. O. E. Tereshchenko et al. // Phys. Solid State. 2004. V. 46. P. 1949–1953.
5. В. Л. Плохотниченко и др. // Астрофизический Бюллетень. 2020. Т. 75(1). С. 66–77.
6. А. А. Егоренков и др. // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2021. Т. 4. С. 15–22.
7. С. М. Зорин и др. // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2015. Т. 18. С. 205.

Молекулярно-лучевая эпитаксия гетероструктур на основе элементов IV группы (Ge, Si, Sn)

В. А. Тимофеев[1]*, И. В. Скворцов[1], В. И. Машанов[1], Т. В. Перевалов[1], А. А. Блошкин[1], В. В. Кириенко[1], Д. В. Коляда[2], Д. Д. Фирсов[2], О. С. Комков[2]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова, ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197022
*Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Класс материалов на основе элементов IV группы (Ge, Si, Sn) рассматривается как один из наиболее перспективных для создания фотоприемников коротковолнового и среднего инфракрасного диапазонов [1]. Добавление Sn в GeSi приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны исходного материала и позволяет продвинуться в более длинноволновую инфракрасную область, а также получить более высокие коэффициенты поглощения по сравнению с Ge. Изменяя содержание Si и Sn, получаем возможность регулировки ширины запрещенной зоны, формирования гетероструктур GeSiSn/GeSn I и II типа, получение прямозонного материала при определенном составе и деформации в структуре [2]. Основные трудности получения материала GeSiSn заключаются в сегрегации и преципитации Sn, что связано с большим несоответствием параметров решеток пленки и подложки, а также низкой равновесной растворимостью Sn как в кремнии, так и в германии. Для преодоления этих процессов в работе была использована низкотемпературная молекулярно-лучевая эпитаксия, а также рост упругонапряженных слоев GeSiSn, которые не содержат пронизывающие дислокации и дислокации несоответствия, характерные для релаксированных слоев. В результате проведенных исследований структурных свойств пленок GeSiSn определены условия формирования псевдоморфных и релаксированных слоев в широком диапазоне составов. Получены слои GeSiSn толщиной около 100 нм с содержанием олова вплоть до 16 %. Обнаружено, что при определенных ростовых условиях пленка GeSiSn может состоять из псевдоморфного и релаксированного слоев. Такой характер распределения напряжений ранее не наблюдался в системе Ge/Si и может быть связан с применением низких температур роста слоев GeSiSn вплоть до 100 °C. Наибольший интерес с точки зрения зонной структуры и отсутствия линейных дефектов представляют тонкие слои GeSiSn толщиной меньше 1 нм с высоким содержанием олова. Экспериментально получены тонкие слои GeSiSn с содержанием олова до 47 %. С помощью квантово-химического моделирования электронной структуры, выполненного в рамках теории функционала плотности в периодической 3D-модели, установлена зависимость ширины запрещенной зоны (E_g) кристалла от состава тонкого слоя GeSiSn (толщиной 1 монослой) (рис. 1). Показано, что значение E_g меняется от 1,17 до 0 эВ при варьировании содержания олова от 0 до 100 %.

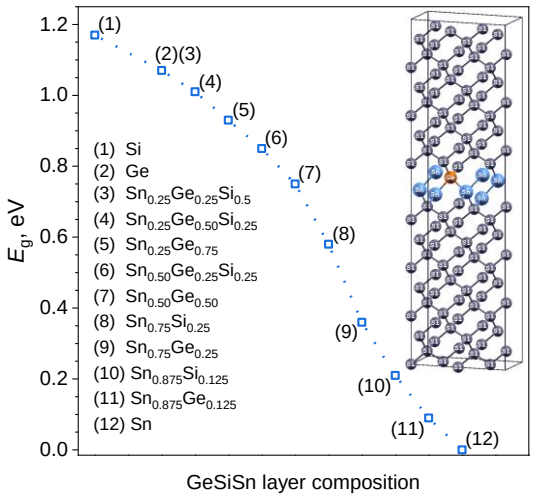


Рис. 1. Расчетные значения E_g кристалла Si с тонким слоем GeSiSn 12-ти различных составов. Расстояние между слоями 38 Å. На ставке для иллюстрации представлена рассчитываемая суперъячейка кристалла Si со слоем $Sn_{0,875}Ge_{0,125}$

Работа выполнена в рамках государственного задания № FWGW-2024-0001.

1. A. Giunto and A. Fontcuberta i Morral // Appl. Phys. Rev. 2024. V. 11. P. 041333.
2. D. Stange, N. von den Driesch, D. Rainko, S. Roesgaard et al. // Optica. 2017. V. 4. P. 185–188.

Терагерцовый графеновый детектор, интегрированный на волновод

А. Н. Титченко[1]*, М. И. Титова[2], О. Г. Попова[4], Н. А. Титова[3], К. В. Шеин[1], Е. И. Титова[2], Р. И. Измайлов[1], Г. Н. Гольцман[1], Д. А. Бандурин[4] и И. А. Гайдученко[1]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, д. 11, Москва, Россия, 109028
[2]Московский физико-технический институт, Институтский переулок, д. 9, Долгопрудный, Московская обл., Россия, 141701
[3]Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, д. 1, стр. 1, Москва, Россия, 119435
[4]Национальный университет Сингапура, Сингапур, 117575
*anlyubchak@miem.hse.ru

Разработка мобильных сетей шестого поколения (6G) связана с освоением терагерцового (ТГц) диапазона, что является ключевым для достижения скорости беспроводной передачи данных до 1 терабита в секунду с задержкой сигнала 1–10 мкс [1]. Одной из основных проблем для беспроводной связи будущего является быстрая обработка сигналов в полосе шириной 100 ГГц и более [2]. Перспективным решением этой проблемы является создание компактных интегральных схем на основе диэлектрических волноводов с интегрированными на них быстрыми детекторами.

Были предприняты попытки интеграции различных детекторов, однако каждая из них имеет существенные ограничения. Диоды Шоттки и резонансные туннельные диоды – коммерческие образцы, монтируемые на поверхность волновода – сложны для массового производства [3, 4]. Болометры на горячих электронах (HEB) требуют охлаждения до криогенных температур, что сужает область их практического применения [5]. В качестве альтернативы для детектирования был выбран графен, использующий фототермоэлектрический эффект (PTE). Этот механизм обеспечивает высокое быстродействие и чувствительность при комнатной температуре [6].

В данной работе продемонстрированы результаты исследования графенового детектора при комнатной температуре. Инкапсулированный графен, полученный методом механической эксфолиации, помещен сверху на кремниевый волновод, и к нему сделаны контакты в виде конической щелевой линии. Детектор демонстрирует отклик 1,8 мВ на частоте 143 ГГц и токе смещения 0,6 мА (рис. 1, *а*). Чувствительность детектора составила 4 В/Вт при мощности падающего излучения 1 мВт (рис. 1, *б*). Рабочая полоса составила 2 ГГц, что близко к результатам, полученным в исследовании [7].

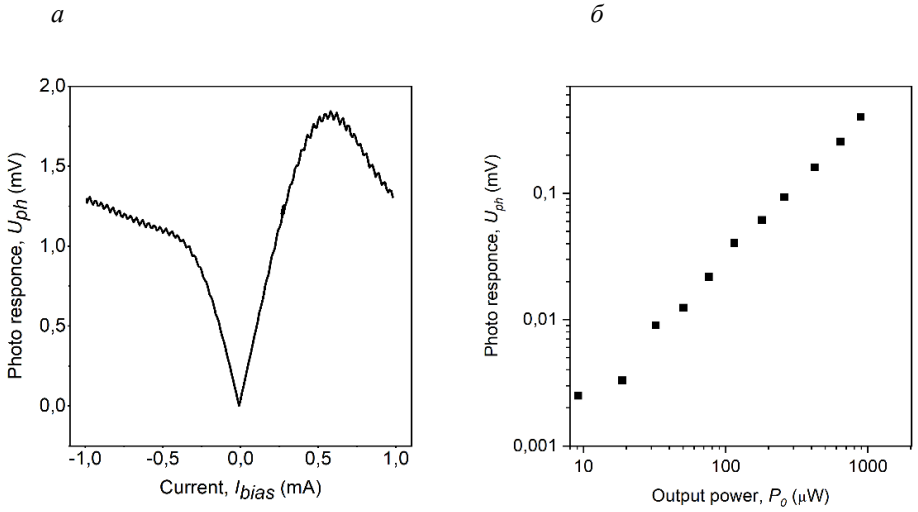


Рис. 1. Характеристики болометра. Зависимость отклика от тока смещения (*а*). Зависимость фотоотклика от падающей мощности излучения (*б*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-72-00014.

1. B. Zong, C. Fan, X. Wang, X. Duan, B. Wang and J. Wang // *IEEE Veh. Technol. Mag.* 2019, V. 14, no. 3. P. 18–27.
2. Barber Zeb W. et al. // Applied optics. 2017. V. 56, no. 19. P. 5398–5406.
3. Torres-García A. E. et al. // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2020. V. 11, no. 1. P. 79–89.
4. Yu X., Hosoda Y et al. // Electronics Letters. 2019. V. 55, no. 7. P. 398–400.
5. Shurakov A. S., Belikov I. I., Prikhodko A. N., Ershova M., Goltsman G. N. // Applied Sciences. 2023. V. 13, no. 10. P. 5892.
6. Castilla S. et al. // Nano letters. 2019. V. 19, no. 5. P. 2765–2773.
7. Soundarapandian K. P. et al. // arXiv preprint arXiv: 2024.2411.02269.

Хиральные фотонные структуры

С. Г. Тиходеев[1,2]*

[1]МГУ им. М. В. Ломоносова, ул. Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991
[2]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991
*tikh@gpi.ru

Последние 10–15 лет большой интерес исследователей привлекают хиральные фотонные структуры. С их помощью можно создавать поляризационные фильтры с необычными свойствами, компактные источники циркулярно-поляризованного излучения, не требующие использования толстых четвертьволновых пластин и постоянного магнитого поля, резонаторы с пространственно-модулированной поляризацией внутреннего электромагнитного поля. Такие хиральные фотонные структуры могут быть интересны для приложений в спектроскопии и сенсорике. Они разработаны к настоящему времени для всех электромагнитных диапазонов, от оптики до терагерц. Мой доклад посвящен обзору работ по следующим основным направлениям:

- Полупроводниковые квазиволноводные структуры со встроенными ахиральными квантовыми точками и хиральным фотонно-кристаллическим слоем [1–3]. Такие фотонные структуры могут демонстрировать фотолюминесценцию с высокой, доходящей до 90 % степенью циркулярной поляризации, хотя фотолюминесценция самих квантовых точек без хирального диэлектрического окружения не поляризована.
- Полупроводниковые лазеры эллиптически-поляризованного излучения с высокой долей циркулярной поляризации, изготовленные на основе AlGaAs брэгговских микрорезонаторов с хиральным фотонным кристаллом на верхнем зеркале, как с оптической [4], так и электрической [5, 6] накачкой.
- Диэлектрические двумерно-хиральные метамембраны с фотонными резонансами Фано, демонстрирующими максимально возможный (100 %) циркулярный дихроизм пропускания и отражения [7–10]. Такие структуры могут резонансно отражать циркулярно-поляризованное излучение с сохранением направления циркулярной поляризации (например, из левой циркулярной в левую), одновременно пропуская излучение противоположной циркулярной поляризации с ее конверсией (из правой циркулярной в левую).

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 24-12-00411).

1. K. Konishi, M. Nomura, N. Kumagai, S. Iwamoto, Y. Arakawa, and M. Kuwata-Gonokami // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 057402.
2. S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, V. D. Kulakovskii, K. Konishi, M. Kuwata-Gonokami // Opt. Lett. 2015. V. 40. P. 1528–1831.
3. S. V. Lobanov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, T. Weiss, C. Schneider, J. Gessler, M. Kamp, and S. Hoefling // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 205309.
4. A. A. Demenev, V. D. Kulakovskii, C. Schneider, S. Brodbeck, M. Kamp, S. H¨ofling, S. V. Lobanov, T. Weiss, N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 171106.
5. A. A. Maksimov, E. V. Filatov, I. I.Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, S. G. Tikhodeev, C. Schneider, S. Hoefling // Phys. Rev. Applied. 2022. V. 17. P. L021001.
6. Н. В. Валенко, Н. А. Гиппиус, В. Д. Кулаковский, С. Г. Тиходеев // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 121. С. 876–880.
7. B. Semnani, J. Flannery, R. Al Maruf, M. Bajcsy // Light Sci. Appl. 2020. V. 9. P. 23.
8. K. Voronin, A. S. Taradin, M. V. Gorkunov, D. G. Baranov // ACS Photon. 2022. V. 9. P. 2652–2659.
9. Н. В. Валенко, О. А. Дмитриева, С. Г. Тиходеев // Компьютерная оптика. 2024. Т. 48. С. 816–821.
10. S. A. Dyakov, N. S. Salakhova, A. V. Ignatov, I. M. Fradkin, V. P. Panov, J.-K. Song, and N. A. Gippius // Adv. Optical Mater. 2024. P. 2302502.

Низкотемпературные квантовые поправки проводимости в тонких плёнках полуметалла $SrIrO_3$

Г. Д. Ульев[1,2], К. И. Константинян[1], Г. А. Овсянников[1], А. Л. Данилюк[3], Д. Б. Мигас[3,4]

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Моховая 11-7, Москва, 125009, Россия
[2]Московский физико-технический институт, Московская обл., Долгопрудный, 141701, Россия
[3]Беларусский государственный университет информатики и электроники, ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь
[4]Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ (Московский инженерно-технический институт), Каширское шоссе, 31, Москва, 115409, Россия
*gdulev@edu.hse.ru

Полуметаллический оксид $SrIrO_3$ характеризуется сильным спин-орбитальным взаимодействием с энергией E_{SOC}~0,4 эВ, что обуславливает его значительный интерес для спинтроники. Недавно было экспериментально установлено, что угол спинового эффекта Холла в $SrIrO_3$ достигает $\theta_{SH} \approx 0{,}79$ [1], что делает данный материал перспективным для генерации и детектирования спиновых токов. Вместе с тем электронные транспортные свойства тонких плёнок $SrIrO_3$ оказались крайне чувствительными к выбору подложки, что связано с эпитаксиальной деформацией и несогласованием параметров кристаллической решётки на границе раздела «плёнка–подложка».

В настоящей работе представлены результаты исследования квантовых поправок к проводимости в эпитаксиальных плёнках $SrIrO_3$ толщиной d = 35 нм в диапазоне температур 2–30 К, где проявляются когерентные квантовые эффекты. Проведены систематические измерения продольного сопротивления, эффекта Холла и магнитосопротивления в магнитных полях до 7 Т. Анализ экспериментальных данных выполнен в рамках теории квантовых поправок к проводимости, учитывающей как слабую (анти)локализацию, так и корреляционные эффекты межэлектронного взаимодействия.

Показано, что наблюдаемое магнитосопротивление (рис. 1) согласуется с моделью, включающей поправки, обусловленные кулоновским взаимодействием и спин-орбитальным расщеплением. Эти факторы ослабляют вклад спин-орбитального рассеяния и подавляют эффект слабой локализации, способствуя переходу к режиму слабой антилокализации. Полученные значения длины фазовой когерентности и времени спин-орбитального рассеяния демонстрируют выраженную зависимость от типа подложки.

Для выявления роли решёточного несоответствия проведено сравнение плёнок, выращенных на трёх различных монокристаллических подложках: $SrTiO_3$ (100), $NdGaO_3$ (110) и пьезоэлектрическом кристалле PMN-PT ($0{,}7Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3 - 0{,}3PbTiO_3$), с ориентацией (110).

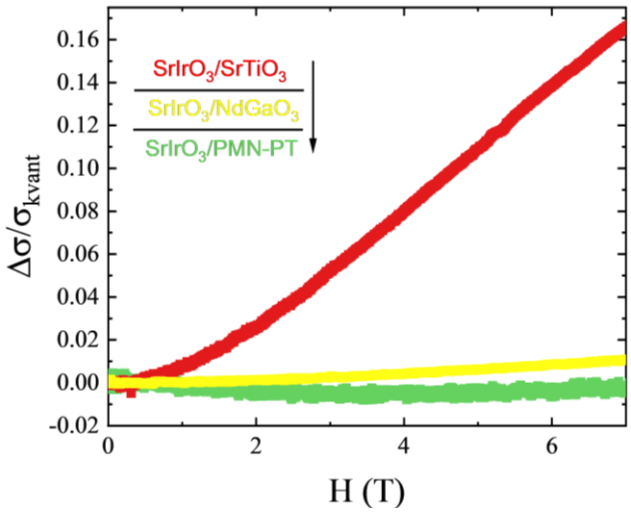


Рис. 1. Магнитосопротивление тонких плёнок $SrIrO_3$ на различных подложках ($SrTiO_3$, $NdGaO_3$, PMN-PT) при температуре T = 10 К

Полученные результаты подчеркивают ключевую роль эпитаксиальной инженерии в управлении спин-орбитальными и когерентными транспортными свойствами на основе $SrIrO_3$.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-00010.

1. Овсянников Г. А., Константинян К. И., Ульев Г. Д., Москаль И. Е. // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 121(5). С. 402.

Исследование кинетики люминесценции слоистого соединения SnS_2:Tm

С. Н. Николаев[1], Е. А. Екимов[1,2], И. И. Усманов[1]*

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991
[2]Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Калужское шоссе, стр. 14, Троицк, Москва, 108840
*usmanov.ii@phystech.edu

С открытием графена двумерные (2D) материалы стали всё чаще применяться в физике конденсированного состояния, нано- и оптоэлектронике. Одним из таких является дисульфид олова (SnS_2) – нетоксичный материал с шириной запрещённой зоны ~2,3 эВ, n-типом проводимости и низкой энергией фононов 300 см$^{-1}$ [1]. Для реализации новых применений 2D-материалов может помочь технология легирования. Так, например, при легировании индием (In^{3+}) у монослоя SnS_2 было обнаружено изменение проводимости на p-тип [2].

В недавней работе [3] сообщается об успешном синтезе дисульфида олова, легированного тулием (Tm^{3+}). В низкотемпературных спектрах фотолюминесценции этого соединения был обнаружен набор узких линий в области 14000 и 12300 см$^{-1}$, отнесённых к переходам $^3F_{2,3}$–$^3H_6$ и $^3H_4$–$^3H_6$ в Tm^{3+} соответственно. На рис. 1, *a* и *b* показаны типичные спектры фотолюминесценции чешуек SnS_2:Tm в данных областях, полученные при 77 К. Данная работа посвящена исследованию кинетики затухания люминесценции чешуек SnS_2:Tm [3]. Цель заключается в прояснении механизмов самой фотолюминесценции и в объяснении некоторых изменений в её спектрах для различных чешуек. Спектры измерялись при температуре ~77 К, что позволяло также исследовать кинетику линий, отсутствующих при ~5 К.

В результате были проанализированы графики кинетики затухания излучения Tm^{3+} в SnS_2 и оценены времена жизни уровней в $^3F_3$ и $^3H_4$. На рис. 1, *c*, *d* показаны типичные графики кинетики фотолюминесценции чешуек SnS_2:Tm в упомянутых двух областях, полученные при 77 К. Было обнаружено, что графики от точек в области 14000 см$^{-1}$ хорошо аппроксимируются убывающей экспонентой, а в области 12300 см$^{-1}$ – суммой двух экспонент, у одной из которых отрицательная амплитуда, а временная постоянная совпадает с таковой от сигнала в области 14000 см$^{-1}$. Предполагается, таким образом, что в процессе излучения электроны с $^3F_3$ переходят на уровни $^3H_4$, давая тем самым вклад в кинетику.

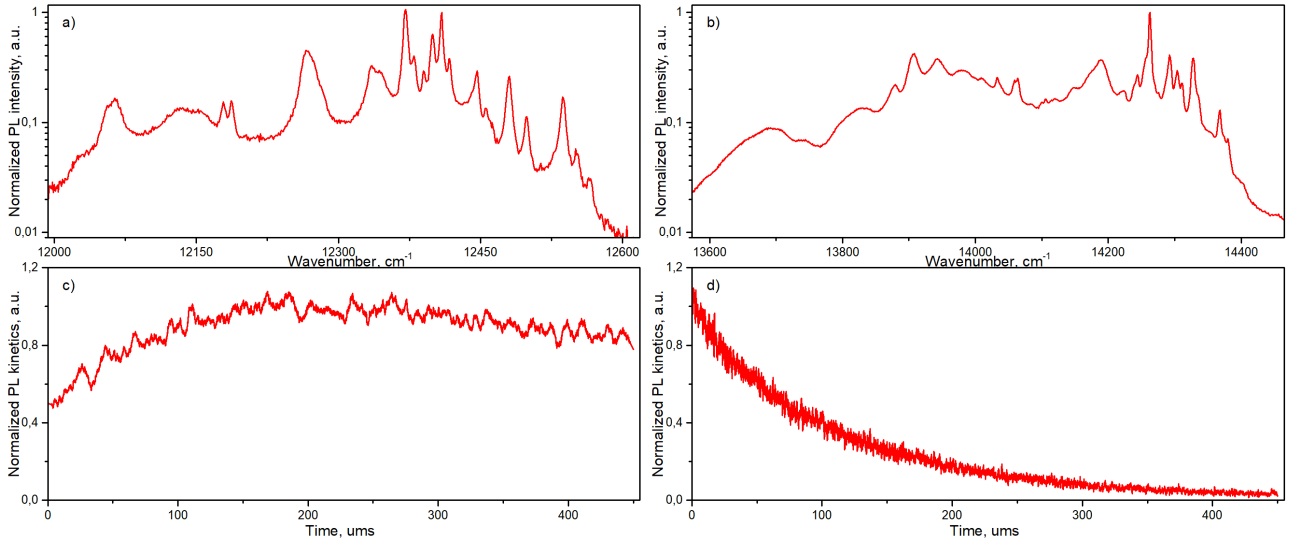


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции чешуйки SnS_2:Tm, полученные при 77 К в области 12300 и 14000 см$^{-1}$ соответственно (*a*, *b*). Сглаженные графики кинетики затухания фотолюминесценции чешуйки SnS_2:Tm, полученные при 77 К в точках 12372 и 14188 см$^{-1}$ соответственно (*c*, *d*)

1. S. Gedi et al. // Nanomaterials. 2021. V. 11. P. 1955.
2. Z. Li et al. // Adv. Elect. Materials. 2021. V. 7. P. 2001168.
3. I. I. Usmanov et al. // APL Materials. 2025. V. 13. P. 091106.

Внутризонное поглощение инфракрасного и терагерцового излучения в квантовых точках GeSi/Si

Р. В. Устименко[1]*, Д. А. Караулов[1], М. Я. Винниченко[1], Д. А. Фирсов[1], Д. Б. Айрапетян[2], А. А. Саркисян[2]

[1]Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, Россия, 195251
[2]Российско-Армянский университет, ул. Овсепа Эмина, 123, Ереван, Армения, 0051
*ratmirustimenko@yandex.ru

Одним из перспективных направлений современных научных исследований является изучение квантовых точек (КТ), способных стать основной для различных быстродействующих и высокоэффективных оптоэлектронных приборов. Изменение размеров и состава КТ позволяет управлять необходимыми энергиями межзонных и внутризонных оптических переходов и рабочим спектральным диапазоном приборов. Управляя заполнением состояний КТ, возможно реализовать подтверждение фундаментальных принципов квантовой теории взаимодействия частиц; например, с помощью изменения уровня легирования или межзонной оптической накачки можно исследовать многочастичные взаимодействия, в том числе применимость обобщенной теоремы Кона [1]. Фотодетекторы на основе КТ GeSi/Si обладают рядом преимуществ и особенностей по сравнению с детекторами на квантовых ямах; в настоящей работе изучается внутризонное поглощение излучения в этих структурах, которое может быть использовано для детектирования.

Наноструктуры с КТ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке Si(100) и содержали 10 слоев КТ GeSi/Si, разделенных слоями Si толщиной 15 нм. Поверхностная плотность островков КТ была порядка $2 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. В ходе работы исследовались образцы с концентрацией легирующей примеси бора $(4, 8, 12) \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, а также нелегированные структуры.

Спектры фотоиндуцированного внутризонного поглощения при различных уровнях накачки были получены при помощи фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Оптическая межзонная накачка осуществлялась при помощи непрерывного (модуляция 600 Гц) твердотельного лазера YAG:Nd с длиной волны 532 нм. Образцы помещались в криостат замкнутого цикла с рабочей температурой 5–300 К.

Целью работы было моделирование спектров внутризонного поглощения и их сравнение с экспериментальными результатами. Известно, что профиль валентной зоны структуры с КТ GeSi/Si имеет гетерограницу первого типа. Расчёт плавных огибающих волновых функций и уровней размерного квантования тяжёлых дырок в КТ GeSi/Si в форме выпуклой линзы проводился в рамках метода эффективной массы путём численного решения уравнения Шрёдингера методом конечных разностей. Так как задача обладает аксиальной симметрией относительно оси z, то энергетический спектр является двукратно вырожденным по направлениям x и y.

Моделирование спектров поглощения для разных поляризаций света в средней инфракрасной области спектра продемонстрировало три пика с энергией кванта 67, 230 и 280 мэВ, связанных с межуровневыми переходами дырок с основного и первого возбуждённого состояний в вышележащие возбуждённые состояния.

На рис. 1 приведен спектр поглощения терагерцового (ТГц) излучения в КТ GeSi/Si. Согласно численному моделированию поглощение в этом спектральном диапазоне связано с переходами дырок из основного состояния в первое двукратно вырожденное возбужденное состояние с энергией кванта около 30 мэВ. Значение энергии такого межуровневого перехода, рассчитанное в рамках адиабатического приближения, составило 30,5 мэВ. На эксперименте обнаружено, что спектральное положение пика ТГц-поглощения не зависит от уровня легирования. Это является экспериментальным подтверждением обобщенной теоремы Кона о возможности наблюдения одночастичных оптических переходов в многочастичной системе с эффективным параболическим ограничивающим потенциалом [2].

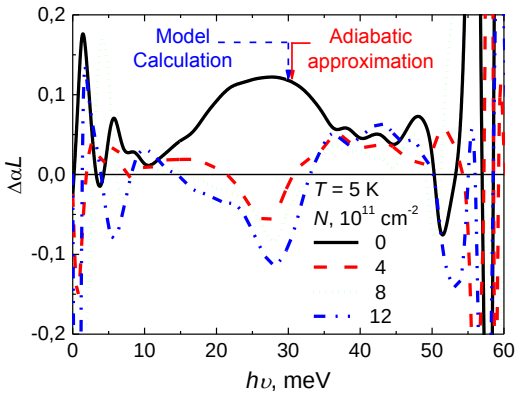


Рис. 1. Спектры фотоиндуцированного поглощения в терагерцовой области спектра при различных концентрациях легирующей примеси и при уровне оптической накачки 250 мВт и температуре 5 К

1. H. A. Sarkisyan, D. B. Hayrapetyan, L. S. Petrosyan et al. // Nanomaterials. 2019. V. 9. N 1. P. 56.
2. R. V. Ustimenko, M. Ya. Vinnichenko, D. A. Karaulov et al. // ACS Appl. Nano Mater. 2024. V. 7. N. 23. P. 27245–27253.

Исследование спектров электролюминесценции в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе твёрдых растворов HgCdTe при латеральной токовой накачке

Я. Н. Паулкина[1], В. В. Румянцев[1], М. А. Фадеев[1], А. А. Разова[1], К. А. Мажукина[1], А. А. Янцер[1], Н. Н. Михайлов[3], С. В. Морозов[1], В. В. Уточкин[1,*]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Институт физики полупроводников СО РАН, д. 13, просп. Акад. Лаврентьева, Новосибирск, 630090
*utvlvas@ipmras.ru

В настоящее время исследования твёрдых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ широко известны по крайней мере в двух прикладных аспектах. Первый заключается в разработке приборов ночного видения, тепловизоров и других аналогичных им приёмников электромагнитного излучения инфракрасного (ИК) диапазона. Второй состоит в использовании тонких плёнок и квантовых ям (КЯ) на основе КРТ с дираковским энергетическим спектром для создания излучателей электромагнитных волн от терагерцовых частот до коротковолновой части среднего ИК-диапазона. Однако для разработки компактного прибора предпочтительна токовая накачка. Данная работа была сосредоточена на исследовании спонтанной эмиссии при межзонной рекомбинации неравновесных носителей заряда в HgCdTe-структурах в условиях латеральной токовой накачки.

Подобные источники излучения ИК-диапазона с латеральной токовой накачкой (аналогичные светодиодам по формфактору, но без диодной характеристики) могут найти прикладное применение в первую очередь в бездисперсионной ИК-спектроскопии (NDIR) в окнах прозрачности атмосферы 3–5 и 8–13 мкм. Учитывая лидирующее положение HgCdTe как материала для приёмников в данных областях длин волн, представляется возможным создание интегрированной планарной оптопары для анализа газовых смесей. Примечательно, что в такой конструкции оптопары реализуется механизм резонансного детектирования – спектр эмиссии излучателя лежит вблизи энергии межзонного перехода в приёмнике, в области его максимальной чувствительности; при этом, поскольку детектирование происходит вблизи краёв зон, пороговая оже-рекомбинация не активируется и не снижает концентрацию носителей, участвующих в формировании сигнала фототока.

В гетероструктурах с узкими квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe из-за дираковского энергетического спектра подавлена безызлучательная оже-рекомбинация. Подавление безызлучательного канала рекомбинации позволяет рассчитывать на слабое снижение интегральной интенсивности излучения HgCdTe-гетероструктур с ростом температуры и обеспечивает лучшую чувствительность приёмников на основе таких структур в области высоких температур. Кроме того, плотность состояний для двумерного газа носителей в КЯ описывается лестничной функцией Хевисайда с резким краем по энергии. Приведённые свойства HgCdTe-гетероструктур позволяют использовать их одновременно в качестве излучателя и приёмника в предлагаемой конструкции оптопары. В данной работе проведены экспериментальные исследования спектров фото- и электролюминесценции (ФЛ и ЭЛ соответственно) HgCdTe-структур с КЯ при различных температурах.

Все исследованные в работе гетероструктуры с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей GaAs (013) подложке с *in situ* эллипсометрией. Структуры содержали массив из 5–10 КЯ, заглубленных на 750 нм от поверхности структуры. Перед напылением многослойных металлических контактов поверхность образца подвергалась непродолжительному ионному травлению. Далее наносились многослойные металлические контакты: слои Ti (20 нм), Mo (30 нм) и Au (100 нм), к которым разваривались электроды. Расстояние между контактами (ширина межконтактной области) составляло сотни мкм. Образцы с нанесёнными контактами устанавливались на холодный палец гелиевого криостата замкнутого цикла с температурным диапазоном 8–300 К. В качестве источника возбуждения при спектроскопии ФЛ использовался непрерывный тулиевый лазер (1,91 мкм, 200 мВт), возбуждение осуществлялось со стороны выращенной HgCdTe-структуры в межконтактную область. В экспериментах по исследованию ЭЛ к образцам в латеральной геометрии прикладывалось напряжение от 0 до 200 В импульсами длительностью 800 нс и частотой повторения 111 Гц. В цепь с исследуемым образцом последовательно включался токоограничивающий резистор номиналом 7,5 Ом. Спектры как ЭЛ, так и ФЛ измерялись с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, работавшего в режиме пошагового сканирования. Спектры ФЛ и ЭЛ исследовались в одинаковой геометрии, в которой излучение собиралось с торца образца, при этом фокус оптической системы сбора излучения выставлялся на межконтактный промежуток.

В структурах наблюдались спектры ФЛ и ЭЛ вплоть до комнатной температуры, притом интегральное гашение люминесценции не превышало одного порядка при переходе от 10 К к комнатной температуре. В работе исследуются ВАХ структур и анализируется основной канал генерации неравновесных носителей.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-00160.

1. G. Alymov, V. Rumyantsev, S. Morozov et al. // ACS Photonics. 2019. V. 7(1). P. 98–104.

Оптический полупроводниковый переключатель для генерации сверхмощных импульсов ТГц-излучения

С. В. Морозов[1,*], В. В. Уточкин[1], Д. В. Шенгуров[1], Е. Е. Морозова[1], П. В. Волков[1], Д. А. Семиков[1], А. Е. Пестов[1], М. С. Михайленко[1], А. А. Ахсахалян[1], А. В. Палицин[2], М. Ю. Глявин[2], Г. Г. Денисов[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Нижний Новгород, 603087
[2]Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова, д. 46, ул. Ульянова, 603950
*more@ipmras.ru

В настоящее время представляет интерес формирование мощных (десятки МВт) микроволновых импульсов с длительностью в несколько наносекунд для ряда актуальных практических задач, например, высокоградиентного ускорения элементарных частиц. Для компрессии СВЧ-излучения гиротрона требуется разработка оптического (при подсветке лазерным испульсом) переключателя с высоким быстродействием для вывода компрессированого излучения (рис. 1).

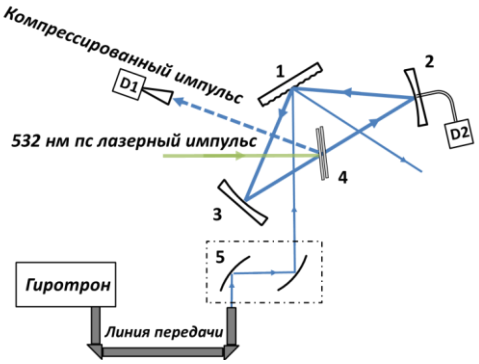


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки для компрессии СВЧ-излучения гиротрона. Цифрой 4 обозначен оптический переключатель, обеспечивающий вывод компрессированного излучения

Такой оптический переключатель в пассивном состоянии должен обеспечивать минимальное поглощение и рассеяние СВЧ-излучения, распространяющегося вдоль кольцевого резонатора. В то же время при подсветке лазерным импульсом переключатель должен быстро релаксировать к пассивному состоянию. Для переключателя предлагается использовать плоскопараллельную пластину полупроводника диаметром 15 см с толщиной, подбираемой из условия деструктивной интерференции отражённого СВЧ-излучения, и низким значением тангенса угла диэлектрических потерь (tgδ). Рассматривались следующие полупроводники: высокоомный GaAs, легированный золотом высокоомный кремний (Si:Au) и поликристаллический алмаз. В работе проводился анализ свойств полупроводников, на основании которого предпочтение было отдано Si:Au по совокупности его диэлектрических и механических свойств.

Основной целью проведённых в настоящей работе исследований являлась отработка ряда технологических операций и диагностических измерений на пробных образцах высокоомного кремния: диффузии кремния, механической полировки пластин для удаления обогащённых золотом слоёв кремния, финишной полировке при помощи ионного травления, построения карты толщин пластины при помощи тандемной низкокогерентной интерферометрии, измерения времён жизни неравновесных носителей по кинетике фотолюминесценции (ФЛ).

Для этого была подготовлена серия кремниевых образцов размером 20×20 мм (выколотых из кремниевой пластины КЭФ >5000). На образцы наносился слой золота с характерной толщиной ~100 нм методом магнетронного напыления. Отжиг образцов с нанесённым слоем Au проводился в вакуумной печи с диаметром камеры 30 мм, которая продувалась аргоном, при температурах порядка 1100 °C в течение десятков минут.

Далее для образцов проводилась механическая сошлифовка приповерхностных слоёв, обогащённых золотом, с обеих сторон на глубину ~90 мкм методом классического притира. В качестве полирующих порошков использовались карбид бора М20 и М7, алмазный порошок 1,0 и суспензия оксида кремния фракции 0,5 мкм. После шлифовки проводилось измерение tgδ, которое показало существенное, на уровне одного порядка, снижение тангенса угла диэлектрических потерь по сравнению с нелегированным кремнием (10^{-5} против 10^{-4}).

Также проводилось измерение времён жизни по кинетике ФЛ в легированных золотом образцах. В качестве накачки использовался пикосекундный Nd:YAG-лазер (1064 нм, частотой повторения импульсов 80 МГц). Глубина проникновения такого излучения в Si составляет несколько сотен мкм, что позволяет свести к минимуму вклад поверхностной рекомбинации. Измеренные кинетики ФЛ в легированном золотом кремнии имеют характерные времена спада гораздо меньше, чем в нелегированной подложке. Таким образом, измеренные времена жизни носителей позволяют утверждать, что уже за 300–350 нс после импульса лазера подсветки кремниевая пластина релаксирует из возбуждённого состояния в полностью пассивное состояние. Полученная оценка со значительным запасом удовлетворяет предъявляемому требованию на быстродействие переключателя (время релаксации не выше 10 мкс).

Электромагнитный плазменный резонанс в GaAs мембранах с двумерным электронным слоем при комнатной температуре

М. А. Фадеев[1]*, А. А. Янцер[1], А. С. Астраханцева[2], А. М. Шуваев[2], П. А. Гусихин[2], И. В. Кукушкин[2], В. М. Муравьев[2], С. В. Морозов[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ИФТТ РАН, Черноголовка, Московская обл., ул. Акад. Осипьяна, д. 2, 142432
*fadeev@ipmras.ru

Плазменные колебания в двумерных электронных системах (ДЭС) являются предметом активных исследований уже более 50 лет. Недавно было теоретически предсказано и подтверждено экспериментально существование поперечных электромагнитных плазменных волн для ДЭС, встроенных в диэлектрическую подложку [1–3]. Эксперименты проводились при криогенных температурах в субтерагерцовом диапазоне частот на мембранах GaAs с толщиной до 23 мкм.

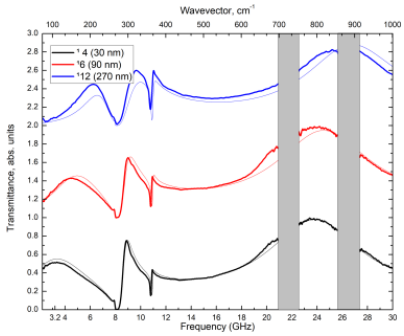


Рис. 1. Спектры пропускания мембран при комнатной температуре для мембран с разной толщиной легированного слоя

В данной работе исследуется пропускание в терагерцовом/дальнем ИК-диапазоне сверхтонких полупроводниковых мембран с двумерной электронной системой, представляющей собой слой сильнолегированного полупроводника различной толщины. Структуры выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с десятью периодами $Al_{0,3}Ga_{0,7}As/GaAs$, которые служат стоп-слоем при травлении подложки. На сверхрешетке выращивается слой нелегированного GaAs толщиной 1,8 мкм, затем растится слой GaAs, легированный до $5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Подложка структуры стравливается, в результате чего получается мембрана с толщиной 2 мкм, содержащая легированный слой. Толщина легированного слоя составляет соответственно 30, 90 и 270 нм в структурах 4, 6 и 12. Измерения пропускания проводились при комнатной температуре с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Результаты пропускания представлены на иллюстрации. Кривые для каждой толщины проводящего слоя смещены по вертикали на единицу для наглядности. На графике также приведены кривые пропускания, изображенные тонкими линиями, полученными в результате численных расчетов.

На измеренных спектрах пропускания наблюдается серия максимумов пропускания на резонансных частотах, которые в пределе высоких частот совпадают с резонансами типа Фабри – Перо в плоскопараллельной пластине толщиной 2 мкм. Во всех структурах частота первого резонанса типа Фабри – Перо лежит в окрестности 24 ТГц. Главной особенностью исследованных структур является наличие дополнительного – плазменного – резонанса на частоте менее 10 ТГц, которая определяется толщиной легированного слоя и составляет соответственно 3,2; 4,47 и 6,27 ТГц для структур с толщиной слоя 30, 90 и 270 нм. Для структур 4 и 6 зависимость частоты резонанса от толщины легированного слоя хорошо описывается в рамках простейшей модели, которой диэлектрическая мембрана с легированным слоем обладает таким же пропусканием, как и мембрана, которая полностью легирована с концентрацией $n = n0 \cdot h/d$, где n – концентрация в легированном слое, h – толщина легированного слоя, d – толщина мембраны. В этом случае резонансная частота обладает корневой зависимостью от толщины легированного слоя. Для структуры 12 наблюдаемая частота резонанса меньше, чем теоретические оценки, что связано с гибридизацией плазменного и фононного резонансов (частота поперечного и продольного оптических фононов в GaAs составляет 8,05 и 8,77 ТГц соответственно).

Таким образом, проведены измерения пропускания ДЭС на поверхности сверхтонкой мембраны и обнаружен максимум пропускания на плазменном резонансе, частота которого определяется толщиной легированного слоя. Благодаря возможности перестройки данный эффект может быть использован для создания активных планарных метаматериалов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФМ РАН (124050300055-9/FFUF-2024-0045).

1. Ю. А. Косевич // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 53. С. 147–147.
2. V. A. Volkov and V. N. Pavlov // JETP letters. 2014. V. 99. P. 93.
3. A. Astrakhantseva et al. // Appl. Phys. Lett. 2022. V. 120(3). P. 031104.

Плазмонные моды ограниченного двухслойного графенового резонатора

Д. В. Фатеев[1,2]*, О. В. Полищук[1], К. В. Машинский[1]

[1]Саратовский филиал Института Радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Саратов, ул. Зеленая, д. 38, 410019
[2]Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, Саратов, ул. Астраханская, д. 83, 410012
*fateevdv@yandex.ru

Теоретические исследования о свойствах плазмонов [1] часто останавливаются на двумерной постановке задачи, в которой направление, перпендикулярное распространению плазмона, считается бесконечным и однородным [2, 3]. Упрощенный двумерный подход может быть применен к плазмонным структурам, размер которых в направлении, поперечном направлению распространения плазмона, на порядок и более превышает длину волны терагерцового плазмона. Однако размеры создаваемых плазмонных графеновых структур часто сопоставимы с размерами коротковолновых плазмонов, а связь с длинной электромагнитной волной осуществляется с помощью дополнительных антенн. В конструкциях таких размеров влияние краевых эффектов индуцированных полей на отклик становится существенным, а иногда и доминирующим [4].

В этой работе сформирован строгий электромагнитный подход для теоретического анализа частот возбуждения плазмонных резонансов в двумерноограниченной структуре, состоящей из квадрата графена, отделенного от бесконечной однородной графеновой плоскости диэлектрическим слоем. Метод основан на формировании системы интегральных уравнений относительно компонент осциллирующего тока в квадрате графена. Интегральные уравнения решены методом Галеркина, который трансформирует интегральные уравнения в систему линейных алгебраических уравнений. Построены терагерцевые спектры сечения поглощения и рассеяния плазмонными резонансами в указанной структуре.

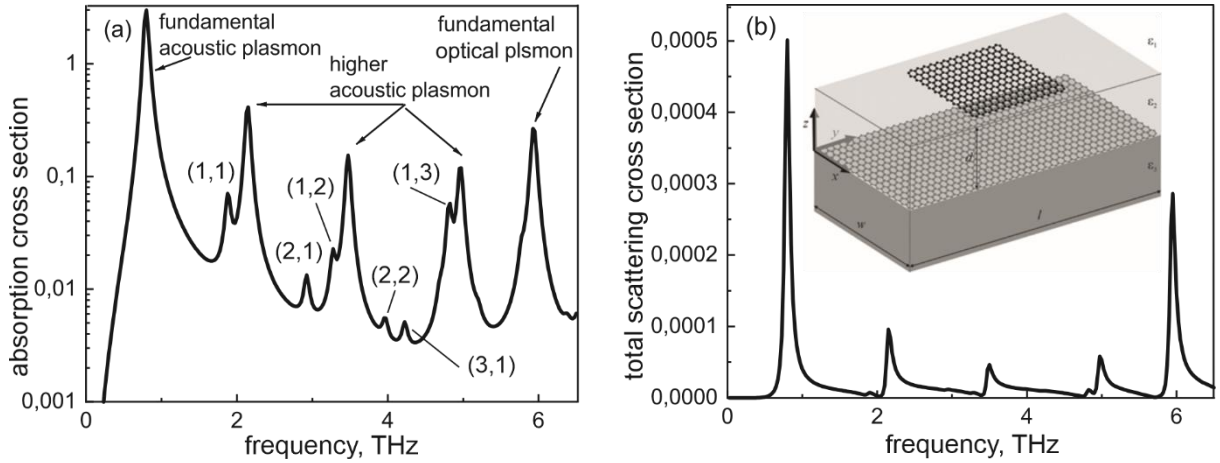


Рис. 1. Нормированные на площадь графенового квадрата спектры сечения поглощения (*a*) и суммарного (вперед/назад) сечения рассеяния (*b*). На вставке схематично изображена исследуемая структура, расстояние между слоями полагалось 10 нм, сторона квадрата 1 мкм

Для двумерно ограниченной двухслойной графеновой структуры помимо основных «акустических» и «оптических» плазмонов (рис. 1) возбуждаются «акустические» и «оптические» плазмонные моды смешанной четности, для которых волновой вектор определяется дискретизацией по двум направлениям $q(p_x, p_y) = \pi / w\sqrt{(2p_x - 1)^2 + (2p_y)^2}$, p_x, $p_y = 1, 2, 3...$. Выражение для волнового вектора позволяет идентифицировать плазмонные резонансы двумя числами (p_x, p_y). В двухслойной графеновой структуре с близко расположенными слоями «акустические» резонансы, согласно их дисперсии, могут возбуждаться независимо от «оптических», что позволяет наблюдать независимо резонансы «акустических» мод смешанной четности ((1,1), (1,2), (2,1), (2,2), (3,1) и (3,2) отмечены на рис. 1).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-19-00611-П.

1. M. Jablan, M. Soljačić, H. Buljan // Proc. IEEE. 2013. Vol. 101, № 7. P. 1689–1704.
2. D. V. Fateev et al. // Phys. Rev. Appl. 2019. Vol. 11, № 6. P. 064002.
3. V. V. Popov, O. V. Polischuk, M. S. Shur // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 98, № 3. P. 033510.
4. K. V. Mashinsky, V. V. Popov, D. V. Fateev // Sci. Rep. Nature Publishing Group UK, 2024. Vol. 14. P. 7546.

Контролируемое химическое осаждение Ag для создания упорядоченных метаструктур: массивов наностолбиков и наноцветов на c-Si

Е. С. Федорова*, А. А. Ермина, К. В. Пригода, Д. П. Марков, С. И. Павлов, В. О. Большаков, Ю. А. Жарова**

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021
*bright.molllee@gmail.com, **piliouguina@mail.ioffe.ru

В настоящее время упорядоченные металлические наноструктуры активно исследуются как перспективные оптические среды и находят широкое практическое применение. Заданная периодичность позволяет управлять положениями плазмонных резонансов и дифракционными эффектами [1], что дает возможность для создания метаструктур, элементов для управления светом на наномасштабе и высокочувствительных сенсоров в результате явления гигантского комбинационного рассеяния света [2]. Однако существующие методы изготовления таких упорядоченных наноструктур часто сложны и трудно воспроизводимы, так как сопряжены с использованием сложных и дорогостоящих технологий.

В настоящей работе представлен новый метод формирования периодических структур серебра: (i) наностолбиков (рис. 1, *а*) с высоким аспектным соотношением и (ii) наноцветов (рис. 1, *б*) на подложке из монокристаллического кремния (c-Si). Данный метод включает четыре этапа: 1) термическое окисление c-Si для создания слоя диоксида кремния (SiO_2) толщиной ~80 нм; 2) формирование квадратной решетки наноразмерных окон с диаметрами 100–300 нм и периодами от 270 нм до 2 мкм в слое электронного резиста (полиметилметакрилат (ПММА)) с помощью электронно-лучевой литографии; 3) травление слоя SiO_2 в окнах резиста в буферном растворе с последующим удалением резиста в ацетоне; 4) формирование металлических наноструктур в окнах SiO_2 методом гальванического вытеснения из раствора на основе 0,02 M $AgNO_3$ и 5 M HF. В результате, в зависимости от условий осаждения Ag, в окнах SiO_2 на подложке c-Si формируются наностолбики или наноцветы.

Морфология полученных структур исследовалась методом растровой электронной микроскопии (РЭМ). Наблюдалось формирование упорядоченных вертикально ориентированных столбиков с диаметром до 100 нм, высотой ~200 нм и разветвленных структур в виде наноцветов диаметром ~1 мкм с углублением в центре и «лепестками», характерные размеры которых ~30 нм. Анализ РЭМ-изображений выявил локальные углубления в c-Si под формирующимися наноструктурами, что связано с травлением плавиковой кислотой c-Si в процессе гальванического вытеснения, благодаря чему структуры закреплены в определенной точке: наностолбики сохраняют вертикальное положение; для наноцветов – это углубление является зародышем образования центральной части цветка.

Исследование оптических свойств созданных структур проведено методами спектральной эллипсометрии и поляризационной спектрофотомерии при углах падения света (45°–75°). Измерения проводились при разных ориентациях решетки (0° и 45°) относительно плоскости поляризации света. Выявлена зависимость спектров комплексной псевдодиэлектрической функции и спектров отражения p- и s-поляризованного света от морфологии и ориентации структуры, а также от угла падения света. Выявлена оптическая анизотропия полученных массивов наностолбиков и наноцветов.

Представленная методика является оптимальным способом получения упорядоченных массивов металлических наноструктур с контролируемыми параметрами, не требующим вакуумных методов напыления. Оптические характеристики данных структур открывают перспективы для их использования в поляризационной оптике и для создания анизотропных метаструктур.

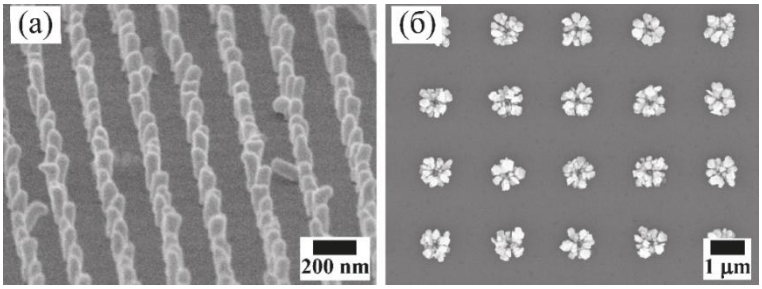


Рис. 1. РЭМ-изображения: *а* – наностолбиков (вид в изометрии); *б* – наноцветов (вид сверху)

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания (Проект № FFUG-2024-0017).

1. E. Bortchagovsky et al. // Nano Express. 2025. **6** (2). P. 025011.
2. C. Zhang et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2021. **13** (24). P. 29222.

Прямая фотогенерация биэкситонов в нанокристаллах на основе полупроводников с сильным спин-орбитальным взаимодействием

С. А. Фомичёв*, В. А. Бурдов

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603022
*serg.foms@mail.ru

Теоретически исследуется процесс одновременного рождения двух электронно-дырочных пар (биэкситона) вследствие поглощения одного фотона в нанокристалле на основе прямозонного полупроводника со структурным типом сфалерита с невырожденной зоной проводимости. При этом рассматриваются полупроводники, в которых релятивистские эффекты выражены достаточно сильно – например, CdTe или ZnTe, с характерной величиной энергии спин-орбитального расщепления ~0,9 эВ. При этом релятивистские эффекты не сводятся только к расщеплению энергетического уровня Г-точки в верхней части валентной зоны, сопровождающемуся образованием дублета и квадруплета. Наличие релятивистских слагаемых в гамильтониане частицы приводит к изменению блоховских функций Г-точки: они становятся комбинациями функций Латтинжера нулевого порядка с определенным угловым моментом и релятивистских добавок первого порядка по $1/c^2$. Наличие этих добавок дает отличные от нуля значения некоторых матричных элементов оптического перехода, которые в нерелятивистском случае были равны нулю.

Предполагается также, что размер нанокристалла не превышает нескольких нанометров, и в системе реализован режим сильного квантового ограничения, при котором характерные энергии размерного квантования значительно превышают характерные кулоновские энергии. В этом случае электроны и дырки локализуются в нанокристалле в основном из-за высоких потенциальных барьеров, в то время как кулоновское взаимодействие между ними дает лишь незначительный сдвиг энергии пары и не приводит к образованию электронно-дырочного связанного состояния объемного типа.

Хорошо известно, что фотовозбуждение одного электрона из области потолка валентной зоны в область дна зоны проводимости в объемных полупроводниках, а также в нанокристаллах, может быть прямым или непрямым в зависимости от типа запрещенной зоны. Нанокристаллы на основе непрямозонных полупроводников демонстрируют очень низкие значения скорости межзонных излучательных переходов, в отличие от нанокристаллов на основе прямозонных полупроводников. Такое поведение является следствием закона сохранения импульса. Этот закон легко выполнить в прямозонных полупроводниках и практически невозможно сделать это в полупроводниках с непрямой запрещенной зоной. В случае одновременного межзонного фотовозбуждения двух электронов сохранение их суммарного импульса может быть легко реализовано независимо от типа запрещенной зоны [1, 2]. Действительно, в обоих случаях суммарный импульс двух электронов во время перехода остается близким к нулю, хотя электроны ведут себя по-разному. В случае непрямой запрещенной зоны каждая из двух частиц приобретает большие (сопоставимые с размером зоны бриллюэна) и противоположные по знаку импульсы, в то время как в полупроводнике с прямой запрещенной зоной обе частицы, по сути, сохраняют свои нулевые начальные импульсы Г-точки.

Однако один фотон не может вызвать одновременный двухэлектронный переход, если электроны не взаимодействуют друг с другом. Участие кулоновского взаимодействия в процессе биэкситонной фотогенерации делает двухэлектронный переход непрямым даже в прямозонном полупроводнике или нанокристалле на основе такого полупроводника. Как следствие, скорость двухэлектронного перехода в нанокристалле становится зависящей от его радиуса. Эта зависимость оказывается достаточно резкой – она обратно пропорциональна шестой степени радиуса R нанокристалла. Такая зависимость является универсальной – она не зависит от того, какую запрещенную зону (прямую или непрямую) имеет полупроводник, а также от того, насколько сильными являются в нем релятивистские эффекты. Аналогичные зависимости ($\sim R^{-6}$) были получены ранее для кремниевых нанокристаллов [1], а также и для нанокристаллов на основе прямозонных полупроводников со слабым спин-орбитальным взаимодействием [2].

При этом, как показали выполненные расчеты, спин-орбитальное расщепление уровня основного состояния в валентной зоне оказывает гораздо более существенное влияние на скорость биэкситонной генерации, чем релятивистские поправки к блоховским функциям Г-точки, вклад от которых оказывается пренебрежимо малым.

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (госзадание FSWR-2026-0004).

1. S. A. Fomichev, V. A. Burdov // J. Chem. Phys. 2024. V. 160. P. 234301.
2. С. А. Фомичёв, В. А. Бурдов // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 120. С. 856–862.

Исследование фокусировки сходящихся поверхностных акустических волн гигагерцового диапазона частот в структуре NiCu/алмаз

Н. Ю. Фролов*, А. Ю. Клоков, А. И. Шарков, С. И. Ченцов

Физический Институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский проспект, д. 53, Москва, 119991
n.frolov@lebedev.ru

В данной работе экспериментально исследованы генерация и распространение сходящихся поверхностных акустических волн (ПАВ) гигагерцового диапазона частот при кольцевом возбуждении природного алмаза типа Ia с ориентацией (001), на поверхности которого была напылена тонкая пленка NiCu (60 нм). Эксперименты проводились на установке, работающей по схеме двухцветного «pump-probe» и построенной на основе фемтосекундного Ti:Sa лазера Mira-900 (длина волны 800 нм, частота повторений 76 МГц), аналогично [1]. Для формирования кольцевого фронта излучения в канал возбуждения после кристалла второй гармоники были установлены аксикон с углом 1,0° и объектив с апертурой 0,65. При такой конфигурации схемы на поверхности образца формировалось кольцевое распределение интенсивности света диаметром около 60 мкм и шириной 2–3 мкм, которое, поглощаясь в металлической пленке, возбуждало импульс сходящейся поверхностной акустической волны. Распространяясь, ПАВ вызывала изменения фазы комплексного коэффициента отражения, регистрируемые зондирующим лазерным импульсом при помощи модифицированного интерферометра Саньяка [2]. 4f-сканер и линия задержки позволили наблюдать пространственную картину поля сходящейся ПАВ при сканировании поверхности образца в разные моменты времени относительно импульса возбуждения.

Данный подход по сравнению с возбуждением ПАВ в точке позволил существенно снизить плотность оптической мощности на поверхности образца при заданном значении упругой деформации в центре кольца и, соответственно, снизить требования к лучевой материала. При этом достигнутая в результате эксперимента величина динамических деформаций в области фокуса составила $2 \cdot 10^{-5}$, что более чем в 15 раз больше, чем в области возбуждения и почти на порядок больше, чем при точечном возбуждении образца. Также было показано, что сходящиеся ПАВ, несмотря на наличие дисперсии и анизотропии групповой скорости, могут быть сфокусированы в область размером ~4 мкм (FWHM), что близко к дифракционному пределу. Представленный метод генерации сходящихся поверхностных волн гиперзвука представляет значительный интерес для изучения локальной морфологии и/или электронных свойств различных систем дефектов в полупроводниках, и, в частности, центров окраски в алмазах.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-00132.

1. A. Yu. Klokov, N. Yu. Frolov, A. I. Sharkov, S. N. Nikolaev et al. // Nanolett. 2022. V. 22. P. 2070–2076.
2. T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda, Y. Sugawara et al. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 043713.

Электрооптические свойства $A^{III}B^{V}$ гетероструктур с периодами одиночных и двойных туннельно-связанных квантовых ям

С. В. Хазанова*, А. П. Горшков, А. И. Бобров, А. С. Панфилов

ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23, 603022
*khazanova@phys.unn.ru

Оптические системы связи обладают рядом преимуществ по сравнению с электронными, среди которых более высокая скорость передачи информации, однонаправленность потока информации, широкополосность и малое затухание сигнала. Кодирование и модуляция оптических сигналов может осуществляться с помощью комбинаций амплитуды, фазы, частоты, интенсивности и поляризации оптической несущей. При этом для создания оптических модуляторов могут быть использованы массивы квантовых ям на основе полупроводниковых материалов. Принцип действия данных устройств основан на вариации показателя преломления под воздействием электрического поля, обусловленной квантово-размерным эффектом Штарка при комнатной температуре [1].

В настоящей работе приведено теоретическое и экспериментальное исследование электрооптических свойств гетероструктур $A^{III}B^{V}$ в S-, C-телекоммуникационных диапазонах. Рассматривались структуры с периодами как одиночных, так и двойных туннельно-связанных квантовых ям различного дизайна.

Теоретическое исследование проводилось численно на основе метода конечных разностей. Решением уравнения Шрёдингера в приближении эффективной массы с учётом деформаций и реального профиля потенциала получены энергии размерного квантования и огибающие волновых функций для различных дизайнов профилей состава. На основе рассчитанных данных были получены спектры коэффициента поглощения как результат сложения (1) межзонного и экситонного вкладов поглощения [2]. Расчёт энергии связи и боровского радиуса экситона проведён вариационным методом:

$$\alpha(\hbar\omega)=\alpha_b(\hbar\omega)+\alpha_{ex}(\hbar\omega). \quad (1)$$

Используя рассчитанные спектры поглощения в достаточно широком диапазоне длин волн (900–1800 нм), с помощью соотношения Крамерса – Кронига [3] получены спектры изменения показателя преломления под действием обратного смещения в окрестности требуемых длин волн 1,3–1,55 мкм.

Для экспериментального исследования были изготовлены методом МОС-гидридной эпитаксии на установке AIX200RF гетероструктуры с массивами квантовых ям в зоне собственной проводимости p-i-n диода. Спектральные зависимости поглощения исследуемой структуры регистрировались на монохроматоре МДР-2 методом спектроскопии фототока (рис. 1).

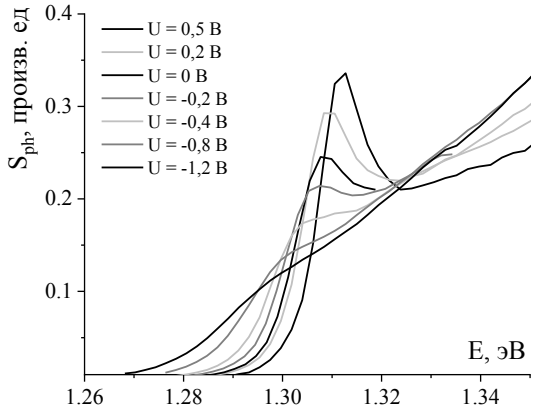


Рис. 1. Экспериментально измеренные спектры поглощения структуры с одиночной InGaAs/GaAs квантовой ямой (L = 7 нм, x(In) = 0,15) при различных напряжениях, приложенных к p-i-n диоду при T = 300 К

Результаты расчётов показывают, что штарковский сдвиг более заметен в системах двойных туннельно-связанных квантовых ям (до 25 мэВ) по сравнению с одиночными квантовыми ямами (10–15 мэВ). При этом изменение показателя преломления (~0,002) в диапазоне длин волн оптоволокна (1,3–1,55 мкм) позволяет использовать данные гетероструктуры в качестве активной среды для создания фотонных интегральных схем.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSWR-2025-0008.

1. G. Sinatkas; T. Christopoulos et al. // J. Appl. Phys. 130. P. 010901-1- 010901-35. 2021.
2. K. Nakamura et al. // IEEE Journal Of Quantum Electronics. 1992. V. 28, no. 7.
3. В. Б. Тимофеев. Оптическая спектроскопия объёмных полупроводников // Изд. «Лань», 2014. С. 85.

Краевые состояния в топологическом изоляторе с двойным угловым профилем края как модель двухуровневой системы

Д. В. Хомицкий[1]*, Д. П. Красавин[1], Е. А. Лаврухина[2], С. С. Криштопенко[3]

[1]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, физический факультет, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022, Россия
[2]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Научно-исследовательский физико-технический институт, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022, Россия
[3]Laboratoire Charles Coulomb (L2C), UMR 5221 CNRS-Université de Montpellier, F-34095 Montpellier, France
*khomitsky@phys.unn.ru

Топологические изоляторы с краевыми состояниями размерности на единицу меньше, чем состояния объёмного материала, интенсивно исследуются на протяжении двух последних десятилетий [1]. Однако в последние годы уделяется внимание и так называемым топологическим изоляторам высокого порядка (HOTI) с краевыми состояниями пониженной размерности [2]. В качестве примера подобных систем можно привести двумерные (2D) HOTI в квантовых ямах (КЯ) на основе HgTe/CdHgTe или InAs/GaInSb с двойной инверсией [3]. В отсутствие магнитного поля в спектре краевых состояний в таких ямах открывается щель, внутри которой могут существовать состояния, локализованные в угле, образованном краями 2D-системы определённой кристаллографической ориентации. Подобные угловые состояния также возникают и в обычных КЯ HgTe/CdHgTe или InAs/GaInSb с одиночной инверсией электрон-подобных и дырочно-подобных подзон при приложении магнитного поля в плоскости структуры [4].

В настоящей работе исследуются угловые состояния, индуцированные магнитным полем в плоскости КЯ HgTe/CdHgTe с краями, профиль которого содержит два угла, как это схематично показано на рис. 1. Расстояние между вершинами углов вдоль края равно L ~ 50…100 нм, а ориентация относительно кристаллографического направления (100) определяется углами $\theta_{1,2,3}$. Постоянное магнитное поле **B** направлено под углом φ к этому направлению. Гамильтониан краевых состояний в такой системе имеет вид $H=\hbar v_F k_x \sigma_z + M_x(x)\sigma_x + M_y(x)\sigma_y$, где первое слагаемое отвечает спектру краевых состояний в отсутствие магнитного поля, а второе и третье массовые слагаемые описывают влияние внешнего магнитного поля. При определённых значениях массовых слагаемых в такой системе возможно появление двух дискретных уровней, локализованных в углах, энергия которых определяется ориентацией магнитного поля и краёв образца.

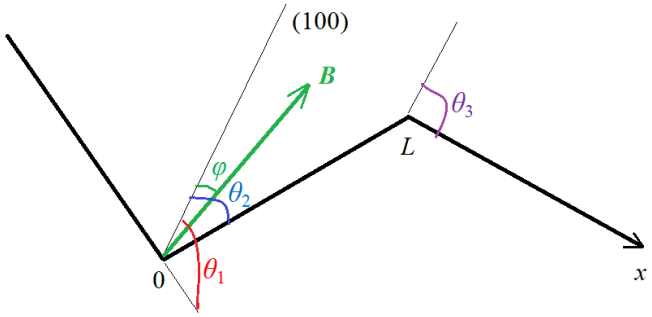


Рис. 1. Геометрия края топологического изолятора с двумя углами на расстоянии L во внешнем магнитном поле **B**

Помимо локализованных состояний, в рассматриваемой системе также присутствуют и состояния континуума, расположенные вне щели краевых состояний, открываемой магнитным полем. В такие состояния возможен уход с дискретных уровней при эволюции в переменном электрическом поле, если его амплитуда достаточно велика [5]. Детальное исследование динамики такой системы и перспективы её использования в качестве кубита представляют собой интересную и перспективную задачу, некоторые результаты которой и будут представлены в докладе.

1. X.-L. Qi, S.-C. Zhang // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83. P. 1057–1110.
2. F. Schindler, A. M. Cook, M. G. Vergniory et al. // Sci. Adv. 2018. V. 4. P. 0346.
3. S. S. Krishtopenko // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 21060.
4. S. S. Krishtopenko and F. Teppe // arXiv:2303.09260.
5. Д. В. Хомицкий, К. С. Кабаев, Е. А. Лаврухина // ЖЭТФ. 2020. Т. 158, вып. 5(11). С. 929–945.

Особенности инфракрасной и микроволновой фотопроводимости в топологических изоляторах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$

С. Н. Чмырь[1], А. В. Галеева[1], Д. Е. Долженко[1], К. Г. Кристовский[1], А. И. Артамкин[1], Н. Н. Михайлов[2], С. А. Дворецкий[2], М. И. Банников[3], Д. Р. Хохлов[1,3]*

[1]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
[2]Институт физики полупроводников СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[3]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991
*khokhlov@mig.phys.msu.ru

Ранее нами было показано, что фотопроводимость, возбуждаемая терагерцовым излучением с длиной волны 90–500 мкм, в гетероструктурах на основе толстых пленок $Hg_{1-x}Cd_xTe$, находящихся в топологической фазе ($x < 0,16$), проявляет необычные свойства в магнитном поле. В фарадеевской геометрии эксперимента фотопроводимость при низких температурах является асимметричной функцией магнитного поля, кроме того, она не совпадает для противоположно расположенных на холловском мостике пар потенциальных контактов. В то же время при одновременной инверсии направления магнитного поля и пары потенциальных контактов, на которых проводятся измерения, фотопроводимость не изменяется, проявляя свойство PT-симметрии [1]. Целью настоящей работы было сравнение эффекта фотопроводимости, возбуждаемой существенно более коротковолновым и существенно более длинноволновым излучением, чем в работе [1], в тех же образцах.

В качестве источника излучения использовались либо инфракрасный светодиод с длиной волны около 0,85 мкм, либо диод Ганна, излучающий на длине волны около 8 мм. Образец находился при гелиевой температуре и помещался в сверхпроводящий соленоид с полем до 3 Тл. Использовалась фарадеевская геометрия.

На рис. 1 (левые кривые) представлена полевая зависимость фотопроводимости и магнитосопротивления для противоположных пар потенциальных контактов. Черные и красные точки соответствуют физическим краям образца. После измерений образец переворачивался на измерительной панели на 180 градусов, соответствующие измерения представлены пустыми точками. Видно, что зависимость фотопроводимости от магнитного поля является асимметричной в обоих случаях, однако эта асимметрия «привязана» к физическому краю образца.

Противоположная картина наблюдается для фотопроводимости, возбуждаемой микроволновым излучением (рис. 1, правые кривые). В этом случае полевая зависимость фотопроводимости также является асимметричной, однако при перевороте образца на измерительной панели на 180°, для фиксированного направления магнитного поля повышенная фотопроводимость переходит с одной физической стороны образца на другую, как и при возбуждении терагерцовым излучением [1]. Кроме того, на полевой зависимости фотопроводимости в каждом направлении магнитного поля появляется выраженный максимум, который отсутствует при фотовозбуждении ИК-светодиодом.

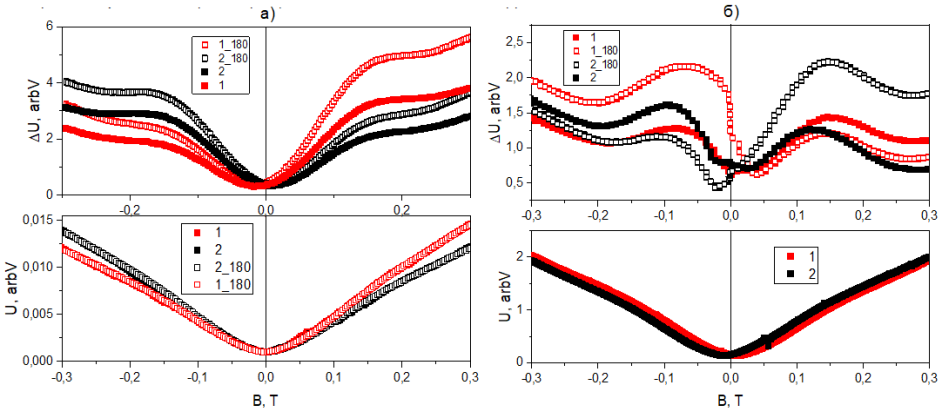


Рис. 1. Полевая зависимость фотопроводимости (верхние рисунки) и магнитосопротивления (нижние рисунки). Цвет соответствует физическому краю образца, пустые точки сняты при повороте образца на 180°. Левые рисунки – ИК-фотовозбуждение, правые рисунки – фотовозбуждение диодом Ганна

Полученные результаты свидетельствуют о том, что механизмы фотопроводимости при возбуждении длинно- и коротковолновым излучением являются различными. Коротковолновое излучение поглощается в тонком поверхностном слое образца, и фотовозбуждение не доходит до области гетероперехода от топологической пленки к тривиальному буферному слою, который отвечает за необычную PT-симметричную терагерцовую фотопроводимость [1]. Напротив, при воздействии длинноволновым излучением область гетероперехода возбуждается, и наблюдаются эффекты, аналогичные [1].

С. Н. Чмырь благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за поддержку.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М. В. Ломоносова.

1. А. В. Галеева, А. С. Казаков и Д. Р. Хохлов // УФН. 2024. Т. 193. С. 1046–1058.

Нитевидные нанокристаллы для оптоэлектронных приложений

Г. Э. Цырлин*[1,2,3], В. О. Гридчин[1,2,3], Р. Р. Резник[1,2,3]

[1]Академический университет им. Ж. И. Алферова РАН, Санкт-Петербург, Хлопина, 8/3, 194021
[2]СПбГУ, Санкт Петербург, Университетская наб., 13Б, 199034
[3]Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А
*George.cirlin@mail.ru

В докладе рассматриваются фундаментальные и прикладные аспекты синтеза, свойств и оптоэлектронных приложений полупроводниковых наноструктур – нитевидных нанокристаллов (ННК). Эффективная релаксация упругих напряжений на боковой поверхности позволяет выращивать бездефектные ННК даже в сильно рассогласованных гетероэпитаксиальных системах, что невозможно, например, в двумерных слоях.

В первой части будут рассмотрены возможности реализации источников одиночных фотонов в гибридных системах типа «квантовая точка в ННК» в различных гетероэпитаксиальных полупроводниках. Основное внимание будет уделено гетеросистемам GaAs/AlGaAs и InAsP/InP ННК. Будут рассмотрены основы технологии таких структур, их физические свойства, возможности управления длиной волны излучения и методы повышения их эффективности. Вторая часть доклада будет посвящена ННК на основе нитридных соединений. В докладе приводятся результаты исследований особенностей формирования и физических свойств непланарных наногетероструктур (In,Ga)N на подложках монокристаллических кремния. В частности, будут выявлены особенности формирования наногетероструктур InGaN с развитой морфологией. Кроме того, было исследовано влияние ростовой температуры на структурные и оптические свойства ННК InGaN со спонтанно-сформированной структурой «ядро-оболочка» и определены оптимальные ростовые параметры формирования ННК InGaN синего, зеленого и красного спектрального диапазона.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-00012.

Оптические свойства отдельных излучателей, связанных с дефектами на границах зёрен в ^{12}C алмазных плёнках

С. И. Ченцов[1]*, И. И. Усманов[1], В. С. Кривобок[1], Н. Ю. Фролов[1], А. К. Мартьянов[2], J. J. Wei[3]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп, д. 53, Москва, 119991, Россия
[2]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
[3]Institute for Advanced Materials and Technology, University of Science and Technology Beijing, Beijing, China, 100083
*chentsovsi@lebedev.ru

В данной работе обсуждаются оптические свойства поликристаллических плёнок алмаза ^{12}C, полученных методом химического осаждения из газовой фазы в микроволновой плазме (MPCVD) [1]. Измерения фотолюминесценции (ФЛ) плёнок показало наличие интенсивного пика 699 нм. Увеличение пространственного разрешения до ~1мкм в сочетании с уменьшением температуры обнаруживает декорирование пика 699 нм чрезвычайно узкими линиями. Детальные исследования низкотемпературной микрофотолюминесценции показали, что узкие линии, расположенные в районе линии 699 нм, скорее всего соответствуют одиночным люминесцентным центрам (макроскопический ансамбль которых определяет свойства линии 699 нм), обладающим рядом свойств: 1) чрезвычайно маленькая ширина при 77 К (~0,06 нм или 0,15 мэВ); 2) резкая зависимость от положения на образце, указывающая на ключевую роль неоднородного уширения при формировании линии 699 нм; 3) хотя основной массив излучателей сосредоточен в области линии 699 нм, они встречаются в очень широком диапазоне вплоть до 570–730 нм; 4) линии испытывают мигание, они «гаснут» и «возгораются» со временем; 5) узкие линии уширяются и исчезают при повышении температуры до 190–230 К; 6) высокая степень поляризации, которая, однако, может отличаться для разных групп линий.

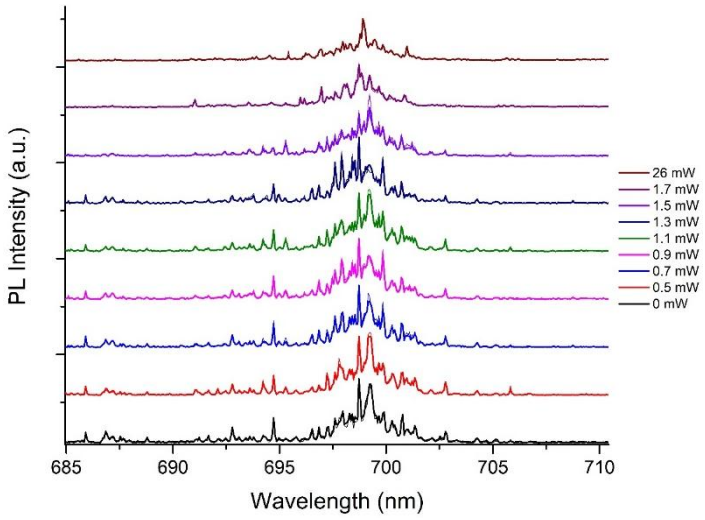


Рис. 1. Влияние лазерного воздействия на структуру тонких линий в спектре ФЛ образца в области линии 699 нм. Угол поворота поляризатора 150°, длина волны возбуждения 532 нм, температура 77 К

Также были проведены эксперименты по лазерному воздействию на обнаруженные излучатели. Для этого в схему ставился импульсный лазер с длиной волны 532 нм и частотой импульсов 5 кГц. Для контроля мощности использовались два поляризатора. Результаты, подобные представленным на рис. 1, иллюстрируют перестройку отдельных излучателей в результате лазерного воздействия. Общим достоверным эффектом можно назвать то, что после воздействия лазерными импульсами с энергией 0,34 мкДж и длительностью 0,5 нс происходит перестроение структуры линий, однако эффекты меньшего масштаба наблюдаются уже при энергии импульсов, >0,2 мкДж. В наших экспериментах данная энергия приблизительно на два порядка меньше энергии импульсов, при которых регистрируется перестройка известных люминесцентных центров в алмазной матрице (SiV, NV, GeV).

Совокупность описанных указывает на неалмазное происхождение линии излучения 699 нм. Возможным кандидатом на роль соответствующих излучающих центров являются вкрапления SP2-фазы, возникающие на границах зёрен поликристаллического алмаза.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-00132.

1. H. Li, V. Sedov, Y. Li et al. // Physica Status Solidi (a). 2025. No. 2500298.

Основные и возбужденные состояния экситонных комплексов в гетероструктурах с ДПМ

А. В. Черненко*, А. С. Бричкин, Г. М. Голышков, В. Е. Бисти, Д. М. Нураев

ИФТТ РАН, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 2, 142432
*chernen@issp.ac.ru

Экситоны определяют оптические свойства структур с монослоями дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) вплоть до комнатной температуры, поскольку их энергия связи достигает нескольких сотен мэВ [1]. Большая энергия связи прямых экситонов задает масштаб энергии для других экситонных комплексов в структурах ДПМ: связанных и локализованных экситонов, пространственно непрямых экситонов в гетеробислоях, экситонов, непрямых в фазовом пространстве.

Присутствие свободных носителей заряда приводит к появлению дополнительной линии в спектре фотолюминесценции и отражения, приписываемой заряженным экситонам. Эффективным инструментом управления плотностью носителей заряда в монослоях является приложение напряжения, что позволяет исследовать их влияние на свойства экситонных комплексов. Для изучения этого влияния методом эксфолиации были сделаны структуры Graphene-hBN-$MoSe_2$-hBN-Graphite и Graphene-hBN-WSe_2-$MoSe_2$-hBN-Graphite на подложке Si/SiO_2. Металлические контакты Gr(50 нм)\Au(250 нм) для приложения вертикального электрического поля были получены термическим напылением. Вертикальное поле напряженностью вплоть до 250 кВ/см создавалось в конденсаторе, образованном слоями многослойного графена (nGr) и отделённых от слоев ДПМ слоями гексагонального нитрида бора (hBN) толщиной 10–100 нм, играющего роль 1) изолятора слоев ДПМ от атмосферы, 2) барьера для носителей в монослоях и 3) изолирующего слоя между проводящими слоями nGr и слоями ДПМ.

Исследования экситонных комплексов проводилось с помощью микрофотолюминесценции при нерезонансном оптическом возбуждении одномодовым лазером с длиной волны 532 нм, либо микроотражения при различном напряжении на контактах. Приложение напряжения к слоям графена и графита создает перпендикулярное к слоям электрическое поле, основным эффектом которого является сдвиг зон, а побочным – изменение плотности носителей при перезарядке примесей в барьерах.

В спектрах отражения от подобных структур наблюдаются возбужденные состояния А-экситонов (рис. 1). Кроме того, в спектрах отражения были обнаружены основные и возбужденные состояния положительно и отрицательно заряженных трионов.

Приложение внешнего вертикального поля позволило установить, что квадратичный сдвиг уровней основного и первого возбуждённого состояния А-экситонов совпадают, кроме того, он равен сдвигу основного состояния В-экситона вследствие сдвига зон.

Установлено, что возбуждённые состояния весьма чувствительны к плотности носителей заряда в монослоях и быстро пропадают при её увеличении, но при этом не наблюдается изменения энергии между основным и возбуждёнными состояниями, то есть изменения энергии связи экситона.

Показано, что энергетическое расстояние между основными состояниями экситона и триона зависит как от плотности электронов, так и от температуры.

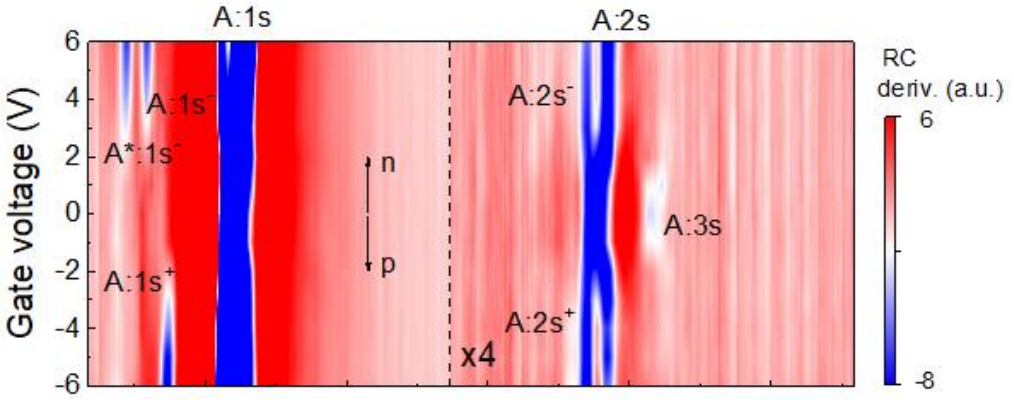


Рис. 1. Спектры отражения структуры nGr-hBN- MoSe2-hBN-nGr при различных значениях приложенного напряжения V_g на обкладках и T = 10 К. Отмечены основные и возбужденные состояния А-экситонов (A:1s+, 2s) и положительных (A:1s+, 2s+) и отрицательных трионов (A:1s-, 2s-)

Работа выполнена в рамках госзадания.

1. Г. М. Голышков, А. С. Бричкин, В. Е. Бисти, А. В. Черненко // Письма в ЖЭТФ. 2024. Т. 120, вып. 4. С. 279–285.

Одномерные и двумерные материалы для приложений в области фотоники и оптоэлектроники

А. И. Чернов[1,2]*

[1]Центр фотоники и двумерных материалов, МФТИ, Физтех, Долгопрудный, 141700
[2]Российский квантовый центр, Сколково, 121205
*chernov.ai@mipt.ru

В докладе будут представлены примеры применения низкоразмерных материалов в фотонике. В случае 1D-материалов будет описан новый подход к усилению фотолюминесценции однослойных углеродных нанотрубок (ОУНТ) путём их функционализации и инкапсуляции в диоксид кремния. Было достигнуто стабильное излучение от дефектных центров в диапазоне 1100–1300 нм [1]. Такой подход демонстрирует большой потенциал для создания квантовых источников света при комнатной температуре на телекоммуникационных длинах волн, особенно благодаря контролируемому формированию sp^3-дефектов в нанотрубках большего диаметра.

Вторым направлением является создание структур на основе монослоёв двумерных ван-дер-ваальсовых материалов, которое предоставляет различные степени свободы для управления их свойствами. Наложение двух монослоёв приводит к формированию метаматериала с эффективным периодическим потенциалом благодаря возникающей муаровой сверхрешётке. Скрученный под малым углом двухслойный графен (tBLG) привлёк большое внимание после прорывной экспериментальной работы [1] благодаря появлению низкоэнергетических плоских зон. Сильные электрон-электронные взаимодействия внутри этих зон приводят к реализации коррелированных фаз и открывают путь к созданию новых устройств.

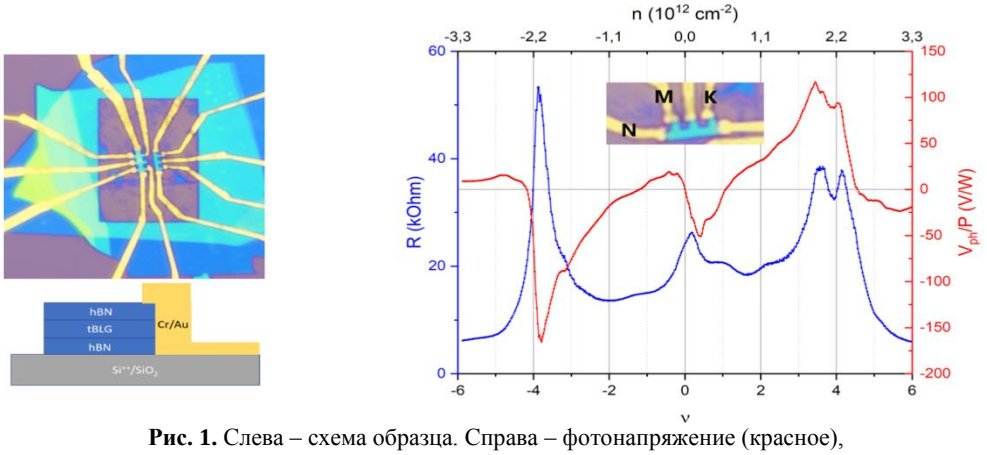


Рис. 1. Слева – схема образца. Справа – фотонапряжение (красное), возникающее вследствие фототермоэлектрического эффекта

В работе мы исследуем различные типы устройств на основе графена и других монослоёв двумерных материалов, в частности, для таких применений как фотодетектирование в инфракрасном спектральном диапазоне. Один из типов используемых структур – это скрученный под малым углом двухслойный графен (tBLG). Продемонстрирован управляемый затвором фотоотклик и обнаружены особенности при целочисленном заполнении зон при линейной и круговой поляризации возбуждения. Механизм фотодетектирования может быть объяснен объёмным фотовольтаическим эффектом. Другим типом структур являются устройства на основе графен/hBN/графен, которые также представляют интерес как чувствительный фотодетектор в среднем инфракрасном диапазоне. Продемонстрировано, что фототок пропорционален второй производной туннельного тока по напряжению смещения, достигая пика при туннелировании через уровень примеси в слое hBN (гексагонального нитрида бора). Было установлено, что генерация фототока обусловлена изменением вероятности туннелирования вследствие нагрева электронов в графеновых слоях под действием излучения [2]. Получаемый фототок может быть использован для точных измерений электронной температуры.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-43-02217.

1. Dozmorov S. A. et al. Photoluminescence from pristine and functionalized SWCNTs coated by silica // Surfaces and Interfaces. 2025. V. 68, no. 106674.
2. Dean C. R. et al. Hofstadter's butterfly and the fractal quantum Hall effect in moiré superlattices // Nature. 2013. V. 497, no. 7451. P. 598–602.
3. Mylnikov D. A. et al. Infrared photodetection in graphene-based heterostructures: bolometric and thermoelectric effects at the tunneling barrier // npj 2D Materials and Applications. 2024. V. 8, no. 1. P. 34.

Изучение зонной структуры гексагональных и ромбоэдрических политипных модификаций твердого раствора SiGe

А. А. Чижова*, Е. В. Зайцева, А. А. Конаков

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*chizhova@phys.unn.ru, konakov_anton@mail.ru

Как известно, эффективность излучательной рекомбинации в кремнии затруднена его непрямозонной природой. Одним из решений данной проблемы может стать создание политипов (веществ одинакового химического состава, которые встречаются в нескольких различных структурных модификациях). Есть теоретические [1, 2] и экспериментальные [3] предпосылки считать, что некоторые модификации способны обеспечить более эффективное возбуждение люминесценции по сравнению с алмазоподобной кубической фазой, что было показано нами ранее [4], где гексогональный кремний фазы 2H (степень гексагональности 100 %) имеет значительно лучшие излучательные свойства в сравнении с кубическим кремнием 3C (степень гексагональности 0 %). Тем не менее он не является прямозонным полупроводником. Что касается оптических свойств германия, то на основе двух методов (теории функционала плотности в базисе присоединенных плоских волн и метода эмпирического псевдопотенциала) показано [5], что уже в ромбоэдрической фазе 9R германий (степень гексагональности 67 %) является прямозонным полупроводником с шириной запрещённой зоны в диапазоне 0,40–0,55 эВ.

В работе выполнен расчёт электронной зонной структуры твёрдого раствора $Si_{0,75}Ge_{0,25}$ в различных политипных модификациях. Исследованы зависимости ширины прямой и непрямой энергетических щелей и матричные элементы излучательных переходов от степени «гексагонализации» кристалла. Расчёты проводились с помощью метода эмпирического потенциала (МЭП), т. к. методы теории функционала плотности требуют достаточно больших вычислительных ресурсов.

В ходе работы были сделаны следующие выводы. Во-первых, все рассмотренные фазы SiGe являются непрямозонными. Указанная доля примеси Ge (25 %) в твёрдом растворе SiGe не оказала существенного влияния на изменение зонной структуры, в сравнении с кремниевой. Минимум зоны проводимости всё также сохраняется вблизи или в той же точке M (π/a,0,0) на границе зоны Бриллюэна, как и в 9R-Si [6].

Во-вторых, описанная нами ранее в работе [5] тенденция уменьшения ширины запрещённой зоны (непрямой) с увеличением степени гексагональности элементарной ячейки наблюдается и для указанных выше твёрдых растворов. Мы наблюдаем, что повышение степени гексагональности от нуля (3C) до единицы (2H) приводит к уменьшению ширины запрещённой зоны. Аналогичная тенденция наблюдается и для прямой энергетической щели: уменьшение её ширины с увеличением степени гексагональности. Кроме того, разница между прямой и непрямой щелями оказывается меньше в случае большей степени гексагональности материала, т. е. гексагонализация в некотором роде приводит к выпрямлению зонной структуры материала.

Работа была выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-79-10337.

1. C. Rodl, T. Sander, F. Bechstedt // Phys. Rev. B. Vol. 92. P. 045207 (2015).
2. C. Raffy, J. Furthmuller and F. Bechstedt // Phys. Rev. B. Vol. 66. P. 234 (2002).
3. J. Bandet, B. Despax, M. Caumont // J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 35. P. 234 (2002).
4. A. A. Chizhova et al. The electronic band structure of hexagonal silicon polytypes // St. Petersburg Polytechnic University Journal-Physics and Mathematics. V. 17, no. 4. 2024. P. 9–19.
5. А. А. Чижова и др. // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXVII Международного симпозиума. Т. 2. Нижний Новгород: изд. ИПФ РАН, 2023. С. 630.
6. A. A. Nikolskaya et al. Light-emitting 9R-Si phase formed by Kr+ ion implantation into SiO2/Si substrate // Appl. Phys. Lett. Vol. 113. 182103 (2018).

Микроволновая фотопроводимость в $Al_xGa_{1-x}As(Si)$

С. Н. Чмырь[1]*, А. В. Галеева[1], Д. Е. Долженко[1], А. И. Артамкин[1], М. Ю. Чернов[2], Д. Р. Хохлов[1,3]

[1]МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119234
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021
[3]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991
*chmyr.sn17@physics.msu.ru

Формирование глубоких уровней DX-центров в запрещенной зоне твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As(Si)$ при $x > 0{,}22$ приводит к проявлению в них эффекта задержанной фотопроводимости при низких температурах. В ряде полупроводниковых систем с DX-подобными центрами задержанная фотопроводимость наблюдается даже в условиях возбуждения терагерцовыми квантами с энергией, значительно меньшей характерных значений энергии электронного спектра [1]. При этом на знак и кинетику фотопроводимости может в значительной мере влиять положение квазиуровня Ферми, определяемое, в свою очередь, фоновой подсветкой. В настоящей работе изучена фотопроводимость, индуцированная микроволновым излучением, в пленках $Al_xGa_{1-x}As(Si)$ в условиях варьируемого положения квазиуровня Ферми.

Исследованные гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As(Si)$ в диапазоне составов $0 \le x \le 0{,}4$ были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Транспортные свойства образцов изучены в диапазоне температур 4,2–300 К в магнитных полях до 0,05 Тл. Темновые концентрации носителей составляют $\sim 10^{17}$ см$^{-3}$ при T = = 4,2 К. Исследование фотопроводимости было проведено при температурах 4,2–20 К с использованием модуляционной методики. Фотовозбуждение осуществлялось при помощи СВЧ-импульсов излучения диода Ганна с частотой ~50 ГГц. Фоновая концентрация варьировалась дополнительной подсветкой лампой накаливания при $T = 4{,}2$ К.

В образцах состава $x = 0{,}22$; 0,28 была обнаружена положительная СВЧ-фотопроводимость. С ростом температуры абсолютная величина фотосопротивления быстро уменьшается и отклик практически перестает регистрироваться при $T \sim 15$ К. Повышение квазиуровня Ферми при дополнительной подсветке лампой накаливания сопровождается уменьшением фотосопротивления (рис. 1). Обсуждаются возможные механизмы, ответственные за наблюдаемые эффекты.

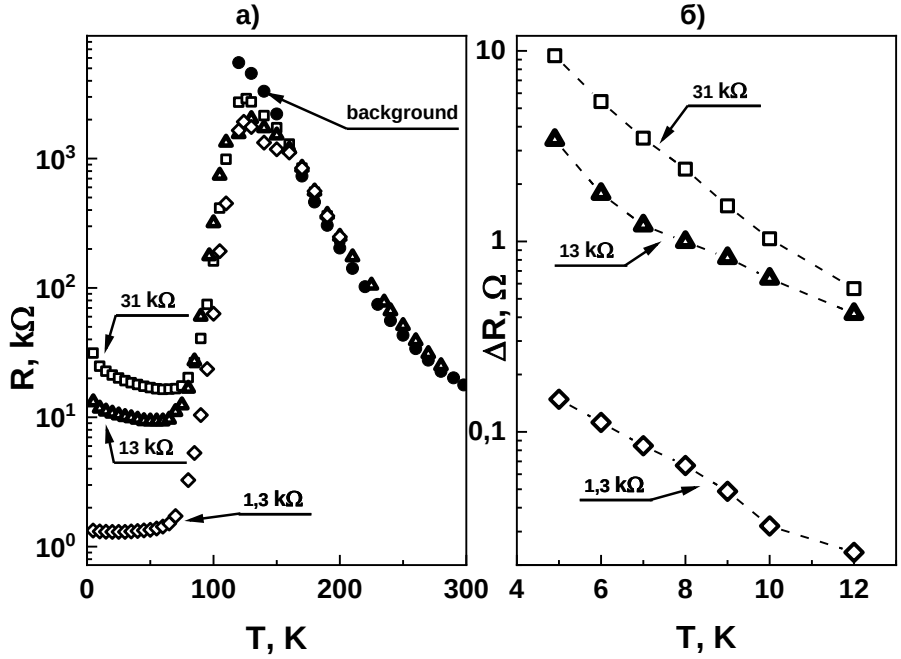


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления R (*а*) и фотосопротивления ΔR (*б*) при различных уровнях фоновой засветки для состава $x = 0{,}28$

С. Н. Чмырь благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за поддержку.

1. Рябова Л. И., Хохлов Д. Р. // УФН. 184. 1033–1044 (2014).

Спектроскопия фотовозбуждения экситонного сдвига в квантовой яме GaAs/AlGaAs во внешних электрических полях

М. А. Чукеев[1]*, А. С. Курдюбов[1], С. А. Елисеев[2], В. А. Ловцюс[2], М. С. Ложкин[2], Ю. П. Ефимов[2], И. В. Игнатьев[1]

[1]Лаборатория Оптики Спина, СПбГУ, ул. Ульяновская, д. 1, Петергоф, 198504
[2]РЦ Нанофотоника, СПбГУ, ул. Ульяновская, д. 1, Петергоф, 198504
*maxchukeev@gmail.com

В работах [1, 2] было показано, что в высококачественных квантовых ямах, характеризуемых спектрально узкими линиями, экситоны могут выступать в качестве чувствительных сенсоров электрического поля. Сравнение численного решения уравнения Шредингера и экспериментально измеренных экситонных параметров позволило определить напряженность электрического поля в слое КЯ. В настоящей работе исследовано поведение экситонных резонансов во внешних электрических полях в зависимости от энергии дополнительного оптического возбуждения, а также проведено моделирование электрического потенциала в гетероструктуре со свободными носителями заряда.

Исследуемый образец представляет квантовую яму (КЯ) GaAs/AlGaAs шириной 30 нм, выращенную на n-легированной подложке [1]. На поверхность образца нанесен контакт оксида индия-олова (ITO) для приложения электрического напряжения. Спектры отражения образца в отсутствие электрического поля и в поле приведены на вставке к рис. 1. Как видно на центральной кривой, в отсутствие электрического поля спектр отражения характеризуется узкими резонансами экситонов с тяжелой (Xhh1) и легкой дырками. Во внешнем электрическом поле экситонные линии испытывают красный сдвиг (эффект Штарка) и приобретают дополнительное уширение.

На рис. 1 представлен сдвиг экситонного пика Xhh1 в зависимости от энергии дополнительного оптического возбуждения. Красными треугольниками отмечен случай, когда к ITO приложен положительный потенциал, зелеными точками – отрицательный. Как видно из рисунка, зависимость штарковского сдвига от энергии фотонов накачки содержит как резонансные особенности, Xbulk, Xhh1, Xlh1, Xhh2, соответствующие экситонным состояниям в буферном слое и квантовой яме, так и нерезонансные, характеризующиеся рождением свободных носителей при межзонных переходах. Полярность внешнего напряжения определяет процессы переноса зарядов из легированной подложки. Спектроскопия возбуждения штарковского сдвига экситонных состояний демонстрирует возможность управления электрическим полем в слое квантовой ямы при помощи оптической накачки. В данном докладе будут продемонстрированы экспериментальные результаты и результаты расчета электрического потенциала и фототока в дрейф-диффузионной модели.

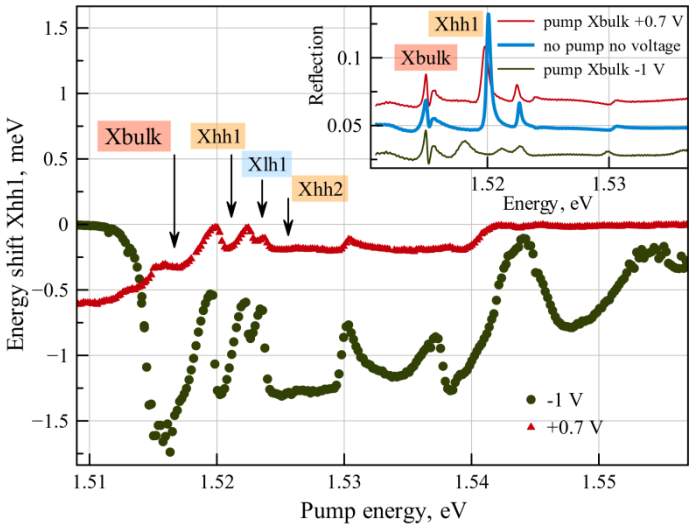


Рис. 1. Сдвиг экситонного пика Xhh1 в спектре отражения в зависимости от энергии дополнительного оптического возбуждения при приложении электрического напряжения. На вставке приведены спектры отражения (голубая линия без возбуждения и приложения поля, зеленая U = −1 В при подсветке в Xbulk, красная U = +0,7 В при подсветке в Xbulk). Температура образца 4,3 К

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 19-72-20039-П).

1. Chukeev M. A. et al. // Phys. Rev. B **109**. 235305 (2024).
2. Чукеев М. А, Храмцов Е. С., Чжэн Шимин, Игнатьев И. В., Елисеев С. А., Ефимов Ю. П. // ФТП. **6**. С. 461 (2023).

Холловская магнитометрия нитридных транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе гетероструктуры AlGaN/AlN/GaN

Н. К. Чумаков*, А. А. Андреев, И. С. Езубченко, М. Л. Занавескин, Е. М. Колобкова, И. А. Черных, С. Ю. Шабанов, В. Г. Валеев

НИЦ "Курчатовский институт", пл. Академика Курчатова, д. 1, Москва,123182
*chumakov_nk@nrcki.ru

Нитридные транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур AlGaN/AlN/GaN, завоевавшие обширную область практических применений в качестве ключевых компонент устройств стабильной микроволновой электроники [1], имеют реальную перспективу дальнейшего расширения сферы своей функциональности на область низких смещений и слабых токов, обусловленые недавним обнаружением не замеченных ранее физических свойств основного их рабочего элемента – двумерного электронного газа (2DEG) [2, 3].

В настоящей работе методом холловской магнитометрии [4] исследовано поведение намагниченности в области локализации 2DEG нитридных HEMT на основе гетероструктур AlGaN/AlN/GaN, выращенных на монокристаллическом кремнии с ориентацией (111) при изменении внешнего магнитного поля B, ортогонального его плоскости, в диапазоне от 0 до 15 Тл в интервале температур 5÷10 K.

В рамках подхода [4] построена магнитополевая зависимость намагниченности $4\pi M \equiv \Delta B_{in} = B_{in}(B) - B$ (рис. 1), позволяющая оценить магнитный момент μ и концентрацию n_μ дефектов с магнитной степенью свободы в области локализации 2DEG, которые, согласно [2], дают основной вклад в намагниченность системы и ответственны за наличие в ней компенсированного двухканального эффекта Кондо.

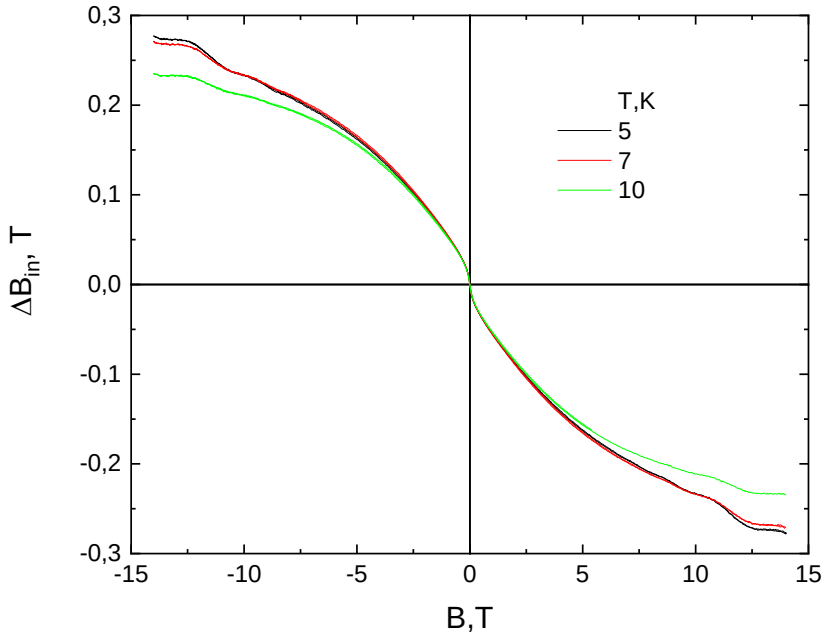


Рис. 1. Зависимость намагниченности $4\pi M \equiv \Delta B_{in} = B_{in}(B) - B$ гетероструктуры AlGaN/AlN/GaN от величины внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости 2DEG, в диапазоне температур 5÷10 K

Величина магнитного момента, полученного из анализа данных этого эксперимента, соответствует магнитному моменту однозарядных вакансий Ga (V_{Ga}^{-}), $\mu = 1\ \mu_B$, а их концентрация $n_\mu \approx 1{,}6\times10^{22}$ м$^{-3}$, что по порядку величины согласуется с результатом кристаллографических расчетов. Столь высокая плотность вакансий Ga на внутреннем интерфейсе гетероперехода AlN/GaN обусловлена несоизмеримостью решеток его берегов.

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

1. A. F. Medjdoub, K. Iniewski (eds.) // Gallium nitride (GaN): physics, devices, and technology. N.Y., CRC Press, 2016.
2. N. K. Chumakov, I. A. Chernykh, A. B. Davydov et al. // Semiconductors. 2020. V. 54, no. 9. P. 1150–1154.
3. N. K. Chumakov, A. A. Andreev, I. V. Belov et al. // JETP Letters. 2024. V. 119, no. 8. P. 604–609.
4. S. Caprara, V. V. Tugushev and N. K. Chumakov // Journal of Exp. and Theor. Phys. V. 101, no. 2. 2005. P. 305–316.

Эффект Аронова – Альтшулера – Спивака и характерный размер крупномасштабных неоднородностей конфайнмента двумерного электронного газа гетероструктур AlGaN/AlN/GaN

Н. К. Чумаков[1]*, А. Б. Давыдов[2], И. С. Езубченко[1], М. Л. Занавескин[1], Е. М. Колобкова[1], Л. А. Моргун[2], И. А. Рябенков[2,3], И. А. Черных[1], С. Ю. Шабанов[1], В. Г. Валеев[1]

[1]Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, пл. Академика Курчатова, 1, 123182
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Ленинский проспект, 53, 119991
[3]Московский физико-технический институт, Московская обл., Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9, 141701
*chumakov_nk@nrcki.ru

Технология гетероструктур нитридных транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT) активно развивается в последние годы в интересах разработки нового поколения устройств силовой и СВЧ-электроники. Контроль качества их рабочего интерфейса, определяющего пространственную структуру конфайнмента двумерного электронного газа (2DEG) гетероструктур AlGaN/AlN/GaN, имеет при этом решающее значение.

В недавней работе [1] показано, что существенным дополнением AFM-технологии исследования особенностей потенциала конфайнмента 2DEG нитридных HEMT может служить анализ результатов наблюдения осцилляций Аронова – Альтшулера – Спивака (OAAC) [2] в магнетосопротивлении 2DEG гетероструктур в широком диапазоне магнитных полей. Диагностические возможности этой методики, продемонстрированные в работе [1], позволили, в частности, установить пространственный масштаб неоднородностей структуры конфайнмента 2DEG малых размеров, имеющей вид проводящей сети с ячейками в форме правильных шестиугольников, со стороной, равной примерно 130 Å, что совпадает с результатом кристаллографического расчета. Эта структура строго задана параметрами кристаллических решеток берегов, GaN и AlN, и не зависит от ростового сценария, ей соответствует низкочастотная часть фурье-спектра OAAC.

Разрешение эксперимента [1], однако, оказалось недостаточным, чтобы оценить размер значительно более крупных неоднородностей удерживающего потенциала 2DEG вблизи гетерограницы, что важно для практических применений. Их масштаб зависит от технологии роста и существенно влияет на физические свойства 2DEG. В настоящем контексте они соответствуют высокочастотной части спектра OAAC.

В настоящей работе проведены существенно более точные магнитотранспортные исследования 2DEG гетероструктур AlGaN/AlN/GaN на монокристаллическом кремнии с ориентацией (111) в интервале температур 1,4 K ÷ 19 K в магнитных полях B до 1 Тл. Зависимость проводимости 2DEG от величины магнитого поля (рис. 1, *а*) аппроксимирована с помощью формулы Хиками – Ларкина – Нагаоки [2] для квантовой поправки к магнетопроводимости. Время дифейзинга, найденное из фитинга, обратно пропорционально квадрату температуры, и это означает, что основным механизмом неупругого рассеяния электронов 2DEG в исследуемом интервале температур служит электрон-электронное взаимодействие.

На фоне плавного поведения магнетопроводимости 2DEG в режиме подавления слабой локализации магнитным полем в нем наблюдаются осцилляции с периодом $\Phi_0 = h/2e$, обусловленные эффектом Аронова – Альтшулера – Спивака [3]. Это результат интерференции волновых функций носителей заряда на траекториях, связанных друг с другом обращением времени. Анализ высокочастотной части фурье-спектра OAAC (рис. 1, *b*) позволяет оценить масштаб неоднородностей конфайнмента 2DEG, ≈350 нм, что соответствует характерному размеру винтовых дислокаций, образующихся в процессе роста гетероструктуры.

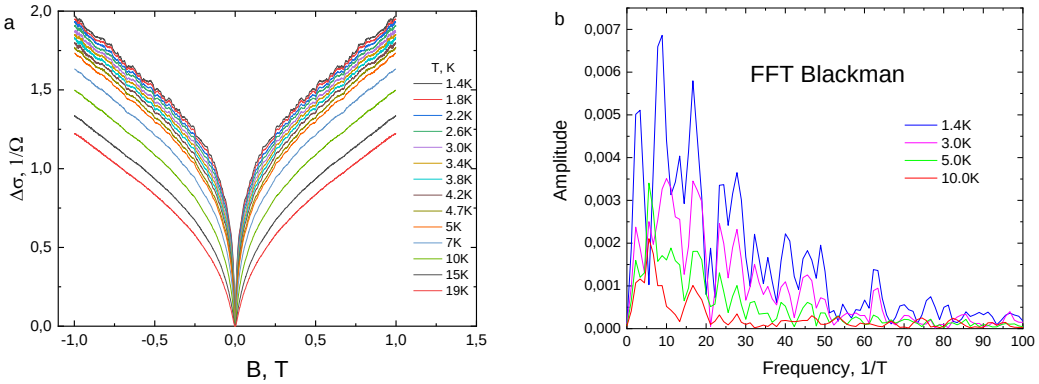


Рис. 1. Магнитополевая зависимость (*а*) проводимости 2DEG за вычетом вклада остаточной проводимости гетероструктур AGaN/AlN/GaN $\Delta\sigma = \sigma(B) - \sigma(B=0)$; *б* – фурье-спектр

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

1. Е. М. Колобкова, И. В. Белов, В. Г. Валеев и др. // Нано Индустрия. Спецвыпуск 2025. Т. 18 (135).
2. S. Hikami, A. I. Larkin, Y. Nagaoka // Prog. Theor. Phys. 1980. Vol. 63. P. 707−710.
3. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33, № 2. С. 101–103.

Топологические и тривиальные дефекты в двумерных фотонных кристаллах с решеткой «пчелиные соты»

И. А. Чуприн[1,2]*, Е. О. Смолина[3], А. В. Перетокин[2], М. В. Степихова[2], М. В. Шалеев[2], Е. Е. Родякина[4], Д. В. Шенгуров[2], А. В. Новиков[2]

[1]Высшая школа общей и прикладной физики ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, ул. Б. Печерская, д. 31/9, 603950
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[3]Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, ул. Ульянова, д. 46, 603950
[4]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13, 6030090
*chuprinia@mail.ru

Настоящая работа посящена изучению возможности управления излучающими свойствами активной среды в фотонных кристаллах (ФК). Фотонными кристаллами являются пространственно-периодические структуры, диэлектрическая проницаемость которых модулирована с периодом, сравнимым с длиной волны излучения [1]. Как правило, для усиления излучательной эффективности активной среды и управления диаграммой направленности излучения используются такие явления, как связанные состояния в континууме (BIC) [2], а также низкоразмерные резонаторы (cavity), представляющие собой дефекты, формируемые пропуском и/или сдвигом элементов фотонного кристалла. Энергетически моды дефектов локализованы в запрещённой зоне ФК [3]. В данной работе будет рассмотрен относительно новый тип дефектов – топологические дефекты (ТД), представляющие собой крупномасштабные особенности решётки, возникающие в результате соответствующей пространственной перегруппировки её структурных элементов, без их удаления и добавления. Будет показано, что дефекты такого типа позволяют не только управлять распространением излучения в плоскости ФК, но и обеспечивают эффективный, направленный вывод излучения характерной поляризации.

В работе экспериментально и теоретически анализируются ФК с решёткой отверстий типа «пчелиные соты», формируемых на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si). Топологические дефекты представлены поворотом сегмента решётки фотонного кристалла на 90° вокруг своей оси (рис. 1, *а*, *б*, *в*). Рассмотрены дефекты разных размеров, показаны особенности формирования и условия локализации мод в таких дефектах. При построении дефектов больших размеров определены критерии (число векторов трансляции) и условия встраивания дефектов в решётку ФК. Так, показано, что наиболее оптимальным с точки зрения возможности формирования высокодобротных мод является масштабирование дефекта после операции поворота. Для сравнения, в работе также приводится анализ «тривиального» дефекта в фотонном кристалле, представленного пропуском отверстий (рис. 1, *г*). Показано, что изучаемые нами топологические дефекты отличает наличие мод высокой добротности (максимальные теоретические и экспериментальные значения ~3800 и ~700 соответственно). Картины дальнего поля мод топологических дефектов выделяются присутствием вихревой и линейной поляризации. Определяемый из анализа вихревой поляризации топологический заряд q = 1 и q = −2. По данным эксперимента, спектр мод ТД представлен серией узких линий в спектрах фотолюминесценции, интенсивность которых в 5 и более раз превышает сигнал, измеряемый в самих фотонных кристаллах.

Представляемые в работе расчёты выполнялись методом конечных элементов в частотной области с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics. Для анализа люминесцентного отклика ТД, сформированных в фотонных кристаллах на базе кремниевых структур с наноостровками Ge(Si), использована методика измерений микро-фотолюминесценции с высоким спектральным (до 0,01 $см^{-1}$) и пространственным (до 1 мкм) разрешением.

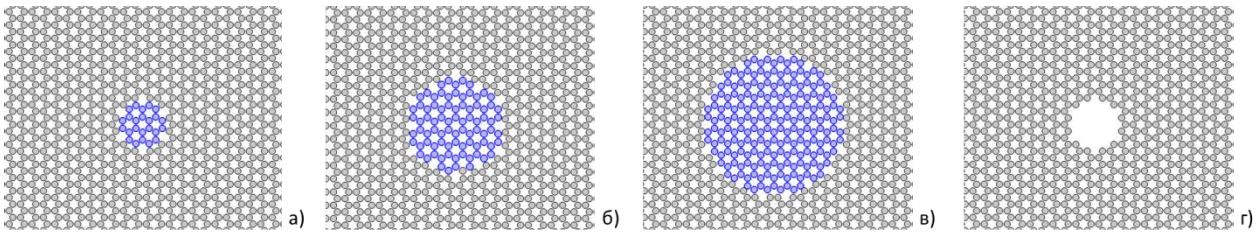


Рис. 1. Схематичное представление топологических дефектов разных размеров (*а*, *б*, *в*) и тривиального дефекта, формируемого пропуском отверстий в фотонном кристалле (*г*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00386.

1. J. D. Joannopoulos et al. // Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton University Press, 2007. 304 p.
2. S. A. Dyakov, M. V. Stepikhova, A. A. Bogdanov et al. // Laser Photonics Rev. 2021. Vol. 15. P. 2000242.
3. O. Painter et al. // Science. 284, 1819 (1999).

Влияние экранирования на краевые плазмоны с аномальной дисперсией в графеновом прямоугольнике

Д. В. Фатеев[1,2]*, А. А. Шамарина[1,2], В. В. Попов[1]

[1]Саратовский филиал Института радиотехники и электроники РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019
[2]Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012
*fateevdv@yandex.ru

Графен, благодаря своим необычным электронным свойствам [1], стал идеальной платформой для изучения плазмонов. В работе [2] заложены теоретические основы изучения двумерных плазмонов в графене. Краевые плазмоны впервые были предсказаны теоретически для двумерного электронного газа [3], а недавно снова привлекли большой интерес в связи с открытием графена, чьи уникальные электронные свойства обеспечили новые режимы плазмонных колебаний. Краевые плазмоны представляют собой уникальный класс коллективных электронных возбуждений, локализованных вблизи границы двумерной электронной системы. В отличие от двумерных плазмонов [1, 2], которые распространяются во всей плоскости, краевые плазмоны концентрируются у края системы, демонстрируя сильную локализацию и анизотропное распространение (в присутствии внешнего магнитного поля). В работе [4] предсказано возбуждение резонансов экранированных краевых плазмонов с аномальной (обратной) дисперсией в длинных графеновых прямоугольниках.

В данной работе исследуется возбуждение краевых плазмонов в длинном прямоугольнике графена, экранированном металлической плскостью (рис. 1, *а*). Решена задача о нормальном падении терагерцевой плоской однородной монохроматической волны на структуру, состоящую из графенового прямоугольника с соотношением сторон 1 мкм на 130 мкм, экранированного металлической плоскостью. Графен и металлическая плоскость разделены барьерным диэлектрическим слоем толщиной *d*. Электрическое поле падающей волны поляризовано вдоль короткой стороны графенового прямоугольника. Задача решена с помощью развиваемого коллективом авторов строгого электродинамического метода интегрального уравнения (подобный метод подробно опубликован в работе [5]).

В рассматриваемой структуре с экранированным графеном возбуждаются подзатворные двумерные дипольные плазмонные моды, в которых колебания заряда происходят на всей площади графенового прямоугольника (рис. 1, *б*). На частоте около 0,9 от частоты двумерного плазмона возбуждается краевой плазмон. В полосе частот от 1 до 3 ТГц возбуждаются резонансы экранированных обратных краевых плазмонов. Частоты всех резонансов уменьшаются с уменьшением толщины диэлектрика *d*. При больших толщинах барьерного диэлектрика ~20 мкм резонансы Фабри – Перо в барьере дополнительно «закачивают» мощность падающей волны в плазмонные резонансы, повышая эффективность возбуждения обратных краевых плазмонов более чем на порядок величины, что может способствовать их обнаружению в экспериментах.

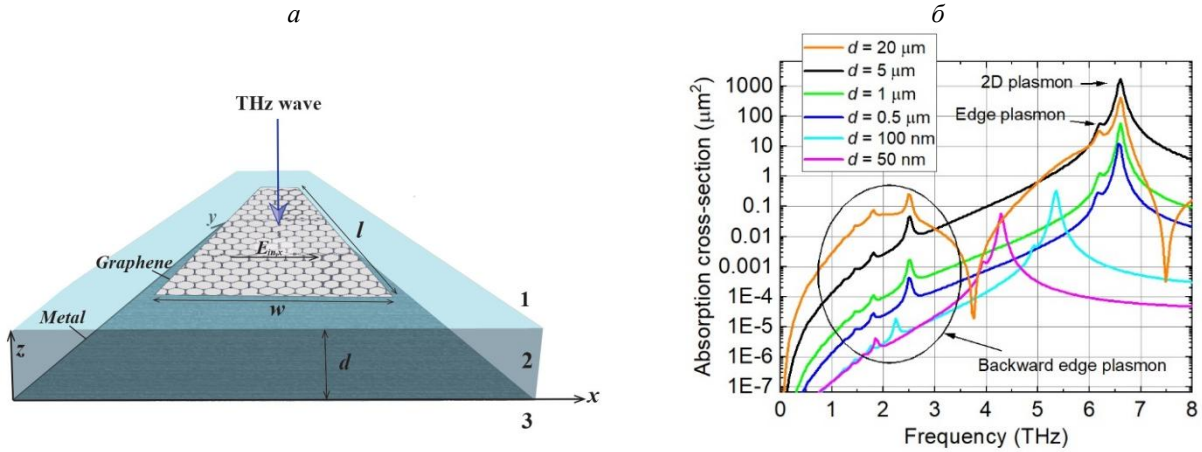


Рис. 1. Схематическое изображение структуры (*а*).
Спектры сечения поглощения структуры для разных толщин барьерного диэлектрика *d* (*б*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-19-00611-П.

1. B. Wunsch, T. Stauber, F. Sols and F. Guinea // New J. Phys. 2006. V. 8. P. 318.
2. E. H. Hwang, S. Das Sarma // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 205418.
3. A. Fetter // Phys. Rev. B. 1985. V. 32, no. 12. P. 7676–7684.
4. K. V. Mashinsky, V. V. Popov, D. V. Fateev // St. Petersburg State Polytechnical University Journal: Physics and Mathematics. 2024. V. 17, no. 1. P. 95–99.
5. K. V. Mashinsky, V. V. Popov, D. V. Fateev C // Sci. Rep. 2024. V. 14, no. 1. P. 7546.

Спиновая динамика непрямых в реальном пространстве экситонов в нанокристаллах $CsPbI_3$ в стеклянной матрице

Т. С. Шамирзаев[1]*, Д. С. Смирнов[2], М. С. Кузнецова[3], Е. В. Колобкова[4,5], Н. Е. Коптева[6], Я. Е. Майдэбура[1], Е. А. Жуков[6], Д. Р. Яковлев[2,6], М. Bayer[6]

[1]Институт Физики Полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Лаврентьева, 13, 630090, Россия
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26, 194021, Россия
[3]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, 1, 198504, Россия
[4]Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Биржевая линия, 4, 199034, Россия
[5]Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Санкт-Петербург, Московский проспект, 26, 190013, Россия
[6]Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Dortmund, Germany, 44221
*tim@isp.nsc.ru

В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) структур с нанокристаллами (НК) $CsPbI_3$ в стеклянной матрице помимо излучения в высокоэнергетической области спектра (выше энергии запрещенной зоны объемного кристалла $CsPbI_3$, ~1,7 эВ), обусловленной рекомбинацией размерно-квантованных экситонов, наблюдается излучение ниже края поглощения. Это излучение демонстрирует длительную (до десятков микросекунд) неэкспоненциальную динамику, характерную для систем с распределением времен жизни по ансамблю излучателей, когда на одной и тоже же длине волны имеет место излучение экситонов с разными временами жизни. Мы объясняем низкоэнергетическое излучение рекомбинацией экситонов, формирующихся из пространственно разделенных электронов и дырок в НК большого размера. Носители заряда могут быть локализованы либо на состояниях гетерограницы НК/стекло, либо один носитель локализован внутри НК, а другой на ловушках в стекле. Причиной дисперсии времен жизни является разброс интеграла перекрытия волновых функций, т.е. разброс расстояния между электроном и дыркой, рекомбинирующих в различных НК. Поскольку обменное взаимодействие между электроном и дыркой, так же как и время жизни экситона, зависит от перекрытия их волновых функций, в изучаемом ансамбле НК формируются непрямые в реальном пространстве экситоны, с дисперсией параметров тонкой структуры экситонных состояний, в частности с различными значениями анизотропного обменного расщепления этих состояний. Уменьшение анизотропного обменного взаимодействия, сопровождаемое ростом времени жизни экситона, проявляется в экспериментах по измерению динамики оптического выстраивания (ОВ) и в оптической ориентации (ОО) экситонов (см. рис. 1). При измерении динамики ОВ в малых продольных магнитных полях линейная поляризация излучения исчезает примерно через 500 нс после окончания импульса возбуждения. Динамика циркулярной поляризации ФЛ при ОО в тех же магнитных полях неожиданно возрастает с течением времени после окончания импульса возбуждения, достигая максимума примерно через те же 500 нс, а затем незначительно уменьшается.

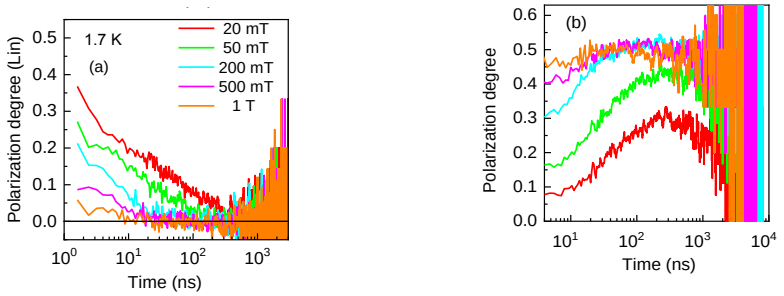


Рис. 1. Динамика оптической ориентации (*a*) и оптического выстраивания (*b*) в зависимости от напряженности продольного магнитного поля

При ОО мы возбуждаем ансамбль экситонов с различными временами жизни. Однако для экситонов со временем жизни меньше 500 нс перекрытие волновых функций электрона и дырки достаточно велико для смешивания экситонных состояний анизотропным обменным взаимодействием, поэтому излучение при рекомбинации этих короткоживущих экситонов неполяризовано. По мере «выгорания» короткоживущих экситонов доля долгоживущих спин-поляризованых экситонов возрастает, и это проявляется в росте степени поляризации ФЛ. Подавление магнитным полем смешивания экситонных состояний анизотропным обменным взаимодействием подавляет ОВ и восстанавливает ОО для короткоживущих экситонов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00022-П.

Электролюминесценция *p-i-n* гетероструктур с непрямозонными (In,Al)As/AlAs квантовыми точками

Т. С. Шамирзаев[1]*, Д. В. Дмитриев[1], Д. С. Смирнов[2], В. А. Гайслер[1]

[1]Институт Физики Полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Лаврентьева, 13, 630090
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26, 194021
*tim@isp.nsc.ru

Недавно нами был обнаружен новый механизм спиновой поляризации – динамическая спиновая поляризация электронов в слабом (порядка 10 мТл) продольном магнитном поле в непрямозонных (In,Al)As/AlAs КТ первого рода при неполяризованном оптическом возбуждении [1]. В настоящем исследовании экспериментально показано, что неполяризованное возбуждение таких КТ, помещенных в нелегированный слой *p-i-n* гетероструктуры, может быть реализовано посредством токовой накачки. Гетероструктура выращивалась методом МЛЭ на подложке n^+-GaAs ориентации (001) и состояла из последовательности слоев, показанных на рис. 1, *a*. Для токового возбуждения люминесценции были сформированы омические контакты напылением слоев Au/Pt/Ti к p+-GaAs и слоя Sn к n+ GaAs. После напыления контактных слоев структура отжигалась в течение 1 минуты при температуре 150 °C. Спектр электролюминесценции *p-i-n* гетероструктуры со встроенными (In,Al)As/AlAs КТ регистрируется при прямом смещении 1,7 В уже при комнатной температуре и содержит две сильно перекрывающихся полосы с энергиями в максимуме 1,62 эВ и 1,51 эВ (см. рис. 1, *b*). Для идентификации этих полос были измерены: спектр фотолюминесценции (ФЛ) *p-i-n* (In,Al)As/AlAs гетероструктуры с КТ при нулевом смещении и спектр ФЛ нелегированной тестовой гетероструктуры с аналогичной последовательностью слоев. В первом случае в спектре ФЛ наблюдается одна полоса с энергией в максимуме 1,51 эВ (красная кривая на рис. 1, *b*), обусловленная рекомбинацией носителей заряда, локализующихся из-за встроенных электрических полей в области гетерограницы в буферный слой n^+-GaAs/n^+-AlAs. Во втором случае полоса ФЛ (зеленая кривая на рис. 1, *b*) обусловлена рекомбинацией экситонов, локализованных в КТ, и имеет энергию в максимуме 1,61 эВ.

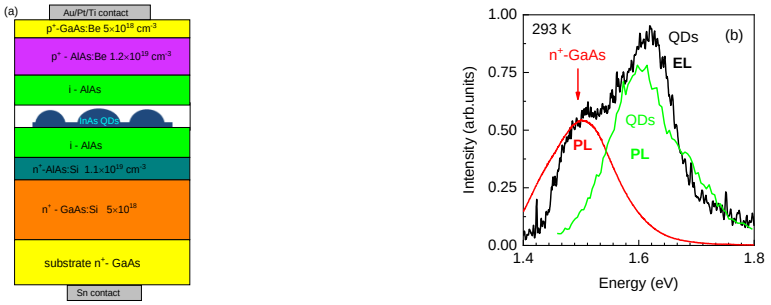


Рис. 1. Дизайн *p-i-n* структуры (*a*) со встроенными (In,Al)As/AlAs КТ. Спектры фото- (красная кривая) и электро- (черная кривая) люминесценции *p-i-n* гетероструктуры и спектр ФЛ аналогичной нелегированной структуры (зеленая кривая) (*b*)

Таким образом, (In,Al)As/AlAs КТ, помещенные в *p-i-n* гетероструктуру, демонстрируют люминесцентное излучение, обусловленное рекомбинацией экситонов в КТ при токовой накачке, и являются перспективным объектом для создания нового источника циркулярно-поляризованного света, основанного на механизме динамической спиновой поляризации электронов, инжектируемых в КТ при пропускании электрического тока [2].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00022-П.

1. D. S. Smirnov, T. S. Shamirzaev, D. R. Yakovlev et al. // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 125. P. 156801.
2. A. V. Shumilin, T. S. Shamirzaev and D. S. Smirnov // Phys. Rev. Lett. 2024. V. 132. P. 076202.

Разработка метода ионного расщепления $LiNbO_3$ для задач радиофотоники

В. Д. Шварцман*, Д. А. Здоровейщев, Л. М. Виноградова, Д. Е. Николичев, Д. В. Гусейнов, А. В. Здоровейщев, Д. А. Рябов, Д. В. Шестаков, А. В. Комельков, А. В. Нежданов, Н. В. Малехонова, А. Б. Чигинева, Е. И. Юртова, А. И. Бобров

НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950
*shvartsman@unn.ru

Тонкоплёночный ниобат лития (TFLN) является основой для создания современных модуляторов лазерного излучения по схеме Маха – Цендера, широко применяемых в телекоммуникационных и радиофотонных системах [1]. С использованием фотонных интегральных схем, выполненных на основе этого материала, возможно получение компактных приёмо-передающих модулей, способных функционировать на частотах до сотен ГГц [2]. Передовая технология создания промышленных подложек TFLN заключается в переносе тонкого (300–900 нм) слоя ниобата лития на несущую подложку при проведении процесса «ионного расщепления» [3], включающего: 1) имплантацию в пластины LN лёгких ионов, 2) полировку, 3) диффузионное твердофазное сращивание (ДТС) с приёмной пластиной, 4) термический отжиг (ТО).

Первым этапом разработки метода ионного расщепления является определение оптимальных параметров процессов ионной имплантации и ТО, при которых происходит отслоение тонкой плёнки LN от объёмной пластины. Облучение ионами He^+ и H^+ макетных образцов, отрезанных от пластины объёмного $LiNbO_3$, проводилось на установке ИЛУ-200 с ускоряющим напряжением 50–70 кВ и дозами $2–8\cdot10^{16}$ $см^{-2}$. Перед проведением имплантации производился расчёт профилей распределения ионов по глубине с использованием ПО SRIM. Предполагалось, что максимум содержания ионов должен соответствовать толщине отслаиваемой плёнки. На часть образцов методом электронно-лучевого испарения в вакууме наносились покрытия, представляющие собой слои SiO_2 (730 нм) или многослойные периодические структуры $[SiO_2(120\ нм)/Al_2O_3(120\ нм)]_3$. Отработка технологии нанесения слоёв на получаемые структуры необходима, так как данная операция часто используется перед проведением ДТС между отщепляемым слоем и несущей подложкой, например SiO_2/LN, SiO_2/Si, Si и др. После имплантации и нанесения дополнительных покрытий образцы подвергались ТО в муфельной печи с варьированием скорости нагрева υ от 3 до 9 °C/мин, температуры от 180 до 400 °C и длительности отжига от 1 до 3 часов. Поверхность образцов до и после отжига исследовалась методами оптической (ОМ), атомно-силовой (АСМ) и растровой электронной микроскопии (РЭМ).

Отслоенная плёнка с открытой поверхностью не являлась сплошной, а представляла собой массив частиц микрометрового размера (чешуек), внешний вид которых приведён на рис. 1, *а* и 1, *б*. В работе найдена связь между температурой отжига и скоростью нагрева (рис. 1, *в*), на которой можно видеть пороговые значения для отслоения плёнки LN. Для всех полученных образцов показано, что толщина отщепляемой плёнки, получаемая методом АСМ, близка к расчётной глубине имплантации и слабо зависит от дозы облучения. Показано, что нанесение покрытий позволяет повысить температуру отслоения, а также обнаружено, что при длительном ТО зачастую отщепляется не плёнка ниобата лития, а сами покрытия. Эффект связывается с процессом диффузии гелия и накоплением его на гетерограницах SiO_2/LN или SiO_2/Al_2O_3, что приводит к расслоению вдоль этих границ.

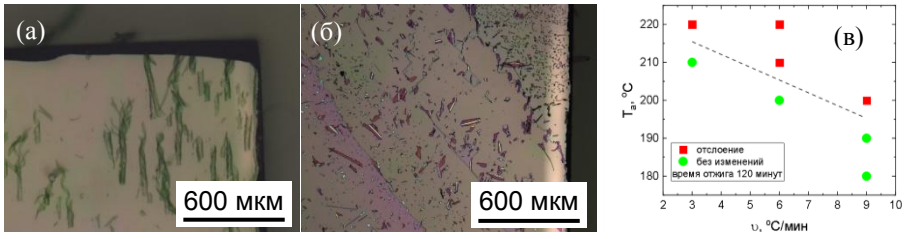


Рис. 1. ОМ-фотографии поверхности: *а* – образца LN:He^+ (2×10^{16} $см^{-2}$, 70 кэВ) после ТО 190 °C в течение 2 часов и υ = = 3 °C/мин и *б* – образца LN:He^+ (4×10^{16} $см^{-2}$, 50 кэВ) после ТО 300 °C в течение 2 часов и υ = 10 °C/мин; *в* – график режимов ТО в течение 2 часов для образцов LN:He^+ (6×10^{16} $см^{-2}$, 50 кэВ), где зелёные точки отвечают отсутствию расслоения, а красные – его наличию

Полученные результаты имеют важное прикладное значение для освоения и усовершенствования технологии производства подложек TFLN в интересах создания отечественной радиофотонной компонентной базы.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FSWR-2025-0008.

1. Wang C. et al. // Optical Express. 2018. Vol. 26. P. 1547–1555.
2. Mookherjea S. et al. // Applied Physics Letters. 2023. Vol. 122. P. 120501.
3. Mercante A. J. et al. // Opt. Express. 2018. Vol. 26, no. 11. P. 14810–14816.

Резонансная фотолюминесценция квантовых точек InAs/GaAs

А. П. Горшков, В. Д. Шварцман*, Н. С. Волкова, А. А. Цветков, П. Б. Демина

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950
*shvartsman@unn.ru

Работа посвящена исследованию самоорганизованных квантовых точек (КТ) InAs/GaAs методом резонансного возбуждения фотолюминесценции. Изучение оптических свойств КТ представляет особый интерес для понимания фундаментальных процессов переноса и релаксации носителей заряда в низкоразмерных системах. В экспериментах фотолюминесценции (ФЛ) излучение ансамбля КТ обычно имеет широкую полосу, обусловленную разбросом размеров и, соответственно, энергий переходов. Резонансная ФЛ позволяет избирательно возбуждать только те КТ, чьи энергетические уровни совпадают с энергией лазерного излучения, что даёт возможность исследовать оптические свойства и процессы релаксации в узком, спектрально однородном подмножестве точек.

Исследуемые образцы с КТ InAs/GaAs были выращены методом МОС-гидридной газофазной эпитаксии при температуре 520 °C. Слой КТ был зарощен покровным слоем GaAs толщиной 100 нм. Для измерения спектров ФЛ при нерезонансном возбуждении, когда энергия квантов превышает ширину запрещённой зоны матрицы, использовался лазер с длиной волны 462 нм и мощностью 1,5 Вт. Для резонансного возбуждения, соответствующего энергии возбуждённого оптического перехода в КТ, применялся Nd:YAG-лазер с длиной волны 1064 нм (hν = 1,165 эВ) и мощностью 0,5 Вт. Оба лазера работали в непрерывном режиме.

При надбарьерном возбуждении, когда носители из матрицы захватываются всеми КТ массива (рис. 1, кривая 1), наблюдаются пики, связанные с основным (E_0) и первым возбужденным (E_1) оптическими переходами. Энергии 1,001 и 1,089 эВ соответствуют медианным по размерам КТ. Поскольку пик возбужденного перехода достаточно широкий, очевидно, в массиве существуют мелкие КТ с E_1 = 1,165 эВ, которые способны поглощать энергию Nd:YAG-лазера. Электронно-дырочные пары, возникшие в данных мелких КТ, могут прорелаксировать как в основное состояние, и в этом случае привести к появлению узкого пика резонансной ФЛ (1,059 эВ, кривая 2), так и, в случае их эмиссии, в матрицу полупроводника с последующим захватом в другие КТ массива – к появлению широкого пика нерезонансной ФЛ (1,013 эВ). Несовпадение энергий нерезонансных пиков при возбуждении разными лазерами, вероятно, связано с различным разогревом образца лазерами разной мощности. Несоответствие расстояния от энергии возбуждения до резонансного пика (106 мэВ) и разности центров пиков, полученных при возбуждении лазером 462 нм (88 мэВ), связано с тем, что мелкие КТ (ответственные за резонансную ФЛ) и средние КТ (ответственные за центры нерезонансных пиков на кривой 1) различаются значением разности E_1-E_0. Конечная спектральная ширина резонансного пика обусловлена случайным разбросом величины энергетического расщепления между основным и возбуждённым состояниями (E_1-E_0) в различных мелких КТ, поглощающих энергию Nd:YAG-лазера. Резонансный пик с энергией 1,059 эВ практически не смещается при изменении температуры (рис. 2), что доказывает его резонансную природу [1]. Широкая полоса люминесценции, связанная с нерезонансным возбуждением всего ансамбля КТ, демонстрирует типичное для ФЛ красное смещение при повышении температуры.

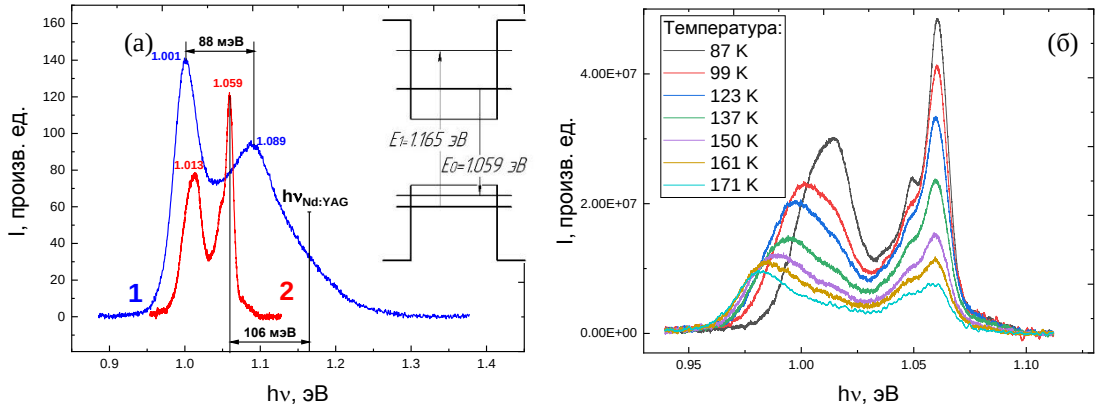


Рис. 1. Спектр ФЛ образца с КТ InAs/GaAs (*а*) при нерезонансном возбуждении (кривая 1) и при резонансном возбуждении (кривая 2); на вставке представлена зонная диаграмма КТ с оптическими переходами, наблюдаемыми на спектрах ФЛ; *б* – температурная зависимость спектра ФЛ при резонансном возбуждении

1. Adler F. et al. // Journal of Applied Physics. 1998. Vol. 83. P. 1631–1636.

Вклад переходного тока и нелинейной поляризации в терагерцовое излучение от сплава дихалькогенидов переходных металлов

К. В. Шевякова[1,2]*, Э. О. Чиглинцев[1,2], А. И. Чернов[1,2]

[1]МФТИ, Физтех, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., Россия, 141701
[2]Российский Квантовый Центр, ул. Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Инновационный центр «Сколково», Москва, 121205
*sheviakova.kv@phystech.edu

Исследования двумерных (2D) материалов подтверждают их высокий потенциал для использования в гибких электронных компонентах, нелинейных логических элементах, сенсорных и наноэлектронных системах [1]. Кроме того, была обнаружена способность дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) генерировать терагерцовое (ТГц) излучение, что обуславливает их перспективность для ТГц-приложений, включая лазеры, высокоскоростную визуализацию и биосенсорные технологии [2].

В данной работе исследовано ТГц-излучение сплава диселенида молибдена и вольфрама $Mo_{0,5}W_{0,5}Se_2$. Образец возбуждали импульсным лазером на двух длинах волн: 1030 нм (~1,2 эВ) и 515 нм (~2,4 эВ), что соответствует возбуждению ниже и выше ширины запрещённой зоны материала соответственно. Такой подход позволил сравнить терагерцовую излучательную способность материала в этих двух режимах (рис. 1, *а*).

Эксперимент показал, что при низкоэнергетическом возбуждении (1030 нм) наблюдалась ожидаемая генерация ТГц-излучения из-за нелинейных оптических процессов. В то же время при высокоэнергетическом возбуждении (515 нм) доминирующим механизмом оказалось возникновение переходного фототока, вклад нелинейных эффектов при этом был незначительным. Для количественной оценки этого механизма было проведено исследование зависимости ТГц-отклика от поляризации накачки с длиной волны 515 нм. Анализ данных (рис. 1, *б*) подтвердил, что генерация ТГц-волн на 89,3 % обусловлена фототоком. Полученные результаты открывают перспективы для создания портативных ТГц-устройств, например, для применения в медицинской диагностике.

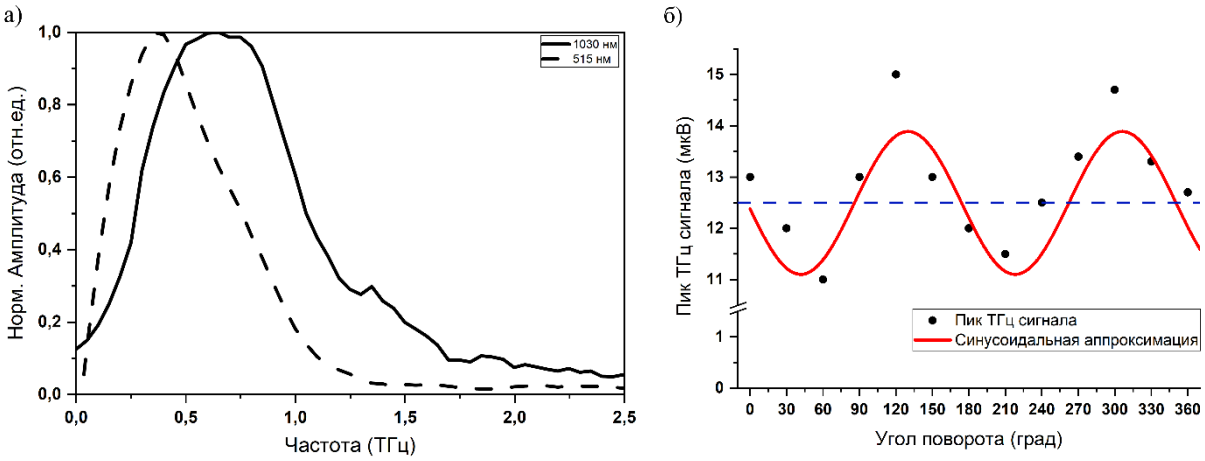


Рис. 1. Спектры ТГц-излучения (*а*), полученные при возбуждении $Mo_{0,5}W_{0,5}Se_2$ импульсным лазером на длинах волн 1030 нм (сплошная линия) и 515 нм (пунктирная линия); *б* – зависимость пика ТГц-сигнала от угла поворота поляризации луча накачки. Пунктирной линией отмечен постоянный вклад, определяемый переходным фототоком

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках выполнения Дорожной карты «Квантовые вычисления» (Договор № 868/2054-Д от 12.12.2025).

1. K. Toyama et al. // Sci. Technol. Adv. Mater. 2022. V. 23. P. 275–299.
2. Y. Wu et al. // Light: Science & Applications. 2024. V. 13. Art. 146.

Конверсия экситонов и трионов под действием терагерцового излучения в атомарно-тонких полупроводниках

А. М. Шенцев[1]*, М. М. Глазов[2]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2]Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*shentsev.am@phystech.edu

В монослоях дихалькогенидов переходных металлов ярко проявляются многочастичные кулоновские комплексы с большими энергиями связи: нейтральные экситоны (X) и заряженные экситоны – трионы: трехчастичные комплексы, где к экситону присоединяется электрон из зоны проводимости (X^--трион) или дырка из валентной зоны (X^+-трион) [1, 2]. Энергия связи триона составляет в таких системах 20–30 мэВ и находится в терагерцовом (ТГц) диапазоне излучения. В недавней экспериментальной работе [3] была продемонстрирована конверсия X^--трионов в экситоны в монослое $MoSe_2$ под действием коротких импульсов ТГц-диапазона.

В данной работе построена последовательная теория эффекта. Предложена модель прямой конверсии в результате поглощения ТГц-фотона в рамках подхода [4], учитывающего корреляции трионов и экситонов с морем Ферми резидентных носителей заряда. Темп таких переходов вблизи порога поглощения описывается законом $(\hbar\omega - |E_{FP}|)^{3/2}$, где E_{FP} – энергия связи триона с учетом его взаимодействия с морем Ферми – ферми-поляронного сдвига. Показано, что друде-поглощение терагерцового импульса на резидентных носителях заряда приводит к их разогреву и диссоциации трионов в результате столкновений с «горячими» электронами. Наш анализ показывает, что темп этого косвенного процесса экспоненциально зависит от температуры и становится сопоставимым с темпом прямой конверсии при разогреве носителей заряда до температур выше 50 К [5].

Также проанализирована бистабильность стационарных температуры и отношения концентрации электронов и трионов в зависимости от разогрева системы. Показано, что возможны два устойчивых состояния системы: низкотемпературное, где большинство электронов связано с экситонами в трионы, и высокотемпературное, где почти все трионы диссоциированы.

1. М. В. Дурнев, М. М. Глазов. Экситоны и трионы в двумерных полупроводниках на основе дихалькогенидов переходных металлов // УФН. 188, 913–934 (2018).
2. М. А. Семина, Р. А. Сурис. Локализованные экситоны и трионы в полупроводниковых наносистемах // УФН. 192, 121–142 (2022).
3. T. Venanzi et al. Ultrafast switching of trions in 2D materials by terahertz photons // Nature Photonics. 18, 1344 (2024).
4. R. A. Suris et al. Excitons and trions modified by interaction with a two-dimensional electron gas // Physica Status Solidi (B). 227, 343–352 (2001).
5. A. M. Shentsev, M. M. Glazov. Terahertz radiation induced attractive-repulsive Fermi polaron conversion in transition metal dichalcogenide monolayers // arXiv:2509.15708 (2025).

Влияние теллуридов переходных металлов на магнитные свойства пленок Pt/Co/MeO_x

Р. А. Шестопалов, М. А. Кузнецова, А. В. Приходченко, Н. Н. Черноусов, А. А. Турпак, А. Г. Козлов

Лаборатория пленочных технологий, Институт наукоемких технологий и передовых материалов,
Дальневосточный федеральный университет, п. Аякс, д. 10, к. L, о. Русский, Владивосток, Приморский край, 690922
*shestopalov.ra@dvfu.ru

Настоящая работа направлена на исследование основных магнитных параметров ультратонких пленок структур Pt/Co/Pt и Pt/Co/MeO_x и добавлением в них слоев дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) с целью изучения их влияния на перпендикулярную магнитную анизотропию и эффект передачи спин-орбитального момента вращения. Наличие антиферромагнитного слоя оксида кобальта в структурах Pt/Co/MeO_x вызывает обменное смещение, что приводит к смещению петли гистерезиса и однонаправленной анизотропии электросопротивления. ДПМ представляют собой класс материалов, которые могут быть сведены к малослойным или монослойным структурам конфигурацией MX_2, где M представляет атом переходного металла (Mo, Pt, W или Nb), а X – атом халькогена (S, Se или Te) [1]. Из-за их сильного спин-орбитального взаимодействия, нарушенной инверсионной симметрии и прямой запрещенной зоны [2] ДПМ являются весьма перспективными материалами для разработки устройств на основе передачи спин-орбитального вращательного момента, позволяющего реализовать высокую степень контроля намагниченности и обеспечить высокую производительность и энергоэффективность спинтронных устройств.

Тонкие пленки структур Pt/Co/Pt были получены методами молекулярно-лучевой эпитаксии и электронно-лучевого испарения в условиях сверхвысокого вакуума на различных подложках. Монослойные пленки ДПМ (MoTe2, PtTe2) изготавливалась путем теллуризации тонких слоев переходных металлов, при давлении $P = 1 \cdot 10^{-9}$ Торр. Осаждение металла осуществлялось методом молекулярно-лучевой эпитаксии для обеспечения лучшего контроля и получения монокристаллических пленок высокого качества на различных подложках (Si/SiO_2 , Al_2O_3 и $SrTiO_3$) с заданной толщиной пленки. Процесс роста контролировался с помощью дифракции быстрых электронов (ДБЭ).

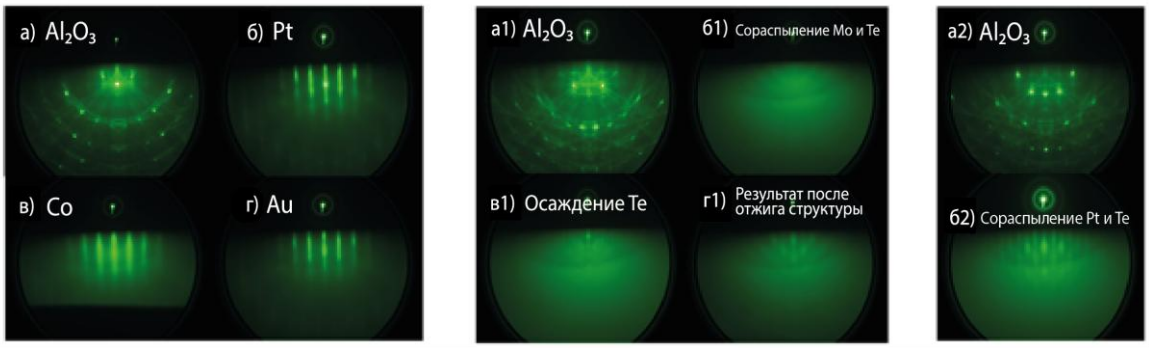


Рис. 1. ДБЭ послойного синтеза структур Pt/Co/Pt/Au, $MoTe_2$ и $PtTe_2$ на подложках Al_2O_3

Исходя из данных рис. 1, после теллуризации металла и прогрева подложки наблюдается упорядоченная кристаллическая структура, свойственная теллуридам переходных металлов (ТПМ). Методом подбора параметров были найдены оптимальные значения времени синтеза и соотношения толщин слоев, обеспечивающие формирование ТПМ. Ключевым элементом технологии является синтез с исходным избытком теллура, который создается на стадиях сораспыления с металлами при 270 °C и последующего дополнительного осаждения Te. Заключительный высокотемпературный отжиг обеспечивает десорбцию избытка теллура и реакцию образования стехиометрического ТПМ, о чем однозначно свидетельствует появление на дифракционной картине рефлексов упорядоченной фазы.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 24-72-00162).

1. Manzeli, D. Ovchinnikov, D. Pasquier, O. V. Yazyev et al. // Topological insulators: frontiers and perspectives. 2017. V. 2. P. 17033.

2. Shiv Dutta Lawaniya, Sanjay Kumar, Yeontae Yu et al. // Functional nanomaterials in flexible gas sensors: recent progress and future prospects. 2023. V. 41. P. 101428.

Наблюдение поперечных плазмон-поляритонов в «тонкой структуре» циклотронного резонанса в двумерной электронной системе

И. С. Шинко*, И. В. Андреев, А. С. Казаков, В. М. Муравьев, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432
*shinko.is@phystech.edu

Двумерная плазма представляет значительный интерес для современных исследований благодаря возможности гибкой настройки плазменной частоты в терагерцовом диапазоне. Ее изучение в полупроводниковых гетероструктурах имеет такое достоинство, как возможность управлять граничными условиями и распределением полей в системе. Так, в статье [1] была решена задача о падении электромагнитного излучения по нормали к плоскости бесконечной экранированной двумерной электронной системы (ДЭС) и найдена аналитическая формула, описывающая поглощение.

В ограниченных ДЭС в форме диска наблюдалось такое явление, как «тонкая структура» циклотронного резонанса (ЦР) [2]. Классический пик ЦР в высокоподвижных образцах разрешался на отдельные магнитоплазменные гармоники диска, имеющие общую огибающую. Выяснению ее физической природы и посвящена данная работа.

В эксперименте использовались два образца на основе одиночной квантовой ямы GaAs/AlGaAs в форме диска диаметром 3 мм и толщиной 160 мкм. На обратную сторону первого образца была напылена тонкая металлическая пленка Cr/Au, формирующая задний отражатель, а на обратную сторону второго – композитный поглощающий материал на основе эпоксидной смолы с карбонильным железом. Концентрация двумерных электронов составляла $n_s = 5{,}3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Эксперименты проводились в криостате со сверхпроводящим магнитом при температуре 4,2 К, магнитное поле было ориентировано перпендикулярно плоскости образца.

Микроволновое излучение в частотном диапазоне 15–160 ГГц поступало на образец через волновод прямоугольного сечения. Использовалась оптическая методика определения микроволнового поглощения. Для этого через оптоволокно образец освещался лазером с длиной волны 780 нм. В это же волокно собирался сигнал рекомбинационной люминесценции от двумерной системы для регистрации спектрометром и охлаждаемой ПЗС-камерой. При постоянной частоте микроволнового излучения измерялась зависимость его поглощения от величины магнитного поля, что позволяло определять положения отдельных пиков, соответствующих размерно-квантованным магнитоплазменным резонансам в геометрии диска. Экспериментальные кривые демонстрируют, что максимумы поглощения имеют общую огибающую.

Положение центра огибающей определялось как центр масс совокупности резонансов в зависимости микроволнового поглощения диска от магнитного поля. Была построена магнитодисперсия огибающей в образцах с разными граничными условиями на обратной стороне образца. Полученные данные показывают, что в диске с поглотителем магнитодисперсия линейная, и наклон совпадает с неперенормированным циклотронным; у экранированного диска наблюдается область частот, находящаяся вблизи резонанса стоячей электромагнитной волны в подложке, в которой наклон магнитодисперсии отрицателен. Экспериментальные точки согласуются с теоретической кривой для поглощения бесконечной системы, что указывает на связь природы огибающей с возбуждением в экранированной системе моды нового типа – поперечного плазмона. В случае, когда электромагнитное излучение поглощается на обратной стороне образца, природа общей огибающей может быть объяснена в рамках классического рассмотрения циклотронного резонанса.

Для дополнительного анализа влияния диаметра диска система была промоделирована методом конечных элементов. В нулевом поле при увеличении диаметра наблюдается переход из плазменной частоты в сторону более низких частот, что в пределе бесконечной системы также согласуется с теорией.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

1. Zabolotnykh A. A., Volkov V. A. Electrically controllable cyclotron resonance // Phys. Rev. B. 2021. V. 103(12), 125301.
2. Muravev V. M. et al. Fine structure of cyclotron resonance in a two-dimensional electron system // Phys. Rev. B. 2016. V. 93(4), 041110.

Влияние облучения ионами железа и лазерного отжига на физико-химические свойства приповерхностных слоев GaAs

Н. С. Широких[1]*, Р. Н. Крюков[1], С. М. Планкина[1], Ю. А. Данилов[1], Ю. А. Дудин[1], А. Е. Парафин[2], М. В. Ведь[1], А. С. Шкапина[1]

[1]Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*shirokikhnikita1@yandex.ru

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) являются классом материалов, который совмещает в себе свойства полупроводников и ферромагнетиков. Классическим представителем таких материалов является (Ga,Mn)As, но этот РМП сохраняет ферромагнитные свойства только до 200 К. По этой причине область поисков РМП со свойствами, позволяющими применять их в практических целях, значительно увеличилась. Так ведутся работы по оптимизации полупроводников InFeAs и GaFeAs [1]. Преимуществом таких систем является возможность управлять типом проводимости [2]. Целью исследований является оптимизация технологии формирования и постимплантационного отжига слоев, получаемых путем легирования GaAs ионами Fe.

В данной работе в качестве исходных взяты образцы монокристаллического i-GaAs(100). Их легирование проводилось облучением на установке «Радуга» (ускоряющее напряжение 80 кВ) разными дозами ионов Fe^+ ($(1–5)\times10^{16}$см$^{-2}$) с последующим импульсным лазерным отжигом (длительность ~30 нс, плотность мощности варьировалась в диапазоне 200–400 мДж/см^2). Исследования проводились методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), методом комбинационного рассеяния света (КРС), методом атомно-силовой микроскопии. Электрические свойства структур исследовались с использованием эффекта Холла.

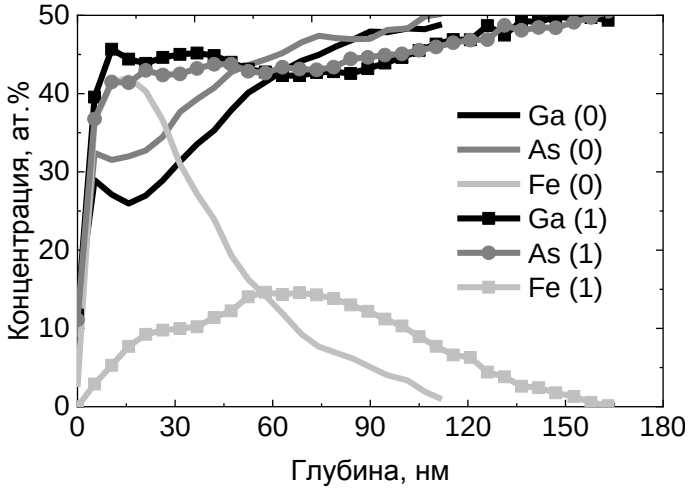


Рис. 1. Профили распределения химических элементов, полученные при анализе GaAs (0) после облучения ионами Fe и GaAs (1), после облучения ионами Fe и ИЛО при плотности 400 мДж/см^2 (профили распределения атомов кислорода и углерода не представлены)

В ходе исследований методом КРС было выявлено, что легирование GaAs ионами Fe с дозой 1×10^{16} см$^{-2}$ и более приводит к значительной аморфизации приповерхностного слоя. Результаты исследований структур методом РФЭС показали, что изменение структурного совершенства приводит к скоплению атомов Fe в приповерхностном слое толщиной 40 нм. Последующий ИЛО приводит к восстановлению кристалличности (проявляется тонкая структура КРС спектра), происходит диффузия атомов Fe вглубь GaAs. Косвенно такие изменения в структуре подтверждаются резким возрастанием проводимости слоев. Происходит образование твердого раствора GaFeAs, в котором атомы железа встраиваются в узлы Ga и As. При этом вероятность замещения атомов Ga и As атмомами металла сопоставима, что вытекает из равенства концентраций атомов Fe, находящихся в химических связя Ga-Fe и Fe-As.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-00047.

1. N. T. Tu, P. N. Hai, L. D. Anh and M. Tanaka // Appl. Phys. Express. 2018. V. 11. P. 063005.
2. P. N. Hai, L. D. Anh, S. Mohan et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 182403.

Нанолазеры на основе III-N нитевидных нанокристаллов при комнатной температуре

Т. Шугабаев[1,2]*, В. В. Лендяшова[1,2], А. А. Калиничев[2], И. В. Илькив[1-3], А. М. Даутов[1,2], Г. Э. Цырлин[1-3], В. О. Гридчин[1-3]

[1]Академический университет им. Ж. И. Алферова, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8, к. 3, 194021
[2]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, д. 3, 198504
[3]Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, Рижский просп., д. 26, 198095
*talgashugabaev@gmail.com

Стремительное развитие лазеров на основе полупроводниковых материалов позволило существенно расширить диапазон их применений – от фундаментальных исследований до промышленных технологий. Однако непрерывная миниатюризация полупроводниковых лазеров, необходимая для их совместимости с современными электронными компонентами, остаётся ограниченной дифракционным пределом [1]. Один из перспективных подходов к преодолению дифракционного предела предполагает интеграцию полупроводниковых наноструктур в металл-диэлектрические системы. В таких гибридных структурах удаётся достичь сильной связи между поверхностными плазмон-поляритонами и экситонами, что позволяет управлять светом в глубоком субволновом масштабе [2]. Данное взаимодействие лежит в основе создания сверхкомпактных источников когерентного излучения – плазмонных нанолазеров. Перспективной платформой для их реализации служат полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК), которые обладают высоким кристаллическим совершенством и естественными волноводными свойствами [3].

В данной работе представлены результаты по созданию плазмонных нанолазеров с оптической накачкой на основе одиночных ННК GaN, работающих при комнатной температуре. Исходный массив ННК был синтезирован с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на кремниевой подложке с использованием буферных слоев AlN/GaN. Просвечивающая электронная микроскопия и дифракция медленных электронов подтвердили высокое структурное качество ННК: однородный диаметр вдоль длины ННК и отсутствие дислокаций. Средняя высота ННК составила 2,3 мкм, а диаметр ННК варьировался от 60 до 300 нм.

Для создания нанолазеров исходный массив ННК подвергался ультразвуковой обработке и таким образом отделялся от ростовой поверхности. Затем одиночные ННК переносились на специальную плазмонную подложку. Подложка представляет собой эпитаксиально выращенный на пластине кремния слой Al с шероховатостью менее 0,8 нм, покрытый слоем SiO_x толщиной 5 нм. Мощностные зависимости спектров микро-фотолюминесценции одиночных ННК на плазмонной подложке продемонстрировали лазерную генерацию с относительно низкими порогами для существующих аналогов [2]. Порог генерации при оптической накачке соответствовал 30–40 кВт/см^2, полуширина лазерной линии составила 0,5 нм.

Таким образом, полученные результаты могут представлять интерес для создания наносенсоров, компонентов фотонных интегральных схем и других приложений, связанных с локализацией света в нанометровом масштабе.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект № 23-79-00012).

1. Li Chun et al. // Nanophotonics V. 8. 12. 2019. P. 2091–2110.
2. Zhang Qing et al. // Nature communications V. 5. 1. 2014. P. 4953.
3. Dubrovskii V. G. et al. // Semiconductors V. 43. 12. 2009. P. 1539–1584.

Исследование лафлиновских и джейновских квантовых несжимаемых жидкостей оптическими методами

Д. А. Щигарев[12*], А. В. Ларионов[1], Л. В. Кулик[1]

[1]Институт физики твёрдого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432
[2]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141701
*dima.shigarev@yandex.ru

Изучена резонансная фотолюминесценция (РФЛ) лафлиновских [1] и джейновских [2] квантовых несжимаемых жидкостей в диапазоне факторов заполнения ν = 1/3–1/2. Показано, что в квантовых жидкостях флуктуации случайного потенциала гетероструктуры GaAs/AlGaAs практически не влияют на экситонные состояния, а время их радиационной рекомбинации приближается к теоретическому пределу для свободного экситона в отсутствии случайного потенциала. При понижении температуры в двумерной электронной системе формируется лафлиновская жидкость при ν = 1/3; дальнейшее охлаждение электронной системы приводит не к образованию джейновской квантовой жидкости при ν = 2/5, а к непрерывному расширению области факторов заполнения, занимаемой другими квантовыми жидкостями вплоть до области факторов заполнения, в которых формируется система композитных фермионов. Построена фазовая диаграмма, отделяющая область квантовой жидкости от проводящих фаз. Положение фазовой границы в пределе нулевой температуры совпадает с границей области факторов заполнения системы композитных фермионов [3], определяемой из транспортных измерений. Показано, что квантовые жидкости разрушаются при температурах существенно меньше тех, что получаются из активационных зависимостей в транспортных экспериментах.

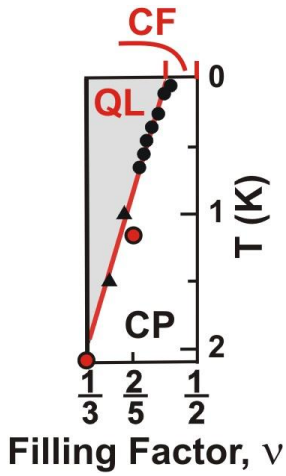


Рис. 1. Фазовая диаграмма в диапазоне $1/3 \le \nu \le 1/2$;
красная линия – граница между несжимаемой и проводящей фазами

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-12-00011.

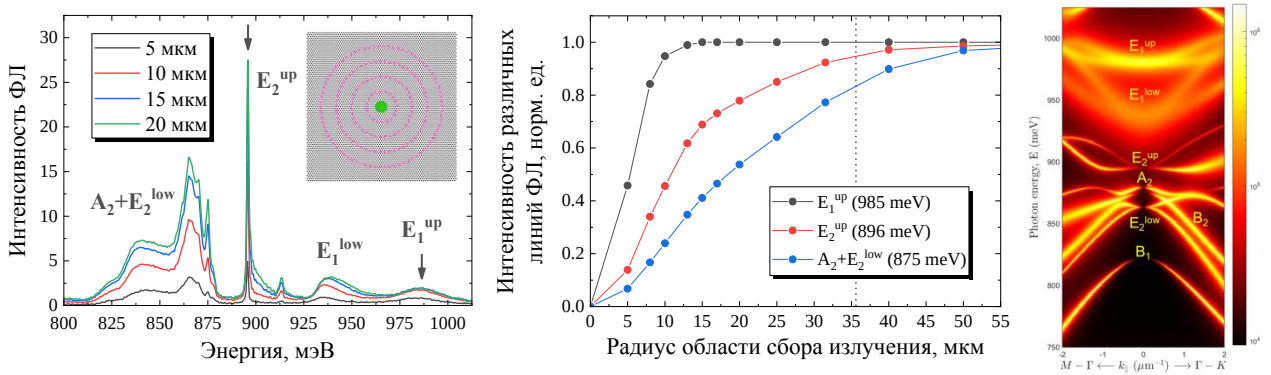
1. R. B. Laughlin. Anomalous quantum Hall effect: An incompressible quantum fluid with fractionally charged excitations // Phys. Rev. Lett. 50, 1395 (1983).
2. J. K. Jain. Theory of the fractional quantum Hall effect // Phys. Rev. B. 41. 7653 (1990).
3. L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, L. I. Musina et al. Laughlin anyon complexes with Bose properties // Nat. Commun. 12. 6477 (2021).

Пространственное распределение интенсивности излучения различных мод в двумерных ФК с Ge(Si)-наноостровками

А. Н. Яблонский[1]*, В. Е. Захаров[1], Д. В. Юрасов[1], М. В. Шалеев[1], Д. В. Шенгуров[1], В. А. Вербус[1], Е. Е. Родякина[2], Ж. В. Смагина[2], С. А. Дьяков[3], А. В. Новиков[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090
[3]Сколковский институт науки и технологий, Москва, 143026
*yablonsk@ipmras.ru

Одним из важных направлений современной фотоники являются исследования возможности модификации излучения активной среды путём использования различных микрорезонаторов, в том числе фотонных кристаллов (ФК). С точки зрения развития кремниевой оптоэлектроники значительный интерес в качестве активной среды представляют различные типы SiGe-структур, в частности структуры с самоформирующимися Ge(Si)-наноостровками. Известно, что использование двумерных ФК позволяет добиться значительного (до двух порядков величины) увеличения сигнала люминесценции Ge(Si)-островков по сравнению с исходными планарными структурами. Основными факторами такого увеличения являются повышение эффективности и улучшение направленности вывода излучения из структур [1, 2]. В связи с этим в настоящей работе были проведены исследования пространственного распределения излучения Ge(Si)-островков в двумерных ФК, сформированных в структурах SiGe/SOI. С помощью метода спектроскопии микро-ФЛ с высоким пространственным (~1 мкм) и спектральным (~0,1 нм) разрешением [2] проведены сравнительные исследования областей вывода излучения островков, соответствующего различным линиям в спектрах ФЛ двумерных ФК с различными параметрами. Обнаружена существенная зависимость пространственного распределения излучения по поверхности ФК (характерного размера области вывода излучения) от типа мод ФК (низкодобротные «радиационные» моды и высокодобротные моды «bound-state-in-the-continuum» (BIC)), от размеров и пространственного расположения области возбуждения ФЛ, а также от размеров самих ФК (рис. 1). Также были проведены измерения спектров ФЛ Ge(Si)-островков в ФК с пространственным разнесением области возбуждения носителей заряда и области сбора излучения, и показано, что в спектрах, полученных при удалении области сбора от области возбуждения, наблюдаются отдельные узкие линии, соответствующие, по-видимому, определенным высокодобротным модам ФК.



а *б* *в*

Рис. 1. Спектры ФЛ Ge(Si)-островков (*а*) в ФК при различных размерах области сбора излучения (см. вставку к рисунку); *б* – зависимости интенсивности излучения, соответствующего различным модам ФК, от размера области сбора; *в* – рассчитанная угловая диаграмма излучательной способности соответствующего ФК

Для интерпретации полученных результатов были проведены дополнительные измерения диаграмм направленности полученных ФК с использованием разработанной методики спектроскопии микро-ФЛ с пространственным, спектральным и угловым разрешением [3, 4]. Полученные экспериментальные результаты сопоставлены с результатами расчетов дисперсионной зависимости излучательной способности мод ФК, выполненных фурье-модальным методом в форме матрицы рассеяния [5] (рис. 1, *в*).

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-12-00367.

1. A. Mahdavi, G. Sarau, J. Xavier, T. K. Paraiso et al. // Sci. Rep. 6. 25135 (2016).
2. А. Н. Яблонский, Д. В. Юрасов, В. Е. Захаров, и др. // ФТП. 57(4). 251 (2023).
3. A. V. Peretokin, D. V. Yurasov, M. V. Stepikhova et al. // Nanomaterials. 13(10). 1678 (2023).
4. A. V. Peretokin, M. V. Stepikhova, A. N. Yablonskiy et al. // Journal of Applied Physics. 138(12). (2025).
5. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius et al. // Phys. Rev. B. 66. 045102 (2002).

Тонкая структура энергетического спектра тетронов Суриса в дихалькогенидах переходных металлов

З. А. Яковлев*, М. М. Глазов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*iakovlev.zakhar@gmail.com

Отличительными особенностями экстремально двумерных дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) являются сильные кулоновские эффекты, открывающие возможность исследования многочастичных корреляций, слабо проявляющихся в классических полупроводниковых наносистемах. Примером является корреляция между трионом (заряженным экситоном) и дыркой в ферми-море резидентных электронов [1], при этом формируется четырехчастичный комплекс – тетрон Суриса (называемый также ферми-полярoном) [2]. В настоящей работе представлена теория тонкой структуры энергетического спектра тетронов Суриса в атомарно-тонких полупроводниках. Показано, что учет корреляций является ключом к интерпретации экспериментальных данных.

Основное внимание в нашей работе уделено расщеплению радиационного дублета экситонов, трионов и тетронов Суриса при наличии анизотропной деформации в плоскости монослоя. В соответствии с симметрийным анализом и микроскопическими расчетами нейтральный экситон расщепляется на два подуровня, линейно поляризованных вдоль главных осей тензора деформаций [3]. Известно, что трионы – трехчастичные комплексы – обладают полуцелым спином, при этом симметрия к обращению времени накладывает запрет на расщепление, индуцированное статической деформацией. Нами показано, что учет корреляции триона с морем Ферми, приводящий к возникновению четырехчастичного тетрона Суриса с целым спином, снимает симметрийный запрет и приводит к образованию расщепленного по энергии радиационного дублета линейно поляризованных состояний [4]. Аналогичный эффект возникает и при движении тетрона как целого, что приводит к его продольно-поперечному расщеплению [5].

Выполнен микроскопический расчет расщеплений. Показано, что энергетическое расщепление тетронов пропорционально расщеплению экситона и концентрации резидентных носителей заряда. На рис. 1 (слева) приведены рассчитанные спектры поглощения монослоев в трионной области спектра при фиксированной величине деформации в зависимости от энергии Ферми резидентных электронов. Теория предсказывает значительно большие расщепления тетронов в структурах на основе вольфрама, чем в структурах на основе молибдена. На рис. 1 (справа) представлены данные экспериментов (круги), которые находятся в согласии с развитой теорий (линии).

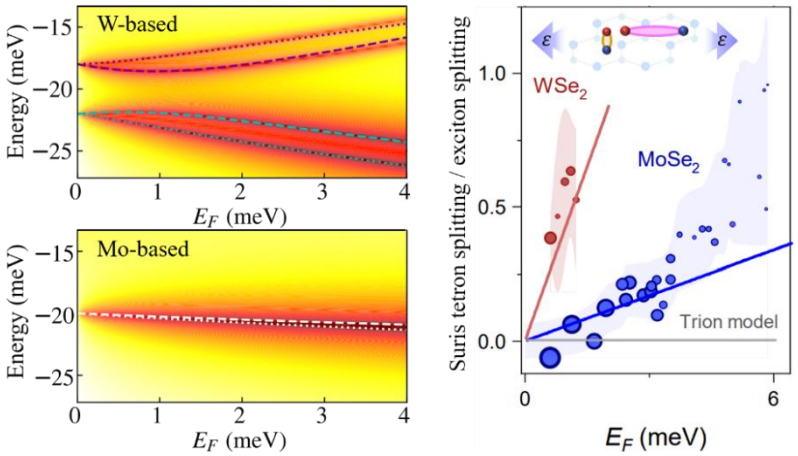


Рис. 1. Поглощение ДПМ в трионной области спектра (слева) [4] и отношение энергетического расщепления тетронов Суриса и экситонов (справа) [6] в зависимости от степени легирования при анизотропной упругой деформации

В докладе будут также представлены результаты расчетов тонкой структуры энергетического спектра в монослоях ДПМ при наличии как упругих деформаций, так и внешнего магнитного поля, а также эффектов кругового дихроизма поглощения и конверсия поляризации света в трионной области спектра.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-10031.

1. R. A. Suris, V. P. Kochereshko et. al. // Physica Status Solidi (B). 2001. V. 227. P. 343.
2. A. V. Koudinov et. al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 147402.
3. M. M. Glazov et al. // Phys. Rev. B. 2022. V. 106. P. 125303.
4. Z. A. Iakovlev and M. M. Glazov // 2D Mater. 2023. V. 10. P. 035034.
5. Z. A. Iakovlev and M. M. Glazov // J. Lumin. 2024. V. 273. P. 120700.
6. D. Yagodkin, K. Burfeindt, Z. A. Iakovlev et al. // arXiv:2412.16596. 2024.

Экспериментальная оценка внутренних потерь в гетероструктуре с квантовыми ямами на основе $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$

А. А. Янцер[1]*, М. А. Фадеев[1], А. А. Дубинов[1], К. Е. Кудрявцев[1], В. В. Румянцев[1], В. Я. Алешкин[1], С. В. Морозов[1], Н. Н. Михайлов[2], С. А. Дворецкий[2], В. И. Гавриленко[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*yantser@ipmras.ru

В настоящее время перспективным направлением исследований является создание перестраиваемых лазеров для среднего инфракрасного (ИК) диапазона благодаря возможности их широкого применения в спектроскопии, мониторинге окружающей среды [1], оборонной промышленности и фундаментальных науках. В данной работе рассматривается полупроводниковый источник на основе гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe (КРТ) в диапазоне длин волн 3–5 мкм. Их отличие от лазеров на основе соединений A^3B^5 заключается в подавлении пороговой оже-рекомбинации, исключении термического выброса дырок из валентной зоны из-за разрыва валентной зоны 0,3 эВ и хорошей перестройки длины волны от температуры.

Для наблюдения лазерной генерации на структурах изготавливаются резонаторы: дисковые, кольцевые и полосковые. Резонаторы отличаются типами мод: в кольцевых резонаторах наблюдаются моды шепчущей галереи, в полосковых резонаторах – моды Фабри – Перо, в дисковых резонаторах есть и те, и другие. Тип резонатора влияет на его добротность, модовый состав излучения и размер резонатора. В общем случае любой прямоугольный образец, который можно изготовить, например, путём скола граней или лазерной резки, является резонатором, что позволяет оценить внутренние потери гетероструктур с КЯ КРТ.

Рост структуры проводился методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (013). Структура имеет ширину волноводного слоя $Hg_{0,25}Cd_{0,75}Te$ ~ 650 нм, который служит для оптического удержания моды TE_0 вблизи активной области структуры. Толщина КЯ равна 2,7 нм. Активная область состоит из 10 КЯ $Hg_{x-1}Cd_xTe$, разделенных 30-нм барьерами. Процентное содержание кадмия в КЯ составляет x_{Cd}^{QW} = 8 %, а в барьерных слоях x_{Cd}^{Bar} = 75 %. Фактор оптического ограничения Г = 0,016.

Задачей данной работы является оценка величины внутренних потерь резонатора при температурах, близких к комнатной. Для этого были измерены зависимости пороговой интенсивности накачки, которая необходима для начала стимулированного излучения (СИ) от температуры в двух образцах одной и той же структуры, отличающихся размерами: № 1 – 4 × 3 мм, № 2 – 9 × 6 мм.

Вычисленные внутренние потери в диапазоне температур от 120 до 170 К резко увеличиваются от 0 до 60 $см^{-1}$. Такое поведение нетипично для потерь, связанных с рассеянием излучения, и может быть объяснено разогревом свободных носителей/фононов или поглощением на свободных носителях. В недавней работе [2], посвящённой разогреву носителей (электронов) в гетероструктурах с КЯ на основе КРТ, было установлено, что зависимость заселённости фононных мод от скорости нагрева имеет пороговой характер, а для получения максимальной температуры СИ необходимо использовать мощность накачки в области ниже порога, чтобы исключить влияние горячих фононов, которое может существенно увеличивать время остывания носителей. По оценкам, в исследованном температурном диапазоне интенсивность накачки не превышает пороговые значения, поэтому основной вклад во внутренние потери даёт поглощение на свободных носителях в КЯ. Оно напрямую связано с концентрацией носителей и их подвижностью, которая определяет время релаксации импульса электронов. По мере увеличения температуры пороговая концентрация носителей увеличивается, а подвижность уменьшается, что приводит к наблюдаемому увеличению потерь. Это согласуется с различной максимальной температурой, при которой может наблюдаться СИ в структурах разного размера (для № 1 T_1 = 170 К, а для № 2 T_2 = 210 К). На основе экспериментально полученных значений внутренних потерь можно вычислить подвижность электронов, расчёт которой представлен в табл. 1.

Таблица 1

T, К	130	140	150	160	170
μ_n, $см^2/(Вс)$	1306	1166	1041	544	378

Как видно из табл. 1, с ростом температуры подвижность электронов уменьшается, что говорит об уменьшении времени релаксации импульса в струкутре. Независимые измерения подвижности электронного газа методом Ван-дер-Пау качественно подтверждают данный результат.

Таким образом, показано, что в гетероструктурах КРТ с КЯ уменьшение подвижности носителей с температурой является важным фактором, ограничивающим максимальную температуру СИ. Следовательно, будущие дизайны структур должны учитывать этот фактор.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 22-12-00310-П.

1. S. S. Dhillon et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 043001.
2. K. E. Kudryavtsev et al. // Applied Physics Letters. 2024. V. 123. P. 223505.

СЕКЦИЯ 4

Измерения и технологии атомарного и нанометрового масштаба

Исследование локального потенциала пиннинга в гранулированных ниобиевых пленках методом сканирующей вихревой микроскопии

А. Ю. Аладышкин[1,3]*, Р. А. Ованнисян[1], С. Ю. Гребенчук[1], С. А. Ларионов[1], А. Г. Шишкин[1,2], О. В. Скрябина[1,4], А. В. Самохвалов[3], А. С. Мельников[1,3], Д. Ю. Родичев[5], В. С. Столяров[1,5]

[1] Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141701, Россия
[2] Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, ул. Сущёвская, 16, Москва, 127055, Россия
[3] Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино Кстовского р-на, Нижегородская обл., 603087, Россия
[4] Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, ул. Институтская, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
[5] LPEM, UMR-8213, ESPCI Paris, PSL, CNRS, Sorbonne University, Paris, France
*aladyshkin@pmras.ru, stolyarov.vs@phystech.edu

Методом низкотемпературной магнитосиловой микроскопии (MFM) исследованы магнитные свойства тонких плёнок ниобия. Плёнки толщиной от 50 до 240 нм были получены методом магнетронного распыления. Чувствительность нашей системы достаточно высока для детектирования отдельных одноквантовых вихрей, генерируемых внешним магнитным полем или полем намагниченного зонда. При низких температурах магнитостатическое взаимодействие между намагниченным MFM-зондом и вихрем является слабым, что не позволяет зонду захватывать вихри. В результате все вихри остаются хорошо закреплёнными благодаря сильному взаимодействию с дефектами материала (рис. 1, *b*). При повышении температуры потенциал пиннинга ослабевает, и поэтому MFM-зонд может захватывать и перемещать одноквантовые вихри в процессе сканирования (рис. 1, *a*). Поскольку движущийся вихрь взаимодействует с дефектами, его можно рассматривать в качестве эффективного и стабильного зонда нанометровых размеров для исследования потенциала пиннинга в гранулированных плёнках ниобия (рис. 1, *d*). Показано, что достигнутое пространственное разрешение существенно меньше высоты сканирования (100 нм) и сопоставимо с длиной когерентности (30–40 нм). Такой режим может быть назван сканирующей вихревой микроскопией (SQVM, scanning quantum-vortex microscopy).

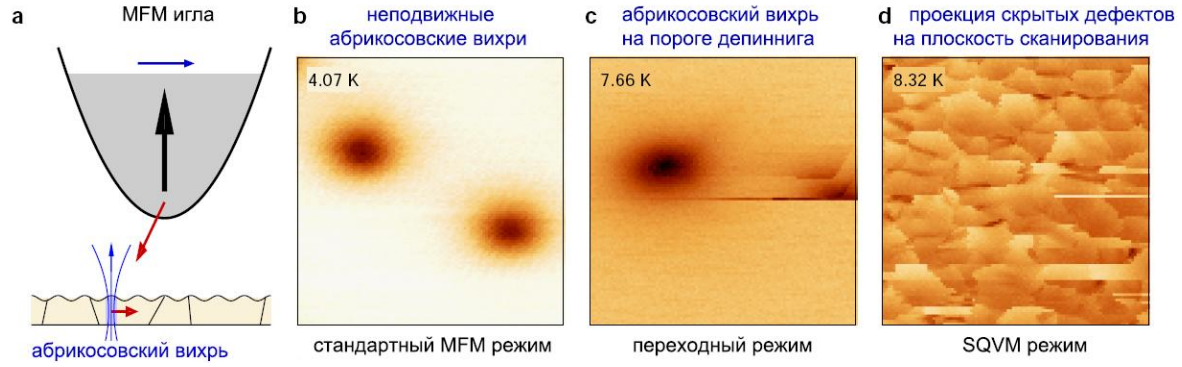


Рис. 1. Схема эксперимента и его интерпретация (*a*); *b*–*d* – типичные карты пространственного распределения сдвига фазы колебаний MFM-зонда на заданной частоте (66,9 кГц) при различных температурах в разных режимах измерения для одного и того же участка (размер кадра 5×5 μm^2)

Все измерения и их анализ выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект 23-72-30004). Технологические работы по изготовлению и характеризации образов выполнены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект 075-15-2025-010).

1. R. A. Hovhannisyan et al. // Commun. Mater. 2025. V. 6. P. 42.
2. Yu. Aladyshkin et al. // Mesosci. Nanotechnol. 2025. V. 1. P. 02001.

Управление функциональными магнитными характеристиками в замещенных гексаферритах

Л. Н. Алябьева[1]*, Е. А. Горбачев[2], Е. С. Козлякова[1], Л. А. Трусов[2]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701, Россия
[2]Факультет наук о материалах, Университет МГУ-ППИ, Шэньчжэнь, Китай
*aliabeva.ln@mipt.ru

Бурное развитие современных технологий выставляет всё возрастающие требования к используемым материалам. Передовые области исследований и разработок, такие как беспроводная связь, спинтроника, сверхбыстрая передача информации и надежное хранение данных требуют создания устройств с характеристиками, отвечающими ставящимся новым задачам. В свою очередь, это требование ставит перед научным сообществом задачу поиска материалов, подходящих для реализации таких устройств, а именно обладающих рекордными магнитотвердыми свойствами, проявляющих ферромагнитный резонанс при комнатной температуре без подмагничивающего поля (естественный ФМР, ЕФМР) и позволяющих проводить тонкую настройку данных функциональных параметров в соответствии с конкретными прикладными применениями.

Одним из вариантов решения указанных задач является улучшение магнитных характеристик известных магнитотвёрдых материалов. В частности, можно рассмотреть целенаправленное увеличение поля анизотропии (H_a) в выбранном семействе материалов, поскольку частота ЕФМР (f_r) и коэрцитивная сила (H_c) пропорциональны H_a. Поле анизотропии определяется отношением константы магнитокристаллической анизотропии (K_1) к намагниченности насыщения (M_5). В качества объекта исследования мы выбрали один из немногих известных магнитотвердых диэлектриков, широко используемый в магнитной промышленности гексаферрит М-типа $SrFe_{12}O_{19}$ (SrM).

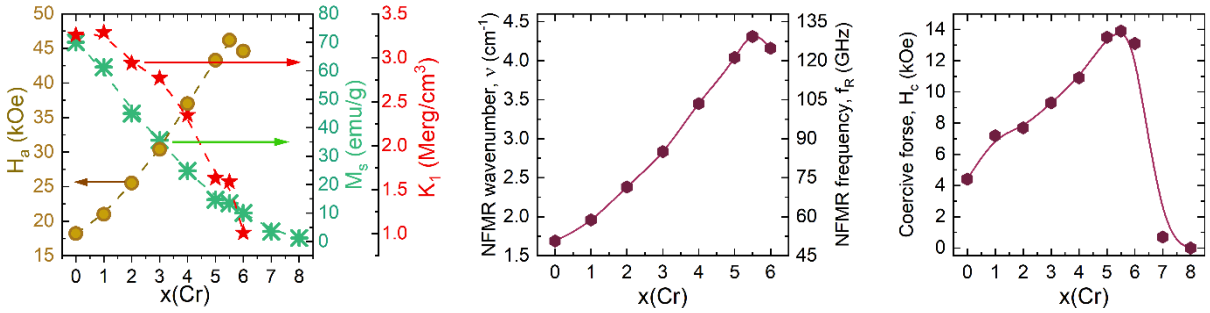


Рис. 1. Влияние магнитного разбавления в $SrCr_xFe_{12-x}O_{19}$ на намагниченность насыщения и магнитокристаллическую анизотропию, изменение поля анизотропии H_a в зависимости от степени замещения x(Cr) и, как следствие, увеличение резонансной частоты ЕФМР при комнатной температуре и коэрцитивной силы H_c

Гексаферриты М-типа имеют пять различных железных подрешёток с коллинеарным направлением магнитных моментов. Таким образом, разбавление замещающими ионами определенных сайт-позиций железа предоставляет возможность управления результирующим магнитным моментом. В данной работе мы представляем результаты синтеза и исследования однодоменных частиц $SrM_xFe_{12-x}O_{19}$, где M = Cr, Ga или Al, а x = 0–8. Используя методы терагерцовой спектроскопии, сканирующей электронной микроскопии, SQUID-магнитометрии и мессбауэровской спектроскопии, было проведено изучение морфологии, магнитодинамики и магнитостатики синтезированных соединений. Показано, как изменяются константа магнитокристаллической анизотропии K_1 и намагниченность насыщения M▪ с увеличением степени замещения x(M) (рис. 1), а также проведено прямое наблюдение динамики субтерагерцового/терагерцового ЕФМР.

В случае замещения галлием (SrM:Ga), в SrM наблюдается достаточно умеренное увеличение H_c (от 4,4 кЭ в незамещенном составе до максимального значения 6,4 кЭ в SrM:Ga) и f_r (от 50 ГГц в SrM до 57 ГГц в SrM:Ga). В то же время именно в SrM:Ga реализована возможность с высокой точностью контролировать как ширину линии ЕФМР, так и ее резонансную частоту в узком частотном диапазоне 49–57 ГГц. Напротив, замещение алюминием предоставляет возможность варьировать H_c, и f_r в очень широком диапазоне (4,4–36 кЭ и 51–250 ГГц соответственно). Замещение хромом не приводит к таким высоким значениям, как в случае с ионами алюминия в SrM, однако позволяет плавно достигать значений H_c и f_r до 13,9 кЭ и 129 ГГц соответственно, что удовлетворяет требованиям стандартов связи 5G/6G и, в отличие от замещения алюминием, не вызывает значительного уменьшения объёма элементарной ячейки.

Мы подробно обсуждаем влияние замещения разными ионами на кристаллическую структуру, магнитные характеристики, функциональные свойства и перспективы применения гексаферрита стронция, замещённого ионами Al, Ga и Cr.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-79-10053.

Активные центры в реакции эпоксидирования этилена на поверхности серебра: коадсорбционные структуры из атомов хлора и кислорода

Б. В. Андрюшечкин*, Т. В. Павлова, Н. С. Комаров, В. М. Шевлюга

Институт общей физики им. А. М. Прохоров РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991
*andrush@kapella.gpi.ru

В работе с использованием сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) и расчётов в рамках теории функционала плотности (ТФП) исследована коадсорбция хлора и кислорода на монокристаллические грани серебра (111), (100) и (110). Коадсорбционные системы создавались двумя способами: окислением хлорированной поверхности серебра или хлорированием окисленного образца. Основные результаты были получены для грани Ag(111). В зависимости от стехиометрии методом СТМ был обнаружен ряд ранее неизвестных хорошо упорядоченных коадсорбированных структур, содержащих как атомы кислорода, так и атомы хлора [1]. ТФП-расчёты показали, что в основе всех структур лежит реконструкция поверхности Ag(111). В рамках реконструкции часть атомов серебра удаляется из верхнего слоя, и на поверхности формируются треугольники из атомов серебра, занимающие либо ГЦК-, либо ГПУ-позиции. Атомы хлора и кислорода конкурируют между собой, стремясь занять положения между четырьмя атомами подложки, аналогичные их позициям в реконструкциях p(4×4)-O и (3×3)-Cl при раздельной адсорбции. Характерной особенностью всех коадсорбированных структур является наличие ярких объектов, которые мы связываем с квазимолекулами ClO_3 и ClO (рис. 1). С помощью теории функционала плотности мы рассчитали энергии связи O 1s для всех атомов кислорода в структурах. Энергия связи атомов кислорода в положениях между четырьмя атомами серебра составляет 528 эВ, тогда как энергии связи атомов кислорода в квазимолекулах ClO_3 и ClO составляют 531 эВ и 530 эВ соответственно, что указывает на их электрофильную природу.

Дополнительно на коадсорбированную систему Cl/O/Ag(111) была произведена адсорбция молекул стирола (этиленбензола), которые отличаются от молекул этилена замещением одного атома водорода бензольным кольцом. Молекула стирола адсорбируется на поверхности серебра в вакууме, в отличие от молекулы этилена, и является её модельным аналогом. Оказалось, что молекулы стирола адсорбируются на квазимолекулы ClO и не адсорбируются на молекулы хлора. Данный факт представляет интерес для установления механизма реакции эпоксидирования этилена на серебряном катализаторе, в которой хлор является промотором.

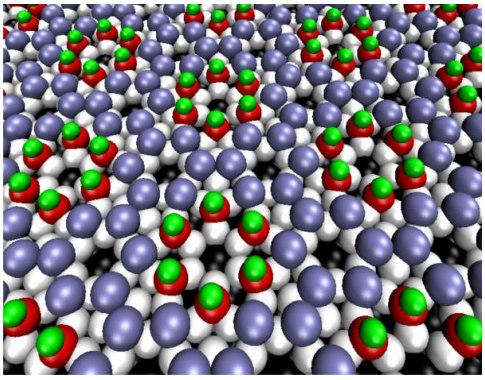


Рис. 1. ТФП-оптимизированная коадсорбционная структура (Cl,O) с периодичностью $(4\sqrt{3}\times4\sqrt{3})R30^{o}$ на поверхности Ag(111). Атомы серебра показаны чёрным и белым цветами, атомы хлора – фиолетовым и зеленым цветами, а атомы кислорода – красным цветом. Отчетливо видны квазимолекулы Cl-O.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-63-00037.

1. B. V. Andryushechkin, V. M. Shevlyuga, N. S. Komarov, T. V. Pavlova et al. // J. Chem. Phys. 2025. V. 163. P. 084717.

Аномальное уширение сегнетоэлектрического домена после касания электрода в процессе локального переключения поляризации на неполярном срезе ниобата лития

А. Р. Ахматханов*, А. П. Турыгин, Д. О. Аликин, М. С. Кособоков, В. Я. Шур

Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620000
*andrey.akhmatkhanov@urfu.ru

Атрибутным свойством сегнетоэлектриков является наличие доменной структуры (областей с однородным направлением спонтанной поляризации), которой можно управлять при воздействии внешним электрическим полем. В большинстве сегнетоэлектриков домены имеют противоположные знаки электрооптического и нелинейнооптического коэффициентов, что открывает уникальные возможности для управления оптическими свойствами материала за счёт изменения его доменной структуры. В частности, регулярные структуры полосовых доменов используются для эффективных нелинейнооптических преобразований из-за эффекта фазового квазисинхронизма. Кристаллы ниобата лития ($LiNbO_3$) являются одними из основных сегнетоэлектрических материалов, применяемых в нелинейной оптике [1]. Для улучшения стойкости к лазерному излучению данные кристаллы легируются магнием. Для эффективного преобразования частоты излучения необходимо реализовать воспроизводимость периода регулярной доменной структуры не более 10 нм. Поэтому исследование особенностей движения доменных стенок на нано- и микроуровне является важной задачей физики сегнетоэлектриков, актуальной для практических применений.

Методы сканирующей зондовой микроскопии дают уникальную возможность производить локальное изменение доменной структуры под действием электрического поля, создаваемого проводящим зондом сканирующего зондового микроскопа (СЗМ), с последующей визуализацией доменов методами сканирующей микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО) в том же микроскопе.

В работе представлены результаты исследования особенностей прорастания изолированного домена к сплошному электроду при локальном переключении поляризации на неполярных срезах ниобата лития, легированного магнием. Исследовались пластинки ниобата лития, легированного 5 мол.% MgO (Yamaju ceramics, Япония), вырезанные перпендикулярной Y-оси. Полосовой электрод, ориентированный перпендикулярно полярной оси, создавался на поверхности пластинки методами электронно-лучевого испарения и фотолитографии. В ходе экспериментов по переключению поляризации электрод заземлялся.

Обнаружены качественно различные сценарии эволюции доменной структуры после касания электрода растущим клинообразным доменом для различного знака импульсов напряжения, прикладываемых к зонду СЗМ [2]. При приложении положительных импульсов растущий клинообразный домен с заряженной доменной стенкой (ЗДС) типа «голова-к-голове» (h2h) преобразуется в полосовой домен, который лишь незначительно уширяется при длительном приложении импульса. Форма полосового домена не изменяется при последующем сканировании для визуализации методом СМПО. При приложении отрицательных импульсов растущий клиновидный домен с ЗДС типа «хвост-к-хвосту» (t2t) преобразуется в полосовой домен. Последующее приложение поля приводит к изменению типа ЗДС на h2h и формированию на ней новых клиньев вследствие более быстрого уширения домена вблизи электрода по сравнению с уширением его основания. Дальнейшее переключение поляризации приводит к формированию вблизи электрода массива изолированных клинообразных доменов. Дополнительные СМПО сканирования приводят к обратной реконструкции доменной структуры и образованию изолированного стабильного клиновидного домена с ЗДС типа t2t.

Обнаруженные эффекты объяснены в рамках кинетического подхода к эволюции доменной структуры при переключении поляризации, при котором движение доменной стенки происходит из-за генерации ступеней и движения образовавшихся кинков. Численный расчёт показал [2], что полярная компонента электрического поля превышает порог для генерации ступеней в области вблизи электрода шириной в несколько микрометров. Именно в этом поле происходит изменение типа ЗДС, формирование дополнительных клиньев и массива изолированных клинообразных доменов. Отсутствие эффекта при воздействии положительных импульсов объясняется существенным различием проводимости ЗДС типа t2t и h2h в ниобате лития. Ток вдоль проводящих ЗДС типа h2h после касания доменом электрода приводит к уменьшению потенциала смещения зонда в результате падения напряжения на последовательном сопротивлении внешней цепи. Стабильность растущего от зонда домена отнесена за счёт эффективного экранирования деполяризующего поля инжектированным зарядом. Значительно более слабая инжекция заряда вблизи электрода приводит к неэффективному экранированию деполяризующего поля и самопроизвольному обратному переключению доменов, растущих от электрода.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00302 с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. № 2968).

1. V. Ya. Shur, A. R. Akhmatkhanov and I. S. Baturin // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. P. 040604.

2. A. P. Turygin, D. O. Alikin, M. S. Kosobokov, A. R. Akhmatkhanov and V. Ya. Shur // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 125. P. 242903.

Использование машинного обучения для количественного анализа пикоакустической микроскопии

М. И. Блуменау[1,2]*, А. Ю. Клоков[2], А. И. Шарков[2], А. Ю. Кунцевич[2]

[1]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
[2]Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва,119991
*mblumenau@hse.ru

3D-гиперзвуковая микроскопия позволяет оптическим бесконтактным способом изучать механические свойства плёнок на подложках и интерфейсов на пико- и наносекундных временных масштабах. В частности, нашей группой эта техника была применена для ван-дер-ваальсовских гетероструктур [1]. Идея метода заключается в том, что при воздействии фемтосекундного лазерного импульса на структуру генерируются напряжения, распространяющиеся акустическим импульсом перпендикулярно поверхности. Для многослойной структуры разные гармоники акустического импульса по-разному отражаются от интерфейсов. Это приводит к определённой временной зависимости комплексного коэффициента отражения структуры. Данная зависимость измеряется при помощи метода накачка-зондирование, а её интерпретация в рамках многослойной оптоакустической модели позволяет найти параметры структуры, в частности, толщины слоёв и упругие свойства интерфейсов.

Поскольку в многослойной модели присутствует несколько десятков параметров, подгонка вручную занимает значительное время. Методы искусственного интеллекта позволяют обучить нейронную сеть для быстрого определения параметров слоёв и интерфейсов. Таким образом, исключается необходимость ручного подбора и становится возможным картирование упругих параметров путём сканирования образца.

В работе реализована нейросеть, протестированная на модели двухслойной плёнки с акустическим генератором. Для обучения использовались синтетические данные, сгенерированные многослойной моделью оптоакустического отклика. Рассмотрены различные архитектуры нейронных сетей, а также оценена эффективность разных подходов к извлечению параметров.

Представляется перспективным использование аналогичных методов для обработки других данных сканирующей микроскопии, например, сканирующей туннельной спектроскопии, где в каждой точке снимается зависимость, описывающаяся теоретически большим числом параметров.

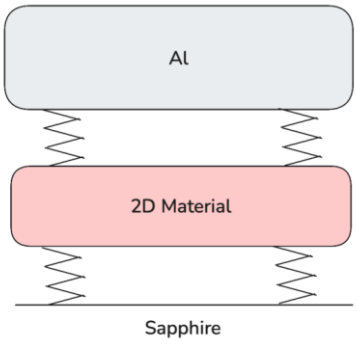


Рис. 1. Используемая для тестированная нейронной сети модель двухслойной плёнки

1. A. Yu. Klokov, N. Yu. Frolov, A. I. Sharkov, S. N. Nikolaev et al. // Nano Lett. 2022. V. 22, no. 5. P. 2070–2076.

Твердотельная эпитаксия оксидов ванадия

С. И. Божко[1], А. А. Мазилкин[1], А. П. Сиротина[2], Е. А. Першина[1], Е. А. Смирнова[3], Н. Ф. Вершинин[1], С. В. Чекмазов[1], Д. А. Шулятев[3], С. Г. Протасова[1], З. Ю. Даутов[1], А. М. Ионов[1]

[1]ИФТТ РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432
[2]ИНМЭ РАН, просп. Ленинский, 39А, Москва, 115487
[3]НИТУ«МИСИС», просп. Ленинский, 4, стр. 1, Москва, 119049

Оксиды ванадия представляют собой уникальное семейство соединений с переменной валентностью от +2 до +5, что обеспечивает образование более 30 различных фаз. Даже незначительные изменения содержания кислорода существенно влияют на структуру и физические свойства, поэтому контролируемая модификация кислородного состава является ключевым фактором при создании новых функциональных устройств. Одним из наиболее простых способов регулирования содержания кислорода в оксидах ванадия является термический отжиг в вакууме или контролируемой атмосфере.

В работе исследованы монокристаллы V_2O_5, выращенные методом оптической зонной плавки. Исследование структуры проводилось с применением просвечивающей электронной микроскопии (TEM) и рентгеноструктурного анализа. Отжиг в вакууме ($P = 10^{-5}$ Torr, 800 K, 16 ч) приводит к формированию в поверхностном слое толщиной ≈2 мкм случайно ориентированных кристаллитов V_6O_{13} и VO_2 микронного размера, а также планарных аморфных образований VO_2 толщиной ≈10 нм. Измерения электропроводности выявили скачок в 20 раз при 342 K, соответствующий фазовому переходу металл–изолятор в диоксиде ванадия VO_2.

Для подавления диффузии кислорода на поверхность монокристалла методом магнетроного распыления была нанесена пленка металлического ванадия толщиной ~30 нм. Результаты исследований показали, что выдержка образца при нормальных условиях в течение 100 дней приводит к образованию эпитаксиального слоя V_4O_9 толщиной ~80 нм. Отжиг в течение 80 ч при 760 K формирует эпитаксиальную пленку V_6O_{13}. Отжиг при более высокой температуре (830 K) приводит к образованию гетероструктуры $VO_2/V_6O_{13}/V_2O_5$. Результаты исследований обсуждаются на основе DFT-расчётов структуры дефектов.

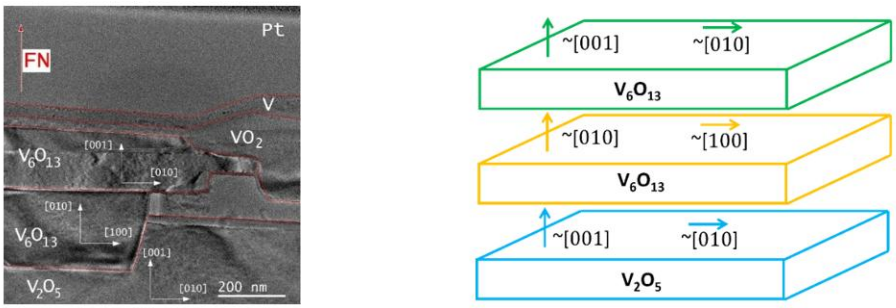


Рис. 1. Поперечное сечение образца после отжига при 830 K, демонстрирующее формирование эпитаксиальной структуры, и схема расположения слоёв. Кристаллографические направления определены по анализу фурье-трансформаций

Таким образом, в проведённых исследованиях показана возможность управляемого эпитаксиального роста тонких плёнок оксидов ванадия в твёрдом состоянии.

Влияние графеновых нанопластин на электро- и теплопроводность полимерных композитов

А. А. Галиуллин[1,2]*, Д. А. Матиенко[1,2], К. А. Бажанов[1], А. Ю. Кунцевич[1,2]

[1]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028
[2]Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991
*1233550v@mail.ru

Полимерные композиты находят широкое применение в электронике и энергетике. Низкая собственная электро- и теплопроводность полимерной матрицы может быть значительно увеличена при добавлении проводящих наполнителей. Графеновые нанопластинки (ГНП) представляют собой перспективный наполнитель благодаря уникальным двумерным свойствам: высокой удельной электро- и теплопроводности, а также большому отношению латеральных размеров к толщине. Это позволяет формировать проводящие перколяционные сети при значительно меньших концентрациях по сравнению с традиционными наполнителями, такими как технический углерод или графит, минимально влияя на реологические и механические свойства матрицы.

В данной работе исследовалось влияние концентрации ГНП (марка RG-T1, латеральный размер 1–10 мкм) на электро- и теплофизические свойства композитов на основе эпоксидных, силиконовых и полиуретановых матриц различной вязкости. ГНП получались методом ультразвукового диспергирования в растворителе и вводились в полимерную основу. Электросопротивление измерялось по четырёхточечной схеме, а теплопроводность – на разработанной нами установке, соответствующей стандарту ASTM D5470, с калибровкой по эталонному образцу.

Электропроводность показывает резкий перколяционный переход (рис. 1). Установлено, что для придания антистатических свойств (объёмное сопротивление ~10^6–10^9 Ом) достаточно введения 1–5 масс. % ГНП, в то время как для стандартного углеродного наполнителя порог перколяции находится в диапазоне 10–20 масс. %. Этот эффект объясняется формированием эффективной проводящей сетки, что согласуется с теорией перколяции для частиц с высоким аспектным соотношением (концепция исключённого объёма) [1].

Исследование термопаст на основе силиконовых масел выявило немонотонную зависимость эффективной теплопроводности от концентрации ГНП. Максимальная эффективная теплопроводность (~5,2 Вт/(м·К)) достигается при концентрации около 5 масс. % (рис. 1). Дальнейшее увеличение содержания наполнителя до 10 масс. % приводит к резкому падению эффективной теплопроводности. Это связано с критическим ростом вязкости композита, что препятствует формированию тонкого и однородного контактного слоя (Bond Line Thickness, BLT) и приводит к агломерации частиц [2]. Также был продемонстрирован синергетический эффект при модификации термопасты с классическими частицами оксидов металлов и нитрида алюминия: добавление 5 % графенового концентрата позволило увеличить её теплопроводность на 50 % в результате формирования графеновых «мостиков» между частицами основного наполнителя [3].

Таким образом, показано, что ГНП являются высокоэффективным наполнителем как для создания антистатических покрытий, так и для термоинтерфейсных материалов. Ключевым фактором для достижения высоких эксплуатационных характеристик является нахождение оптимального баланса между концентрацией наполнителя, достаточной для перколяции, и сохранением приемлемых реологических свойств композита.

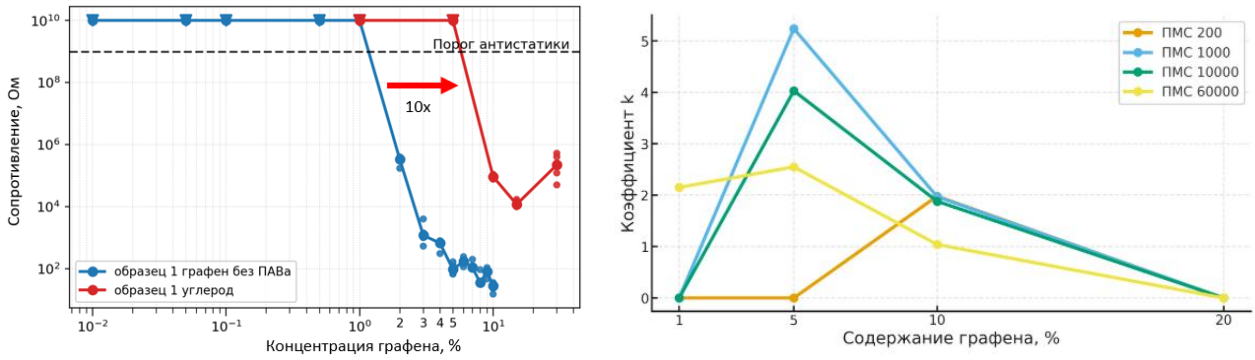


Рис. 1. *Слева* – перколяционный переход по объёмному сопротивлению для композитов с графеном (синий) и техническим углеродом (красный). *Справа* – немонотонная зависимость теплопроводности (k) термопаст на основе силиконовых масел от концентрации графена

1. S. Stankovich, D. A. Dikin, G. H. Dommett et al. // Nature. 2006. V. 442. P. 282–286.
2. C. N. Hsu, K. W. Lee, C. C. Chen // Processes. 2021. V. 9(5). P. 847.
3. W. Yu, H. Xie, L. Yin et al. // International Journal of Thermal Sciences. 2015. V. 91. P. 76–82.

Управление электронным транспортом в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6 изменением элементного состава приповерхностного слоя

В. В. Глушков*, В. С. Журкин, А. Д. Божко, В. М. Шевлюга, Б. В. Андрюшечкин

Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, 119991
*glushkov@lt.gpi.ru

Исследования природы и механизмов поверхностного зарядового транспорта в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6 и системах на его основе [1] разделяются на два основных экспериментальных направления. К первому направлению относятся измерения методами фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) [2, 3] и сканирующей туннельной микроскопии (CTM) [4] «чистых» поверхностей SmB_6, полученных сколом в условиях сверхвысокого вакуума (не хуже 10^{-10} Торр). Хотя спектры ARPES позволяют восстановить дисперсионные зависимости для поверхностных киральных электронов, результаты измерений допускают неоднозначную трактовку, в частности, формирование киральных состояний может быть связано с эффектом Рашбы [3]. Методы CTM позволяют проанализировать рельеф, типы реконструкции и дефектов поверхностей с различной терминацией (Sm или B), однако результаты ARPES и CTM измерений для одного и того же скола монокристалла невозможно сопоставить из-за технических ограничений. Второе направление включает прямые измерения поверхностной проводимости SmB_6 без систематического анализа способа подготовки и рельефа поверхности образцов [5]. Во всех известных экспериментах по измерению параметров зарядового транспорта поверхности образцов готовились при помощи абразивной полировки или химического травления, анализ элементного состава поверхности не производился. Таким образом, используемые методы исследования принципиально исключают возможность сопоставления данных, полученных для «чистых» (направление I) и «грязных» (направление II) поверхностей образцов коррелированного топологического изолятора SmB_6.

В работе обсуждаются возможности управления типом поверхностной проводимости в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6 в результате обработки граней пучком ионов аргона (энергия до 500 эВ) [6]. Из сопоставления данных зарядового транспорта и оже-спектров (рис. 1) переход к проводимости *p*-типа связывается с удалением углерода с поверхности SmB_6 и с генерацией дефектов в приповерхностном слое в результате ионной бомбардировки. Обнаруженный эффект открывает возможности направленной модификации параметров поверхностного электронного транспорта в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6.

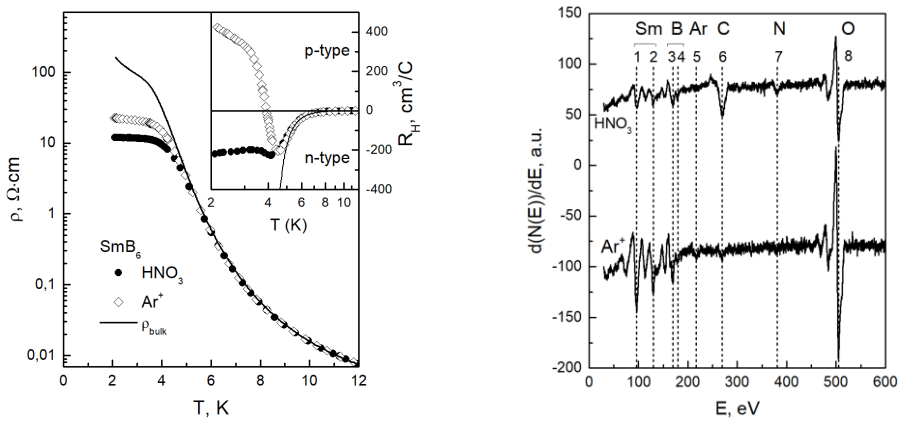


Рис. 1. *Слева* – температурные зависимости удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_H (вставка) для монокристаллического образца SmB_6 с гранями, образованными поверхностями (110), после химического травления в водном растворе азотной кислоты (HNO_3) и обработки ионами аргона (Ar^+). Сплошные линии отвечают данным $\rho_{bulk}(T)$ и $R_H^{bulk}(T)$, рассчитанным для объёмного зарядового транспорта. *Справа* – оже-спектры поверхностей монокристаллического образца SmB_6, отвечающие последовательным состояниям поверхности в водном растворе азотной кислоты (HNO_3) и обработки ионами аргона (Ar^+). Штриховыми линиями указаны линии самария 97 эВ (1) и 130 эВ (2), бора 168 эВ (3) и 179 эВ (4), аргона 215 эВ (5), углерода 270 эВ (6), азота 379 эВ (7) и кислорода 503 эВ (8)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-20032.

1. L. Li, K. Sun, C. Kurdak et al. // Nat. Rev. Phys. 2020. V. 2. I. 9. P. 463–479.
2. S. Suga, K. Sakamoto, T. Okuda et al. // J. Phys. Soc. Japan. 2014. V. 83. no. 1. P. 014705-1-6.
3. P. Hlawenka, K. Siemensmeyer, E. Weschke et al. // Nat. Comm. 2018. V. 9, no. 1. P. 517-1-7.
4. S. Wirth, P. Schlottmann // Adv. Quantum Technol. 2021. V. 4. I. 12. P. 2100102-1-21.
5. M. V. A. Crivillero, M. König, J. C. Souza et al. // Phys. Rev. Res. 2021. V. 3 I. 2. P. 023162-1-7.
6. В. В. Глушков, А. Д. Божко, В. С. Журкин и др. // Докл. РАН. Физ., техн. науки. 2025. 525. № 1 (в печати).

Адсорбция H_2 на наночастицах золота, нанесенных на графит методом ЛЭД

М. В. Гришин[1]*, А. К. Гатин[1], П. К. Игнатьева[1], С. А. Сарвадий[1], С. А. Гуревич[2], Д. А. Явсин[2]

[1]Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н. Н. Семёнова РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119334
[2]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*mvgrishin68@yandex.ru

Исследована адсорбция молекулярного водорода на наночастицах золота, нанесенных на высокоориентированный пиролитический графит (ВОПГ) методом лазерного электродиспергирования (ЛЭД). Метод ЛЭД основан на использовании абляции металлической мишени под воздействием мощного импульсно-периодического лазера. При этом в плазме, образующейся при испарении материала и обладающей электронной температурой 20–30 эВ, жидкие капли металла заряжаются и начинают каскадно делиться. В результате формируются нанометровые частицы, причем их размер определяется лишь природой металла, а именно величиной работы выхода электрона [1].

Методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии в условиях сверхвысокого вакуума исследованы морфология и электронное строение нанесенных методом ЛЭД на ВОПГ единичных наночастиц золота (НЧ ЛЭД). Установлено, что эти наночастицы имеют форму, близкую к сферической. Распределение НЧ ЛЭД по латеральному диаметру имеет 2 максимума: 2 нм и 5 нм. Наночастицы равномерно покрывают ВОПГ (степень заполнения поверхности – 10 %). Характерной особенностью наночастиц золота, нанесённых на графит методом ЛЭД, является сильная разупорядоченность атомной структуры, что подтверждается результатами исследований в СТМ и СЭМ. Электронное строение поверхности нанесенных наночастиц однородно и соответствует электронному строению металла; они не содержат примесей.

Определены адсорбционные свойства золотых наночастиц по отношению к молекулярному водороду. После экспозиции при T = 300 K золотых НЧ ЛЭД с латеральным диаметром 5 нм в H_2 (величина экспозиции – 500 Ленгмюр, Л; 1 Л = 1×10^{-6} торр · сек) на их поверхности вблизи границы золото–ВОПГ возникают отдельные не связанные области пониженной проводимости. При этом проводимость остальной части поверхности наночастицы сохранилась на прежнем уровне. Как было установлено нами ранее, области пониженной проводимости соответствуют слоям адатомов водорода [2]. В целом, это совпадает с результатами экспериментов по исследованию взаимодействия H_2 с наночастицами золота, обладающими хорошо упорядоченной атомной структурой – НЧ ПП. Они синтезированы методом пропитки подложки раствором прекурсора. Латеральный диаметр НЧ ПП составляет 4–8 нм. Они также имеют проводимость металла и не содержат примесей. Однако адсорбционные свойства НЧ ЛЭД и НЧ ПП различаются. При экспозиции 500 Л в молекулярном водороде на поверхности НЧ ПП вблизи интерфейса золото-ВОПГ формировалась кольцевая зона пониженной проводимости, в отличие от формирования отдельных областей у НЧ ЛЭД. Таким образом, сравнение результатов взаимодействия НЧ ЛЭД и НЧ ПП с H_2 выявляет некоторые важные особенности. У обеих систем рост полупроводникового слоя начинается с периферии и соответствует модели островкового роста. Но при этом на периферии НЧ ЛЭД центров роста заметно меньше, чем у НЧ ПП. В целом, заполнение поверхности аморфных наночастиц адатомами водорода меньше, чем у кристаллических, при равных экспозициях.

Признаки адсорбции водорода на золотых НЧ ЛЭД с латеральным диаметром 2 нм при тех же условиях не наблюдаются.

1. V. M. Kozhevin, D. A. Yavsin, V. M. Kouznetsov et al. // J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanom. Struct. 2000. V. 18, no. 3. P. 1402.
2. A. K. Gatin, M. V. Grishin, N. V. Dokhlikova et al. // Kinetics and Catalysis. 2018. V. 59, no. 6. P. 820–827.

Моноатомный слой Pb на сэндвич-структуре Ge/Si(111)

В. С. Жданов[1], Д. В. Грузнев[1]*, Ю. Е. Вековшинин[1], Л. В. Бондаренко[1], А. Ю. Тупчая[1], А. Н. Михалюк[1,2], А. В. Зотов[1], А. А. Саранин[1]

[1]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041
[2]Институт наукоёмких технологий и передовых материалов, ДВФУ, Владивосток, 690950
*gruznev@iacp.dvo.ru

Моноатомные слои Pb на поверхности Si(111) и двумерные соединения на их основе демонстрируют множество интересных структурных, электронных и транспортных свойств. В частности, несоразмерная структура SIC-√3×√3-Pb имеет необычные спиновые характеристики с большим расщеплением поверхностных состояний [1], а также является одним из первых 2D-сверхпроводников [2]. Считается, что на электронные и транспортные свойства данной системы влияет взаимодействие с подложкой и химические связи атомов Pb с кремнием [3]. С другой стороны, аналогичная система на Ge(111) не обладает сверхпроводящими свойствами, но демонстрирует сильное спиновое расщепление состояний [4]. Комбинирование свойств этих двух систем в одной структуре может открыть путь к созданию новых материалов с управляемыми свойствами.

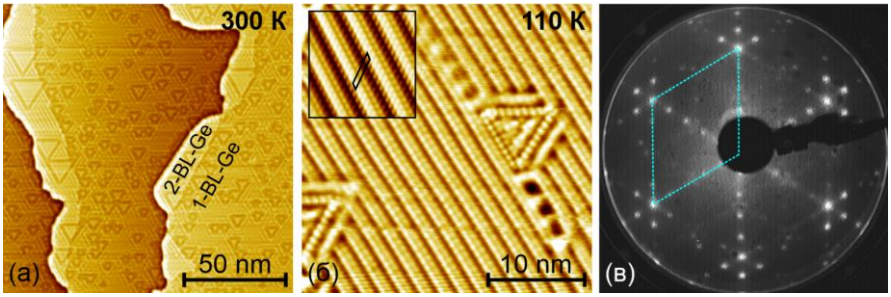


Рис. 1. СТМ-изображения (*а*, *б*), полученные при разных температурах, моноатомного слоя Pb на псевдоморфной плёнке Ge толщиной 1 (1-BL-Ge) и 2 (2-BL-Ge) двойных слоя. На вставке – СТМ-изображение высокого разрешения. Обозначена элементарная ячейка 5×1; *б* – картина ДМЭ той же поверхности (трехдоменная 5×1)

В данной работе исследована адсорбция Ge на структуру Pb/Si(111). Показано, что Pb действует как сурфактант при росте эпитаксиальных слоев Ge(111)/Si(111), подобно Sb, Bi и др. [5]. Когда толщина плёнки Ge ограничена 1–2 двойными слоями (BL), она является псевдоморфной и в ней наблюдается формирование зеркальных доменов-двойников треугольной формы. Сам моноатомный слой Pb, расположенный на 1-BL-Ge/Si(111), имеет структуру, отличную как от поверхности Pb/Si(111), так и от Pb/Ge(111), как показано на рис. 1. В докладе на основе экспериментальных данных сканирующей туннельной микроскопии, фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением и др., а также расчётов из первых принципов, обсуждаются возможная структура полученного многослойного соединения Pb/Ge/Si(111) и особенности её электронных и спиновых характеристик.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ FWFW-2021-0002. Вычисления проводились с использованием оборудования ЦКП «Дальневосточный вычислительный ресурс» ИАПУ ДВО РАН.

1. C. Brand et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 96. P. 035432.
2. T. Zhang, P. Cheng, W.-J. Li et al. // Nature Physics. 2010. V. 6. P. 104.
3. J. Noffsinger, M. L. Cohen // Solid State Commun. 2011. V. 151. P. 421.
4. T. Aruga // Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena. 2015. V. 201. P. 74.
5. M. Horn-von Hoegen et al. // Thin Solid Films. 1999. V. 343. P. 579.

Семейство 2D-соединений Sn с редкоземельными элементами на поверхности Si(111)

Д. В. Грузнев[1]*, В. С. Жданов[1], Ю. Е. Вековшинин[1], Л. В. Бондаренко[1], А. Ю. Тупчая[1], А. Н. Михалюк[1,2], А. В. Зотов[1], А. А. Саранин[1]

[1]Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041
[2]Институт наукоёмких технологий и передовых материалов, ДВФУ, Владивосток, 690950
*gruznev@iacp.dvo.ru

Структуры пониженной размерности на основе олова (Sn) попали в фокус внимания благодаря теоретическим предсказаниям и некоторым экспериментальным данным о нетривиальной топологии в сочетании со сверхпроводимостью в станене – двумерной аллотропной модификации α-Sn [1]. На поверхности Si олово также образует интересные структуры одноатомной толщины с необычными свойствами; например, поверхность Si(111)-α-√3×√3-Sn с покрытием 1/3 МС является моттовским диэлектриком, который при дырочном легировании становится сверхпроводником, демонстрирующим хиральную сверхпроводимость [2].

С другой стороны, значительный интерес вызывают низкоразмерные структуры с редкоземельными элементами (RE). Ранее нами было показано, что 2D-соединения Pb с некоторыми лантаноидами (Gd, Ce, Yb, Ho, др.), имеющие одинаковую атомную структуру в виде двумерной кагомэ-решётки атомов Pb с атомом RE в шестигональной полости, демонстрируют интересные магнитотранспортные свойства [3]. Их электронное и спиновое строение делают эти материалы перспективными для спинтронных приложений [4]. Кроме того, общая для всего семейства кагомэ-решётка Pb позволяет комбинировать атомы RE в одном слое, тонко настраивая зонную структуру и транспортные свойства [5].

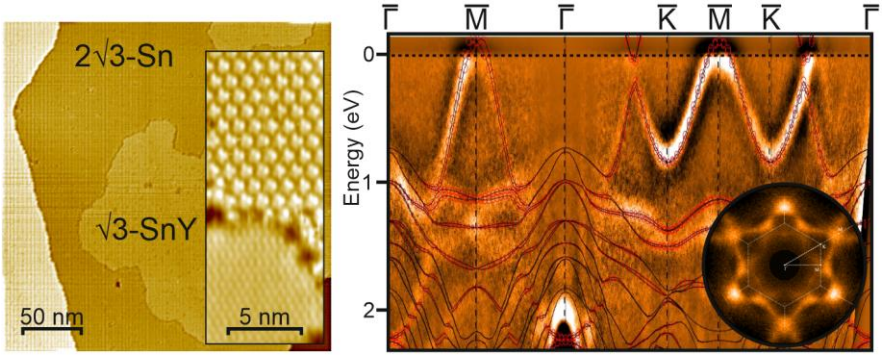


Рис. 1. СТМ-изображение (*а*) начальной стадии формирования поверхности Si(111)√3×√3-(Sn, Y) при адсорбции Y на поверхность 2√3×2√3-Sn; *б* – спектр ФЭСУР, расчётный зонный спектр и поверхность Ферми (на вставке) структуры Si(111)√3×√3-(Sn, Yb)

В данном докладе представлены результаты экспериментальных исследований методами СТМ, ФЭСУР и др., а также расчётов из первых принципов структур, образованных атомами редкоземельных элементов (Y, Ce, Yb, Ho), внедрёнными в сплошной слой Sn моноатомной толщины. Обсуждаются кристаллическая структура полученного соединения Si(111)√3×√3-(Sn, RE), а также особенности электронной зонной и спиновой структур.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-12-00181. Вычисления проводились с использованием оборудования ЦКП «Дальневосточный вычислительный ресурс» ИАПУ ДВО РАН.

1. C. Zhao and J. Jia. Stanene: A Good Platform for Topological Insulator and Topological Superconductor // Front. Phys. 2020. V. 15. P. 53201.
2. F. Ming et al. Evidence for chiral superconductivity on a silicon surface // Nat. Phys. 2023. V. 19. P. 500.
3. N. V. Denisov et al. Magnetotransport properties of a single-atom-thick $GdPb_3$ kagome compound on Si(111) // *J.* Mater. Chem. C. 2025. V. 13. P. 7219.
4. A. N. Mihalyuk et al. A 2D heavy fermion $CePb_3$ kagome material on silicon: emergence of unique spin polarized states for spintronics // Nanoscale. 2022. V. 14. P. 14732.
5. Y. E. Vekovshinin et al. Lifshitz Transition in a Single-Atom-Thick $Gd_x Yb_{1-x} Pb_3$ Kagome Compound on Si(111) // Nano Lett. 2024. V. 24. P. 9931.

Влияние атомных факторов на адсорбцию водорода и кислорода на поверхности наночастиц золота, платины и никеля

Н. В. Дохликова*, А. К. Гатин, С. Ю. Сарвадий, М. В. Гришин

Федеральный исследовательский центр химической физики РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119991
*dohlikovanv@gmail.com

Используя квантово-химическое моделирование в рамках DFT, было проведено исследование атомных факторов, влияющих на адсорбцию атомов H и O на поверхностях (111), (100), (110), (211) наночастиц золота, никеля и платины.

Расчёты проводились в пакете Quantum Espresso в обобщённом градиентном приближении с функционалом Пердью – Бурге – Эрнцерхофа (PBEsol). Энергии отсечки для волновых функций и электронной плотности были взяты из соответствующей документации и равнялись 40 и 400 эВ. Дисперсионные взаимодействия учитывались с помощью DFT-D3. Оптимизация геометрической структуры проводилась по алгоритму Бройдена – Флетчера – Гольдфарба – Шанно (BFGS).

Для моделирования неоднородных поверхностей наночастиц Au, Ni и Pt в периодических условиях использовались пластины (111), (100), (110) и (211), состоящие из 3 атомных слоёв с вакуумным зазором 20 Å. Площадь каждой из граней составляла порядка 10×10 Å.

При моделировании адсорбционных свойств проводился расчёт энергии связи для адатомов H и O на высокосимметричных активных центрах (рис. 1) в зависимости от координационного числа *CN*:

$$E^f_{bond}(CN) = E^f_{ads}(CN) - E_{surf} - E_a, \quad (1)$$

$$E^r_{bond}(CN) = E^r_{ads}(CN) - E_{surf} - E_a. \quad (2)$$

Здесь E_a – полная энергия адатома H или O, E_{surf} – полная энергия поверхности, $E_{ads}(CN)$ – полная энергия поверхности с адсорбатом. При расчёте поверхности с адсорбатом положения атомов металла фиксировались $E^f_{bond}(CN)$ и могли изменяться свободно $E^r_{bond}(CN)$.

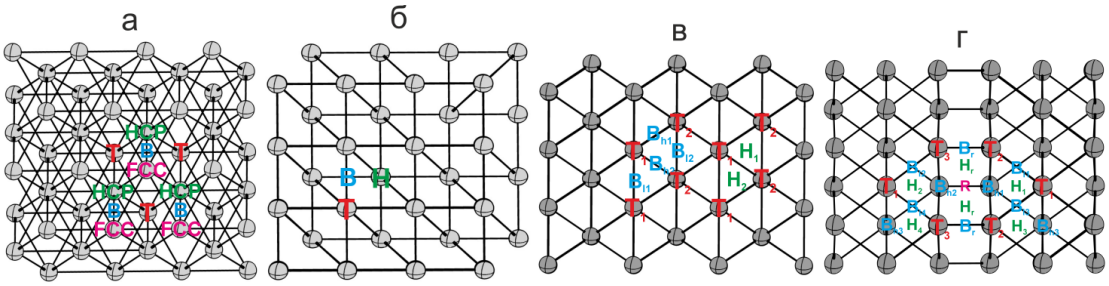


Рис. 1. Высокосимметричные активные центры поверхностей: *а* – (111); *б* – (100); *в* – (110); *г* – (211)

Сравнивая энергии связи, рассчитанные для активных центров $CN = 2{,}3{,}4$ с активным центром $CN = 1$, можно определить вклад соседних атомов в величину значений энергии связи. А сравнивая энергии связи $E^f_{bond}(CN)$ и $E^r_{bond}(CN)$, можно определить вклад атомной деформации. Оба этих аспекта в рамках настоящей работы являются атомными факторами, влияющими на адсорбционные свойства поверхности.

Анализ изменения энергий связи на различных поверхностях, в активных центрах и при фиксировании/не фиксировании положений атомов металлов показал, что включение атомной деформации всегда приводит к увеличению энергии связи. Поверхности с более высокой плотностью упаковки – и, следовательно, более однородным локальным окружением вокруг каждого активного центра – демонстрируют максимальный эффект деформации в центрах с наибольшим координационным числом. Напротив, поверхности с более низкой плотностью упаковки содержат активные центры с неоднородным локальным координационным окружением, где влияние деформации атомов различается даже среди центров с одинаковыми координационными числами, но разным расположением атомов. Влияние локального атомного окружения зависит от типа адатома и косвенно коррелирует с величиной матричного элемента взаимодействия. Больший элемент матрицы взаимодействия соответствует большему вкладу отталкивательных взаимодействий в комплексе металл–адсорбат. При ограниченном влиянии отталкивательных взаимодействий вклад окружающих атомов пропорционален координационному числу активного центра. Напротив, сильные отталкивательные взаимодействия меняют эту зависимость на противоположную.

Полученные результаты демонстрируют, что атомные факторы могут играть важную роль в определении реакционной способности и адсорбционных свойств наносистем. Следовательно, при выборе каталитических систем решающее значение приобретает не только химический состав нанофазы, но и выбор материала носителя. Это понимание открывает новые возможности для направленного улучшения и точной настройки свойств практических каталитических наносистем.

Вклад фононной подсистемы в диэлектрический отклик высокотемпературных сегнетоэлектриков $BiScO_3$-$PbTiO_3$

К. В. Живетьев[1]*, В. И. Козлов[2,3], М. В. Таланов[1]

[1]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), ул. Керченская, 1А, Москва, 117303
[2]Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, ул. Косыгина, 2, Москва, 119334
[3]Научно-исследовательский институт материалов твердотельной электроники, МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА), пр. Вернандского, 78, Москва, 119454
*zhivetev.kv@phystech.edu

Сегнетоэлектрики обладают высокими диэлектрическими, пьезоэлектрическими, пироэлектрическими, нелинейно-оптическими свойствами, а также переключаемой внешним полем спонтанной поляризацией. Благодаря этому они находят применение в множестве областей: приборостроение, энергетика, биомедицина; используются для изготовления различных устройств: пьезодатчиков, микроактюаторов, энергонезависимых ячеек памяти. Пьезоэлектрические датчики, в частности, используются в системах впрыска дизельного топлива, сенсорах давления и детонации в двигателях, в аэрокосмической технике, при бурении нефтегазовых скважин, а также в других устройствах, эксплуатируемых при высоких температурах. Наиболее распространенными в современной пьезотехнике являются керамические материалы на основе цирконата-титаната свинца (ЦТС), которые характеризуются высокими значениями пьезоэлектрических и диэлектрических откликов, но относительно невысокой температурой Кюри (~350 °C), что ограничивает их температурную стабильность. Наиболее перспективной системой для создания высокотемпературных пьезодатчиков является система (1-x)$BiScO_3$-x$PbTiO_3$ (BS-PT), твёрдые растворы на основе которой обладают сопоставимыми с ЦТС пьезоэлектрическими параметрами, но более высокой температурой Кюри (~ 450 °C). Как и в системе ЦТС, максимальные макроскопические отклики наблюдаются в составах вблизи морфотропной фазовой границы при x = 0,63–0,65, разделяющей ромбоэдрическую (x < 0,63) и тетрагональную (x > 0,65) области на x-T фазовой диаграмме. Несмотря на высокое практическое значение материалов на основе системы BS-PT, природа возникновения высоких макроскопических откликов, также как и пути их повышения при сохранении высокой температурной стабильности, остаются слабо изученными вопросами, что критически усложняет создание новых материалов с улучшенными характеристиками. Целью данного исследования являлось установление роли фононной подсистемы в формировании диэлектрической проницаемости керамик BS-PT вблизи морфотропной фазовой границы.

Объектом исследования служили твёрдые растворы (1-x)$BiScO_3$-x$PbTiO_3$ с x = 0,61–0,67, полученные по стандартной керамической технологии. При температурах от 5 K до 650 K были измерены спектры комплексного (амплитуда и фаза) пропускания в терагерцовом диапазоне с использованием спектрометра во временной области Menlo Tera K15 и спектры отражения в инфракрасном диапазоне с использованием фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v. Полученные ТГц-ИК-спектры были промоделированы набором осцилляторов Лоренца (фононных мод). На основании подобранных параметров мод в исследованном температурном диапазоне было определено температурное и концентрационное поведение суммарного фононного вклада в диэлектрическую проницаемость $\sum_j \Delta\varepsilon_j$ (рис. 1, *а*, *б*), а также выделены моды, вносящие наибольший вклад, – ими оказались терагерцовые моды с резонансными частотами в области 0,6–1,8 ТГц. При сравнении $\sum_j \Delta\varepsilon_j$ и радиочастотных значений проницаемости оказывается, что вклад фононной подсистемы в диэлектрический отклик составляет порядка 10 % (рис. 1, *в*), что существенно ниже аналогичного параметра для системы ЦТС. Это указывает на более высокую роль диполь-ориентационных процессов, в частности, движения доменных стенок, в формировании диэлектрического отклика системы BS-PT. Кроме того, использование ТГц-ИК-спектроскопии позволило установить более точные корреляции диэлектрических свойств с фазовыми переходами, происходящими при изменении температуры и концентрации $PbTiO_3$.

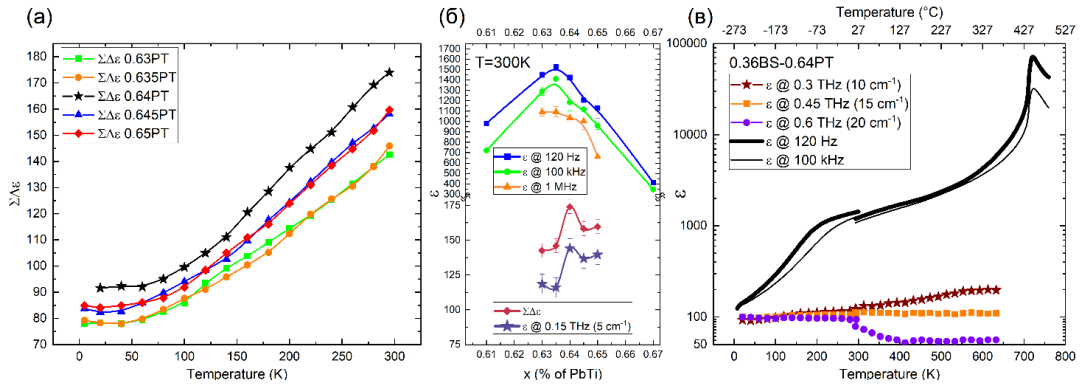


Рис. 1. Температурные (*а*, *в*) и концентрационные (*б*) зависимости диэлектрической проницаемости и вклада фононной подсистемы

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10022-П.

Терагерцовая спектроскопия функциональных пленочных структур для перспективных применений в микроэлектронике

Е. С. Жукова[1]*, М. В. Таланов[1], В. С. Столяров[1], В. П. Кошелец[2], А. Г. Насибулин[3], Е. Д. Образцова[1,4], А. Е. Парафин[5], Н. С. Соколов[5,6], К. А. Мотовилов[1], Ф. В. Хан[2], Д. В. Мастеров[5], Б. П. Горшунов[1]

[1]Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141701
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая,11, стр. 7, Москва, 125009
[3]Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, Москва, 121205
[4]Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991
[5]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[6]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*zhukova.es@mipt.ru

Тонкоплёночные и многослойные структуры на основе диэлектриков, полупроводников и сверхпроводников составляют основу современной микро- и наноэлектроники. Ключевой задачей является установление прямой связи между фундаментальными электродинамическими свойствами материалов и функциональной эффективностью создаваемых на их основе устройств [1]. Сложность решения такой задачи обусловлена многоуровневой природой взаимодействий в гетероструктурах, когда интерфейсные эффекты, размерные ограничения и межслойные взаимодействия существенно модифицируют свойства объекта в сравнении со свойствами исходных материалов. Здесь важное значение приобретают экспериментальные методы, позволяющие подробно охарактеризовать свойства плёнок и гетероструктур, а также выявить влияние особенностей технологий синтеза и осаждения тонких слоёв на конечные параметры изготовленного объекта.

Наиболее эффективными инструментами в этом отношении являются методы оптической спектроскопии, которые, благодаря своей бесконтактности и высокой чувствительности, обеспечивают определение важнейших фундаментальных и макроскопических электродинамических свойств плёнок и плёночных структур. Среди них спектроскопия в терагерцовой и инфракрасной областях частот. Эти методы позволяют получать информацию о комплексной проводимости, диэлектрической проницаемости, а также о характеристиках электронной и магнитной подсистем как «массивных», так и плёночных объектов на частотах, которые являются перспективными для развития современных и передовых телекоммуникационных систем [2].

В докладе детально рассматриваются экспериментальные методики и подходы, обеспечивающие определение на количественном уровне терагерцовых электродинамических параметров тонких плёнок и гетероструктур. Используются два ключевых подхода: импульсная спектроскопия с временным разрешением и монохроматическая спектроскопия. Оба подхода позволяют исследовать свойства материалов в терагерцовом диапазоне, регистрируя амплитуду и фазу электромагнитной волны, провзаимодействовавшей с исследуемым объектом. Это даёт возможность прямого определения комплексной проводимости и диэлектрической проницаемости материалов. Монохроматическая спектроскопия, вдобавок, обеспечивает получение спектров с высочайшим частотным разрешением, недоступным для спектроскопии с временным разрешением, что критически важно при изучении узких резонансов. Такая методология особенно эффективна для изучения низкоразмерных систем – тонкоплёночных и многослойных структур, в которых толщина плёнок находится в нанометровом диапазоне, а длина волны излучения превышает толщину на порядок и более. В таких условиях традиционные методы измерения электродинамических свойств малоприменимы, и требуется комплексный анализ данных с учётом интерференционных эффектов в многослойных структурах.

В докладе представлены новейшие результаты систематических исследований методами терагерцовой спектроскопии фундаментальных физических свойств нескольких классов функциональных материалов: сегнетоэлектриков, проводников, сверхпроводников (как обычных, так и высокотемпературных) и биологических объектов, т. е. материалов, входящих в число наиболее перспективных для создания электронных устройств следующих поколений с исключительными характеристиками. Также представлены примеры, показывающие, как спектроскопические данные могут быть эффективно использованы для улучшения рабочих характеристик устройств, функционирующих в терагерцовом диапазоне частот.

Работа выполнена при поддержке грантов: Госзадание FSMG-2025-0005 (спектроскопические эксперименты), Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2025-010 (изготовление плёнок MoRe), РНФ № 25-12-00134 (исследование свойств меланина), РНФ № 23-79-00019 (изготовление плёнок NbTiN).

1. Hyuk-Jun Kwon // Electronics. 2022. V. 11. P. 931.
2. Jia Du1, Xiang Gao, Ting Zhang and He Zhu // J. Phys. D: Appl. Phys. 2025. V. 58. P. 313001.

Визуализация прохождения фонон-поляритонных волн на поверхности полярного кристалла SiC под тонкими непрозрачными металлическими масками

В. С. Ивченко[1,2], Д. В. Казанцев[1,2]*, Е. А. Казанцева[3], Д. А. Матиенко[1,2], В. А. Иевлева[1,2], А. Ю. Кунцевич[1,2]

[1]НИУ ВШЭ, Москва, 101000
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991
[3]РТУ МИРЭА, Москва, 119454
*kaza@itep.ru

В полярном кристалле SiC внешним светом могут быть возбуждены поверхностные фонон-поляритонные (ПФП) волны при попадании частоты накачки в полосу остаточных лучей. Бегущие (стоячие) ПФП-волны на поверхности SiC изучаются с помощью sSNOM (разрешающая способность ~10–20 нм при длине волны ~10–20 мкм), поскольку оптическое гомодинирование света, рассеянного системой «игла-образец», позволяет достоверно измерять амплитуду и фазу локального поля поверхностных ПФП-волн под иглой.

Нанесение непрозрачных для накачки золотых масок на поверхность SiC задаёт конфигурацию возбуждаемых внешним резонансным светом ПФП-волн, что позволяет создавать устройства двумерной поляритонной квазиоптики. Например, ранее была продемонстрирована брэгговская генерация, рассеивающая волны в направлении, обратном направлению накачки [1].

Весьма продуктивной техникой предсказания формы генерируемых фонон-поляритонных волн произвольными золотыми масками является вычисление интеграла функции Грина от открытых участков поверхности SiC. Эти вычисления радикально упрощаются, если коэффициент отражения бегущей поляритонной волны от края золотой маски принять равным нулю. К нашему изумлению, на исследованных образцах, покрытых перфорированной Au-маской произвольной формы, именно такая ситуация и наблюдается. Это заставляет предположить, что ПФП-волна на поверхности SiC способна эффективно распространяться и в присутствии золота над кристаллом SiC, так что при входе под маску резкого скачка волновых свойств 2D-среды для поверхностных волн не происходит.

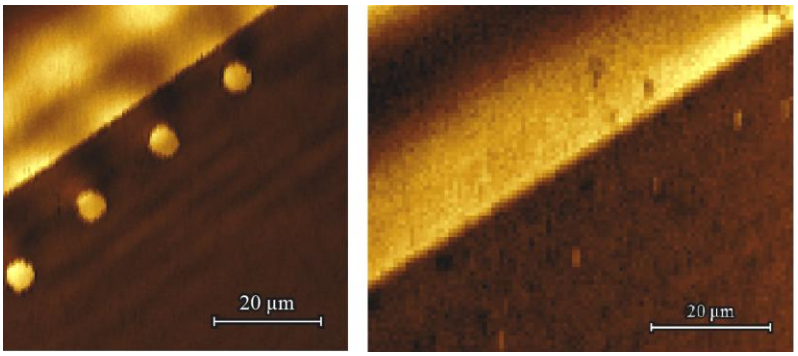


Рис. 1. Карты амплитуды SNOM-сигнала. *Слева* – «люки» диаметром 6 мкм, *справа* – «люки» диаметром 1 мкм

В данной работе показано, что волна от фонон-поляритонных колебаний, возбуждаемых на SiC внешним резонансным светом в небольшом окне маски, способна проходить под слоем золота на расстояния порядка 5–10 мкм. Это свидетельствует в пользу гипотезы о малом коэффициенте отражения. На картах амплитуды SNOM-сигнала при достаточном размере «люков» видны изменения в бегущей от края волне, связанные с интерференцией от открытых участков SiC – полуплоскости и «люков». При малом размере «люков» заметного проникновения ПФП-волн под маской не происходит, и тогда видно, что технологическое качество края плёнки достаточно высоко, чтобы не искажать форму возбуждаемых от него ПФП-волн.

1. V. S. Ivchenko, D. V. Kazantsev, V. A. Ievleva, E. A. Kazantseva, and A. Y. Kuntsevich // Appl. Phys. Lett. 2024. V. 125. P. 171601.

Безапертурная микроскопия ближнего оптического поля (ASNOM)

Д. В. Казанцев[1,2]

[1]НИУ ВШЭ, Москва, 101000
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 119991
[3]РТУ МИРЭА, Москва, 119454
*kaza@itep.ru

Игла, подобная зондирующей игле AFM, способна вступать в электромагнитные взаимодействия с поверхностью исследуемого образца. С целью увеличения оптического отклика тело иглы, как правило, покрывают металлом (Pt). В таком покрытии эффективно возбуждаются плазмонные колебания под действием объектов на исследуемой поверхности и облучающего зондирующую иглу внешнего электромагнитного поля. Благодаря этому игла как протяженный объект способна эффективно взаимодействовать с традиционными (излучательными) электромагнитными модами в эфире (окружающей среде), действуя как дипольная штыревая антенна. Одновременно через ёмкость зазора «игла–образец» зондирующая игла-антенна способна эффективно вступать в ближнепольное электрическое взаимодействие с такими объектами и такими процессами на поверхности образца, которые зачастую не порождают традиционных электромагнитных волн. К тому же напряженности локальных электрических полей на оптической частоте могут в зазоре «игла–образец» достигать весьма серьёзных значений, поскольку величина самого зазора может составлять несколько нанометров. Это приводит к увеличению вероятностей переходов (силы осциллятора) атомарных и молекулярных объектов на поверхности образца на 6–8 порядков. Пространственное разрешение ASNOM определяется размером «наноконденсатора» под острием и составляет 10–30 нм, независимо от длины волны используемого в эксперименте излучения.

Наиболее простым подходом в эксперименте ASNOM является рассеяние иглой света на той же частоте, что и облучающий лазерный свет (такой вариант прибора называется scattering SNOM, sSNOM). В этом случае благодаря когерентности накачки значительно повышается чувствительность прибора благодаря использованию интерферометра. Применение оптического гомо- и гетеродинирования позволяет уверенно детектировать оптический сигнал, рассеиваемый в пространство, крошечной иглой. Зависимость амплитуды волны, излучаемой зондирующей иглой в пространство, от расстояния «острие–образец» имеет резко нелинейный характер (изменение амплитуды рассеянного поля становится заметно только на расстояниях порядка радиуса острия, 10–30 нм), и выделение высших гармоник частоты нормальных колебаний кантилевера с иглой ($f_{TIP} = 30 - 300$ кГц) в сигнале фотодетектора позволяет продетектировать именно полезную компоненту, порождённую ближнепольным взаимодействием иглы и образца. Модуляция фазы опорного (гомодинирующего) луча в интерферометре с частотой $F_{MOD} = 100 - 300$ Гц позволяет измерять не только амплитуду ближнепольных вариаций рассеиваемой зондом волны, но и их фазу на оптической частоте. Собираемый sSNOM сигнал в итоге пропорционален произведению комплексной амплитуды локального электромагнитного поля, действующего на иглу, и некоторой комплексной функции от диэлектрической проницаемости образца в точке контакта на частоте падающего света.

Хотя алгоритмы выделения сигнала в sSNOM и состоят в демодуляции определённых гармоник спектра периодических модулирующих воздействий, комбинация этих воздействий сложна. В результате применение стандартных синхронных детекторов (lock-in) для создания измерительного прибора оказывается затруднительным. Однако цифровое выделение сигнала в потоке данных, собранных быстро измеряющим АЦП, достаточно просто и приводит к успеху.

В докладе рассмотрены принципы работы ASNOM (в частности, sSNOM), неидеальности компонентов, ограничивающие применение таких приборов. Среди прочего, на примере разных исследуемых объектов будет рассмотрен вопрос о том, можно ли считать зондирующую иглу невозмущающим зондом, или её следует считать точечным источником возбуждающего сигнала для двумерного объекта, либо же сила осциллятора иглы настолько велика, что для данного вида образцов поведение исследуемого объекта окажется безнадёжно искажено присутствием иглы.

Представлен обзор научных результатов, получаемых с помощью этой методики исследования поверхностей.

Акустоэлектрический эффект в наноразмерных структурах

В. В. Кашин*, В. В. Колесов

ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009
*vadim_kashin@mail.ru

Акустоэлектрический эффект (АЭЭ) – возникновение акустоэлектрического тока под действием пьезоактивной акустической волны без приложения внешней разности потенциалов. Коэффициент электромеханической связи для волны SH_0 в ниобате лития YX составляет ~ 30 %. Это значение выше, чем для поверхностной акустической волны (ПАВ) в ниобате лития 128YX (5,6 %) [1]. По этой причине акустоэлектрический ток для рассматриваемого случая значительно выше, чем для ПАВ. Использование акустической линии задержки на поперечно-горизонтальной акустической волне нулевого порядка (SH_0) ниобата лития позволяет область воздействия АЭЭ максимизировать. Пьезоактивная акустическая волна сопровождается собственным электрическим полем и приводит к смещению частиц поверхности среды вплоть до нанометров. Нами исследовалось влияние пьезоактивной акустической волны на вольт-амперные характеристики нанообъектов, расположенных в зоне её воздействия.

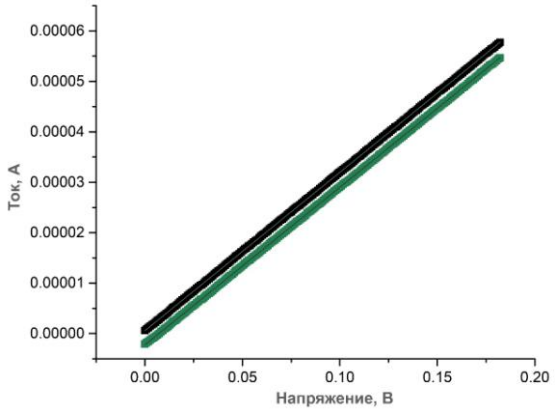


Рис. 1. ВАХ-нанопроволоки при отсутствии (*верхняя прямая*) и появлении (*нижняя прямая*) акустической волны в подложке

Анализ полученных результатов показал (рис. 1), что в нанопроволоке реализуется металлическая проводимость. Верхняя (чёрная) прямая на рисунке соответствует вольт-амперной характеристике (ВАХ) нанопроволоки при отсутствии акустической волны в подложке. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) нанопроволоки смещается вниз при появлении акустической волны в подложке – нижняя (зелёная) прямая – в силу возникновения дополнительного акустоэлектрического тока. Этот эффект связан с увлечением электронов проводимости в нанопроволоке электрическим полем акустической волны, распространяющейся вдоль нанопроволоки в пьезоэлектрической подложке. Из-за отрицательного заряда внутри нанопроволоки направление сгенерированного волной тока противоположно направлению распространения акустической волны. В эксперименте также наблюдалась зависимость акустоэлектрического тока от амплитуды возбуждаемой акустической волны: её увеличение приводит к росту величины акустоэлектрического тока.

Данный эффект может быть использован для разработки более чувствительных гибридных акусто-наносенсоров.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-29-00876.

1. V. Kolesov et al. // Nanotechnology. 2020. V. 31. P. 145205.

Влияние микроструктуры металлических электродов на их проводимость

Д. В. Корнюшин*, Е. И. Каменева, А. Д. Филиппов, А. А. Лизунова, В. И. Борисов, В. В. Иванов

МФТИ, Физтех, пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141700
*korniushin.d@mipt.ru

В настоящее время производство электронных устройств с помощью печатных методов привлекает всё больше внимания благодаря своей экономической эффективности. Аддитивные технологии позволяют создавать компоненты путём прямого нанесения функциональных материалов без дорогостоящих фотолитографических процессов. Особый интерес представляет метод сухой аэрозольной печати (САП), характеризующийся совмещением процессов синтеза наночастиц, их одновременного осаждения и лазерного спекания в одной зоне. Ключевые преимущества САП – отказ от химических соединений в чернилах и исключение стадий постобработки для получения однородных массивов наночастиц на подложке. В рамках данной работы исследовалась проводимость массивов наночастиц, осажденных в форме линий, в зависимости от параметров постобработки. Изучалось влияние двух её типов: термического спекания в муфельной печи и лазерной обработки, проводившейся одновременно с сфокусированным осаждением наночастиц (НЧ) серебра.

Массивы в форме линий формировали методом САП из НЧ Ag, синтезированных в импульсном газовом разряде [1]. С целью получения плотно упакованных массивов исходные агломераты наночастиц (средний размер ~200 нм) модифицировались в лазерном оптимизаторе [2] в наночастицы квазисферической формы (средний размер ~70 нм) под воздействием импульсного излучения с длиной волны 1064 нм.

Осаждение квазисферических наночастиц на предметное стекло проводилось в динамическом вакууме с одновременным облучением импульсным лазером (532 нм) и без него для дальнейшего спекания массивов в муфельной печи. Микроструктуру массивов анализировали на растровом электронном микроскопе (РЭМ) JEOL JSM-7001F, исследуя их поперечное сечение. На рис. 1, *a*, *b* представлены РЭМ-снимки массивов: исходного (неспечённого) и спечённого излучением с плотностью энергии ~83 мДж/см^2. На рис. 1, *c* представлена зависимость удельной проводимости полученных структур от типа постобработки с учётом плотности мощности лазерного излучения и температуры спекания в муфельной печи.

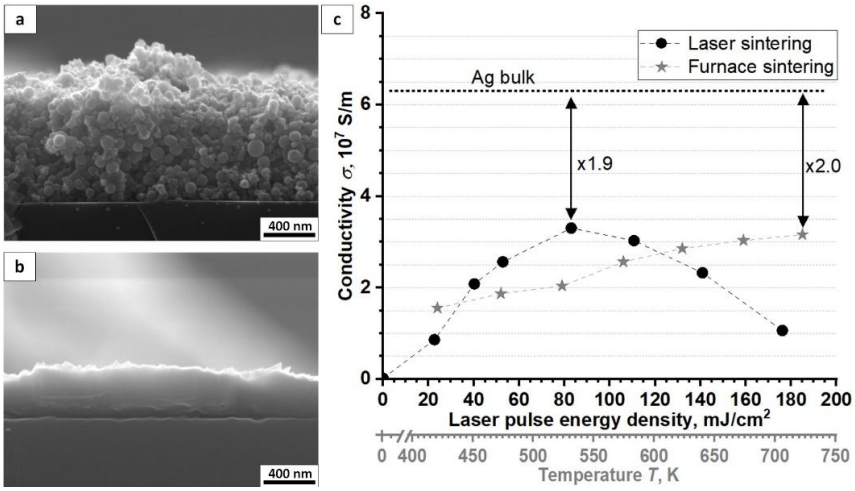


Рис. 1. РЭМ-снимки: *a* – неспечённого и спечённого лазерным излучением с плотностью энергии импульса ~83 мДж/см^2; *b* – массивов из квазисферических НЧ Ag; *c* – график зависимости проводимости массивов от плотности энергии импульса лазерного излучения и температуры спекания муфельной печи

Полученные результаты позволили выявить оптимальную плотность энергии импульса лазерного излучения (~83 мДж/см^2), при которой возможно получить высокопроводящие массивы из квазисферических НЧ Ag ($3{,}31\cdot10^7$ см/м). Также установлено, что с повышением температуры спекания наблюдается рост проводимости до уровня $3{,}16\cdot10^7$ см/м. Полученные данные свидетельствуют о том, что метод лазерного спекания является более эффективным способом повышения проводимости в сравнении с термическим спеканием.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках соглашения № 075-15-2024-560.

1. A. A. Efimov et al. // Nanomaterials. 2021. V. 11, no. 1. P. 234.
2. K. Khabarov et al. // Nanomaterials. 2021. V. 11, no. 10. P. 2701.

Самосборка циклических дипептидов фенилаланил-аланин и фенилаланил-лейцин под действием паров органических соединений

Е. О. Кудрявцева[1,2]*, А. С. Морозова[1,2], С. А. Зиганшина[1,2], М. А. Зиганшин[3,4], А. А. Бухараев[1,4], Н. И. Нургазизов[1]

[1]КФТИ им. Е. К. Завойского Федерального исследовательского центра «Казанский научный центр Российской академии наук», Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029
[2]Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук», ул. Лобачевского, 2/31, Казань, 420111
[3]Химический институт им. А. М. Бутлерова Казанского федерального университета, ул. Кремлёвская, 29/1, Казань, 420111
[4]Академия наук Республики Татарстан, ул. Баумана, 20, Казань, 420111
*elena.o.kudryavtseva@yandex.ru

Самосборка олигопептидов позволяет создавать нано- и микроструктуры с широким разнообразием геометрических форм, включая стержни, везикулы, ленты и др. Такие структуры находят широкое применение и в биомедицине, нанотехнологиях и материаловедении [1]. Особое внимание среди олигопептидов привлекают циклические дипептиды. По сравнению с линейными аналогами они обладают рядом преимуществ, включая структурную жёсткость, стабильность и повышенную способность к связыванию с молекулярными мишенями [2]. Несмотря на широкое применение материалов на основе самособирающихся олигопептидов, к настоящему времени всё ещё отсутствует всестороннее понимание процесса самосборки и методов управления этим процессом.

В данной работе методом атомно-силовой микроскопии исследована самосборка циклических дипептидов фенилаланил-аланин (цикло-FA) и фенилаланил-лейцин (цикло-FL) в тонких плёнках под действием паров органических соединений: воды, дихлорметана, ряда спиртов. Установлено, что в большинстве случаев образуются густо расположенные дендритные структуры, отличающиеся только размерами (рис. 1). При насыщении плёнки цикло-FA парами воды и дихлорметана диаметры структур заметно меньше, в отличие от структур, образованных при насыщении спиртами. Насыщение всеми растворителями, кроме воды, привело к образованию структур больших размеров по сравнению со структурами, которые были на изначальной плёнке, полученной методом центрифугирования. Насыщение плёнки цикло-FL парами указанных органических соединений также привело к образованию преимущественно дендритных структур, но в этом случае диаметры дендритов оставались приблизительно одинаковыми, а расстояние между ними было заметно больше по сравнению с цикло-FA. Полученные результаты могут быть использованы для оптимизации получения органических структур на основе циклических олигопептидов, что актуально для разработки новых биоматериалов с заданными свойствами.

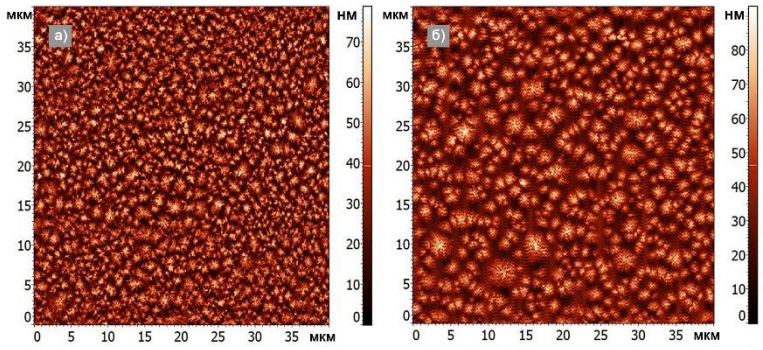


Рис. 1. АСМ-изображения плёнок после насыщения парами воды: *а* – циклоFA и *б* – циклоFL

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИЦ «КазНЦ РАН» (Е. О. Кудрявцева, А. С. Морозова, С. А. Зиганшина, А. А. Бухараев, Н. И. Нургазизов), а также программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета (М. А. Зиганшин).

АСМ-измерения выполнены на оборудовании Solver P47 Pro ЦКП-САЦ ФИЦ КазНЦ РАН.

1. L. Ge, H. Xu, X. Jiang, J. Yu // CCS Chemistry. 2024. V. 6. P. 69–90.
2. Á. Roxin, G. Zheng // Future Medicinal Chemistry. 2012. V. 4. P. 1601–1618.

Применение рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии для изучения фотоэлектрических и фотопроводящих эффектов, индуцированных лазерным излучением, на поверхности полупроводниковых соединений

Т. В. Кузнецова[1,2]

[1]Институт физики металлов им. М. Н. Михеева УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108
[2]Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002
kuznetsova@imp.uran.ru

Обсуждается новый метод характеристики фотоэлектрических и фотопроводящих эффектов на поверхности по изменению рентгеновских фотоэлектронных спектров (РФЭС), индуцированному лазерным излучением. Применимость метода продемонстрирована на большом количестве объектов и систем, включая гомо- и гетеропереходные материалы для солнечных элементов, металлические и полупроводниковые подложки и плёнки [1–5]. Регистрируя сдвиги энергии связи рентгеновских фотоэлектронных спектров, подвергая образцы различным оптическим и электрическим воздействиям (постоянный ток, электрические и оптические импульсы в широком диапазоне частот и длин волн), можно получить информацию о накоплении заряда на поверхности исследуемых структур. Рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия является мощным методом для характеристики электронной структуры поверхности с элементно-селективной чувствительностью. Фотоэлектронные спектры несут информацию об электронных состояниях различных атомов в пределах десятков нанометров под поверхностью, а также о локальных изменениях потенциала. Если заряд испускаемых электронов не компенсируется внешним потоком от источника электронов или непосредственно от подложки, локальные потенциалы могут изменяться из-за изменений локальной проводимости, что приводит к сохранению заряда. Ранее Коэн и др. [6] продемонстрировали, что сдвиги поверхностного потенциала под воздействием света наблюдались в спектрах РФЭС композитных полупроводниковых поверхностей. Было показано, что статические или квазистатические сдвиги фотоэмиссионных пиков могут быть связаны с фотовольтаическими и фотопроводящими свойствами. Лазерное излучение создает носители, которые экранируют положительный заряд дырки. Энергия остатка уменьшается, кинетическая энергия и, следовательно, энергия связи уменьшается, внутренние уровни сдвигаются в одну сторону. Металлический слой в слоистой гетероструктуре обеспечивает замыкание токовой цепи вместе с потоком электронов, создаваемых электронной пушкой. В плёнках на стеклянных подложках происходит компенсация заряда фотоэлектронов при обдуве электронным пучком, но наблюдается быстрая сверхатомная релаксация за время выхода фотоэлектрона (или она существенна). Более полное экранирование заряда дырки происходит на внутреннем уровне (металла), неполное (стекло) – при включенном лазере. Металлические слои обеспечивают быстрый перенос заряда на возбуждённый атом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-72-00067).

1. O. Ekiz et al. // ACS Nano. 2010. V. 4, no. 4. P. 1851–1860.
2. N. Johnson et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2016. 34. P. 031201.
3. D. N. Krishna et al. // Applied Surface Science Advances. 2022. V. 12. P. 100332.
4. F. Joucken et al. // Nano Lett. 2019. V. 19. P. 2682.
5. K. Wood // Nature Communications. 2018. V. 9. P. 2490.
6. H. Cohen et al. // J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom. 2010. V. 176. P. 24–34.

Фрактально-вероятностный метод исследования поверхностных морфологических характеристик полупроводниковых подложек GaAs и Si

В. Б. Куликов[1]*, А. Б. Куликов[1], В. П. Хранилов[1], П. А. Юнин[2]

[1]Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603950
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородской обл., 603087
*vb.kulikov@yandex.ru

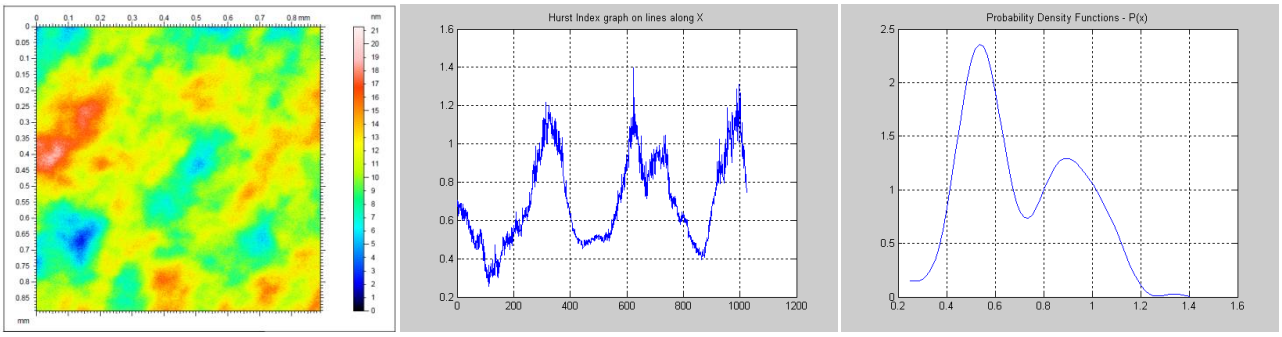
Предложен новый подход к разработке математической модели фрактально-стохастического уровня статистически случайных поверхностей полупроводниковых структур, обладающих фрактальными свойствами.

В основе предложенных методов фрактально-вероятностного анализа лежат впервые изученные авторами [1] особенности двумерной анизотропии топологических характеристик гибридных газоселективных мембран, поверхностей ряда металлов двумерных моделей – броуновских поверхностей с фрактальными характеристиками.

Исследования поверхностной морфологии полупроводниковых подложек из арсенида галлия и кремния опираются на верифицированный фрактальный подход: двумерный R/S-анализ (обобщение классического метода Г. Е. Хёрста) и метод идентификации законов распределения неровностей поверхности, основанного на решении обратных задач математической физики – уравнения Фредгольма первого рода [2]. Методы восстановления сложных полимодальных и двумерных законов распределения апробированы и описаны ранее [1].

Показано, что для полупроводниковых материалов, как и для пористых мембранных структур или поверхностей твёрдых тел, характерны фрактальные свойства в сочетании со стохастическими особенностями морфологий. Для карт поверхностей пластин GaAs и Si с наноразмерным масштабом параметров, измеренных с помощью интерферометра белого света Talysurf CCI 2000, вычислены векторы параметров Хёрста по обеим координатам, идентифицированы одномерные и двумерные полимодальные плотности распределения.

На основе предложенных методов стохастического и фрактального анализа верифицирована анизотропность морфологических характеристик поверхностей целого ряда полупроводниковых образцов. Например, для полированной пластины Si компоненты фрактальной размерности Хаусдорфа – Безиковича, вычисленные по формуле $\boldsymbol{D}_{x,y} = 3\text{-}M\{\boldsymbol{H}_{x,y}\}$, равны: $\boldsymbol{D}_x =$ 2,299, $\boldsymbol{D}_y =$ 2,238. Эти параметры можно использовать, в частности, для расчёта скоростей гетерогенных реакций взаимодействия частиц с фрактальной поверхностью в режиме газофазной эпитаксии. На рис. 1 показаны характеристики указанной Si-пластины для кадра размером 1024 × 1024 точек, с полем зрения 0,9 × 0,9 мм.



а *б* *в*

Рис. 1. Поверхность полированной Si пластины, 1024×1024 точек, размер кадра 0,9×0,9 мм (*а*); семейство показателей Хёрста (*б*) и его плотность распределения вдоль оси X (*в*)

Авторы полагают, что предложенный фрактально-стохастический метод будет востребован при исследовании особенностей обработки полупроводниковых подложек и формирования на них наноструктур при создании элементов рентгеновской оптики, росте полупроводниковых эпитаксиальных слоёв и осаждении тонких плёнок из газовой фазы.

Работа выполнена при поддержке научного гранта НГТУ по программе «Приоритет 2030».

1. В. Б. Куликов. Анализ фрактальных параметров поверхностных топологий микроструктур со стохастическими свойствами / В. Б. Куликов, А. Б. Куликов, В. П. Хранилов // Труды НГТУ им. Р. Е. Алексеева. 2024. № 4. С. 17–26.
2. А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин. Методы решения некорректных задач. М. : Наука, 1986. 288 с.

Создание оптических микроскопов высокого разрешения и оптических криостатов для микроскопии при помощи 3D-печати

А. Ю. Кунцевич[1]*, С. Г. Мартанов[1], В. А. Прудкогляд[1], А. А. Галиуллин[1], Г. А. Шмаков[2], И. М. Борисов[2]

[1]ФГБУ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп., 53, Москва, 119991
[2]НИУ «Высшая школа экономики», ул. Мясницкая, 20, Москва, 101000
*alexkun@lebedev.ru

Работа с объектами микронных и субмикронных размеров практически всегда предполагает использование оптической микроскопии. Исследователи регулярно сталкивались с необходимостью кастомизации оптических схем, например, добавления в схемы ввода лазерного луча, поляризационных элементов, пространственных или спектральных фильтров, манипуляторов, держателя криостата, сканирующего зонда и т. д. Решение таких задач на базе коммерческих микроскопов, как правило, дорого или трудоёмко, поскольку требует реверс-инжиниринга готовых приборов и металлообработки.

Мы демонстрируем возможность значительного снижения стоимости кастомизации и создания систем микроскопов при помощи 3D-печати: из пластика (PETG) печатается существенная часть деталей микроскопа (рис. 1). Оптические элементы и камера могут приобретаться на торговых площадках типа Aliexpress или могут быть взяты со старых микроскопов. Для нарезания резьбы оптических стандартов используются метчики и плашки, если резьба мелкая, или прямая печать, если резьба крупная (с шагом от 3 мм). Используется оптическая схема на бесконечность с тубусной линзой сокращённого фокусного расстояния (около 10 см). Светодиодное освещение может быть организовано как сверху (схема на отражение), так и снизу при помощи конденсорной линзы. С ахроматическим PLAN-объективом 50x/0,7 достигается субмикронное разрешение, а качество изображения сопоставимо с довольно дорогими коммерческими приборами. При этом стоимость компонентов микроскопа не превышает 30 тыс. руб. (по состоянию на ноябрь 2025 г., в основном из-за стоимости объектива).

Микроскоп может иметь различные лабораторные применения, в частности, он уже используется для сборки ван-дер-ваальсовых гетероструктур. Также прибор обладает образовательным функционалом по оптике, позволяя визуализирвать дифракцию и интерференцию [1], а также может быть использован в биологических исследованиях.

Вторым направлением применения 3D-печати является создание герметичной камеры с контролируемой температурой (криостата). Герметичность достигается покрытием внутренней поверхности камеры эпоксидной смолой. Возможен как азотный вариант, так и вариант с охлаждением Пельтье, требующий циркуляции антифриза (до –100 °C). Подобная камера позволяет проводить оптические исследования при помощи объективов с большими рабочими отрезками.

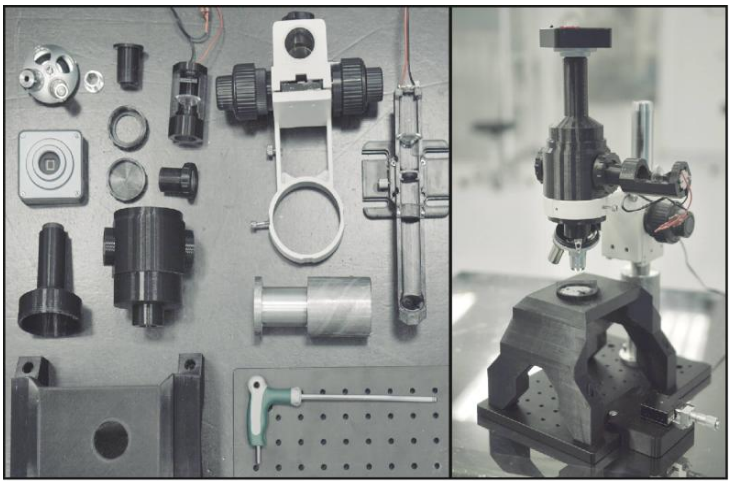


Рис. 1. Компоненты и внешний вид микроскопа

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-12-00340.

1. S. G. Martanov, V. A. Prudkoglyad, A. A. Galiullin, G. A. Shmakov and A. Yu. Kuntsevich // American Journal of Physics (accepted) 2025.

Рост и исследование свойств графена, полученного CVD-методом без переноса

И. И. Куркина*, П. В. Винокуров, Б. Р. Платонов, Д. В. Николаев

Северо-Восточный федеральный университет, ул. Белинского, 58, Якутск, 677000
*ii.kurkina@s-vfu.ru

Графен является критически важным материалом для электроники, фотоники и спинтроники следующего поколения. Он обладает высокой спиновой диффузионной длиной, которая теоретически может достигать десятков микрометров из-за малой спиновой релаксации, и временем жизни спинов около 1 мкс. Однако его широкое применение ограничивается необходимостью сложного и дефектообразующего процесса переноса с металлического катализатора на целевую диэлектрическую подложку.

Представленная работа посвящена разработке масштабируемого и пространственно-контролируемого метода прямого синтеза малослойного графена на диэлектрических подложках с использованием химического осаждения из газовой фазы (CVD) и тонких плёнок меди в качестве катализатора. Представленный подход исключает этап переноса, обеспечивая получение материала высокого качества.

Образцы малослойного графена были синтезированы на подложках SiO_2 с использованием тонких плёнок меди толщиной в несколько десятков нанометров. Установлено, что каталитический рост графена происходит как на верхней поверхности медной плёнки, так и на границе раздела медь – диэлектрическая подложка. Качество графена, выращенного на интерфейсе, подтверждено методом спектроскопии комбинационного рассеяния света, атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии. Механизм синтеза обусловлен усиленной диффузией атомов углерода через границы зёрен разжиженной тонкой медной плёнки. Применение наноструктурированных диэлектрических решёток позволяет пространственно контролировать осаждение графена.

Проведённые эксперименты подтверждают возможность прямого синтеза графена на диэлектрических подложках SiO_2 с использованием тонких плёнок меди в качестве катализатора. Данные рамановской спектроскопии и элементного анализа убедительно демонстрируют присутствие графена на подложке после удаления катализатора. Морфологические данные указывают на то, что полученный графеновый слой имеет определённую шероховатость и высоту, что является важным параметром для дальнейшего применения. Данное исследование предлагает масштабируемое и технологически простое решение для бесшовной интеграции графена в микро- и оптиэлектронные устройства и спинтронику, что имеет решающее значение для развития нанотехнологий.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-79-00065.

Исследование оптических свойств поверхности перовскита в сверхвысоковакуумном СТМ

Д. В. Лебедев[1,2,3]*, Н. А. Соломонов[1,3], Ф. М. Кочетков[1], А. А. Якубова[1], Д. В. Минев[1], А. О. Голубок[2], И. С. Мухин[1,3]

[1]СПбАУ РАН им. Ж. И. Алфёрова, ул. Хлопина, 8, к. 3, литер А, Санкт-Петербург, 194021
[2]ИАП РАН, Рижский просп., 26, Санкт-Петербург, 190103
[3]СПбПУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251
*denis.v.lebedev@gmail.com

Применение материалов с уникальными оптическими и электронными свойствами открывает новые возможности для разработки и исследования фотонных пассивных и активных компонентов. К такому классу материалов относятся галогенидные перовскиты, активно изучаемые в последнее десятилетие [1]. Перовскитные материалы находят применение во многих оптоэлектронных приложениях, включая светодиоды [2, 3], солнечные элементы [4], лазеры [5], фотодетекторы [6] и т. д. Во многом это обусловлено их уникальными свойствами: относительно высокой подвижностью носителей заряда, длиной свободного пробега, высоким поглощением и квантовым выходом фотолюминесценции, возможностью регулировки ширины запрещенной зоны в широком диапазоне путём варьирования состава [7].

Изобретение сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) в 1982 году [8] открыло новые экспериментальные возможности для исследования излучения из туннельного контакта. На данный момент существует большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвящённых тематике излучения оптического сигнала в СТМ. Функционал СТМ позволяет проводить как токовые, так и топографические измерения с использованием туннельного контакта. С помощью СТМ можно с субволновой точностью исследовать влияние наноструктур на эмиссию фотонов из туннельного контакта. При этом следует отметить, что, анализируя особенности на вольт-амперных характеристиках туннельного контакта, можно исследовать это явление без использования оптического оборудования [9].

Представленная работа посвящена синтезу и исследованию перовскитных наноструктур в сверхвысоковакуумном СТМ. В рамках работы предложен и экспериментально реализован новый универсальный метод синтеза упорядоченных наноструктур из галогенидного перовскита $CsPbBr_3$ с использованием техники наноимпринтинга. Подобраны режимы СТМ для картирования слабопроводящей поверхности перовскитных структур. Показано, что относительно стабильное изображение топографии можно получить при приложении существенных напряжений смещения (более 7 В). Кроме того, методом сканирующей туннельной спектроскопии исследованы электролюминесцентные свойства поверхности в зависимости от её состава и температуры образца. Оценены спектральные характеристи электролюминесценции, вызванной протеканием туннельного тока в системе.

Проведённое исследование демонстрирует значительный потенциал комбинации современных перовскитных материалов и методов сканирующей туннельной микроскопии для создания и изучения наноструктур с управляемыми оптико-электронными свойствами. Разработанный универсальный метод синтеза упорядоченных наноструктур $CsPbBr_3$ с использованием техники наноимпринтинга открывает новые возможности для контролируемого формирования перовскитных материалов в наномасштабе.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-19-00666.

1. P. Docampo, T. Bein. A Long-Term View on Perovskite Optoelectronics // Acc. Chem. Res. 2016. V. 49, no. 2. P. 339–346.
2. M. Lu et al. Ammonium Thiocyanate-Passivated CsPbI 3 Perovskite Nanocrystals for Efficient Red Light-Emitting Diodes // J. Phys. Chem. C. 2019. V. 123, no. 37. P. 22787–22792.
3. A. Fakharuddin et al. Perovskite light-emitting diodes // Nat. Electron. 2022. V. 5, no. 4. P. 203–216.
4. A. R. Yusoff bin M., M. K. Nazeeruddin. Low-Dimensional Perovskites: From Synthesis to Stability in Perovskite Solar Cells // Adv. Energy Mater. 2018. V. 8, no. 26.
5. Y. Shi et al. Ten Years of Perovskite Lasers // Adv. Mater. 2025. V. 37, no. 25.
6. M. Ahmadi, T. Wu, B. Hu. A Review on Organic–Inorganic Halide Perovskite Photodetectors: Device Engineering and Fundamental Physics // Adv. Mater. 2017. V. 29, no. 41.
7. S. D. Stranks et al. Electron-Hole Diffusion Lengths Exceeding 1 Micrometer in an Organometal Trihalide Perovskite Absorber // Science. 2013. V. 342, no. 6156. P. 341–344.
8. G. Binnig et al. Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49, no. 1. P. 57–61.
9. D. V. Lebedev et al. Indirect Detection of the Light Emission in the Local Tunnel Junction // Phys. status solidi – RRL 2020. V. 14, no. 3.

Полностью оптическая векторная магнитометрия на основе сверхтонких взаимодействий в спиновых центрах S = 3/2 в 4H-SiC

К. В. Лихачев[1]*, М. М. Логинова[2], Т. А. Шилов[1,3], М. В. Учаев[1], Ю. А. Успенская[1], Р. А. Бабунц[1], П. Г. Баранов[1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
[2]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, 5, лит. Ф, Санкт-Петербург, 197022
[3]Университет ИТМО, Кронверкский просп., 49, лит. А, Санкт-Петербург, 197101
*likhachevkv@mail.ioffe.ru

Современные задачи магнитометрии в микроэлектронике и биомедицине требуют создания методов, сочетающих высокую чувствительность, высокое пространственное разрешение и возможность работы в электропроводящих средах. Перспективным решением является использование парамагнитных центров в карбиде кремния, позволяющих реализовать полностью оптическую магнитометрию без применения микроволнового излучения [1].

В представленной работе развит метод полностью оптической векторной магнитометрии, основанный на спектроскопии антипересечений электронных и ядерных спиновых уровней (LAC) в аксиальных вакансионных центрах с S = 3/2 в основном состоянии в 4H-SiC [2] при комнатной температуре. Сверхтонкое взаимодействие электронного спина центра (S = 3/2) с ядерным спином изотопа кремния ^{29}Si, расположенного во второй координационной сфере относительно вакансии кремния [3], приводит к появлению дополнительных особенностей в спектре, чувствительных не только к величине внешнего магнитного поля, но и к его ориентации относительно кристаллографической оси *c*.

Экспериментально продемонстрирована (рис. 1) возможность измерения трёх компонент вектора магнитного поля с чувствительностью к продольной компоненте B_z лучше 0,1 мкТл/√Гц. Для определения полярного и азимутального углов разработана схема с использованием модифицирующих магнитных полей, сокращающая количество измерительных итераций. Чувствительность определения угловых параметров лучше 0,01 мТл/√Гц.

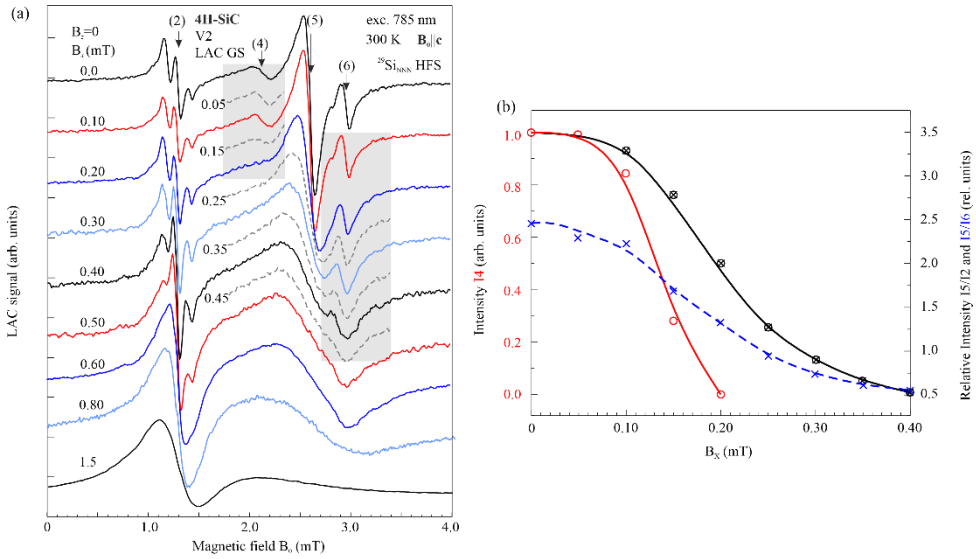


Рис. 1. Влияние внешнего магнитного поля на форму спектров LAC (*a*);
b – изменения интенсивностей *I* выбранных линий в спектрах LAC [области 2, 4, 5, 6 на (*a*)]

Предложенный метод открывает новые возможности для неинвазивной диагностики токов в интегральных схемах и для высокочувствительных измерений слабых магнитных полей в биологических объектах.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ FFUG-2024-0046).

1. D. Simin, F. Fuchs, H. Kraus et al. // Phys. Rev. Appl. 2015. V. 4. P. 014009.
2. D. Simin, V. A. Soltamov, A. V. Poshakinskiy et al. // Phys. Rev. X. 2016. V. 6. P. 031014.
3. К. В. Лихачев, И. П. Вейшторт, М. В. Учаев и др. // Письма в ЖЭТФ. 2024 Т. 119. С. 82–88.

Анализ влияния давления остаточных газов на характеристики автоэмиссионного диода с вакуумным нанозазором

Б. В. Лобанов*, Г. Д. Демин, А. И. Ковалец, И. Д. Евсиков, Н. А. Дюжев

Национальный исследовательский университет «МИЭТ», пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498
*bogdan.02.lobanov@gmail.com

Наблюдаемое за последнее десятилетие стремительное возрождение вакуумной наноэлектроники, связанное с появлением технологической возможности формирования наноразмерных зазоров между эмиттером и коллектором, открывает перспективы создания ТГц-автоэмиссионных устройств с квази-вакуумным (воздушным) каналом проводимости, функционирующих при рабочих напряжениях менее потенциала ионизации атмосферных газов и зазорах менее длины свободного пробега электрона при атмосферном давлении воздуха. В таких условиях ионизация молекул воздуха отсутствует, а рассеяние электронов пренебрежимо мало. Особенно привлекательной в этом отношении является разработка диодных и транзисторных структур с квази-вакуумным нанозазором, которые в силу отсутствия столкновений электронов в проводящем канале могут работать при атмосферном давлении и не требуют вакуумного корпусирования [1–3]. Данные устройства основаны на эффекте автоэлектронной эмиссии с наноразмерных поверхностей, где транспорт горячих электронов в вакуум позволяет достичь их высокого быстродействия (в ТГц-диапазоне) и стабильности работы в экстремальных условиях (высокие температуры, радиация). Несмотря на отмеченные выше перспективы вакуумной наноэлектроники, указанное направление преимущественно развивается за рубежом в ограниченном числе научных коллективов, хотя и является высоко востребованным ведущими международными компаниями с точки зрения создания новой элементной базы для космического применения.

В рамках развития данного направления с использованием технологии травления фокусированным ионным пучком нами был изготовлен тестовый автоэмиссионный диод с наноразмерным зазором на основе Ta (рис. 1, *а*). Проведена серия экспериментов по исследованию его вольт-амперных характеристик (ВАХ) в широком диапазоне давлений окружающей газовой среды. Целью работы была экспериментальная проверка работоспособности диода при вариации давления остаточных газов, влияющих на транспорт электронов через зазор.

Измерения ВАХ проводились при фиксированном нанометровом зазоре (~281 нм) при последовательном изменении давления от уровня высокого вакуума до атмосферного. Полученные ВАХ, изображенные на рис. 1, *б*, показали, что при давлениях, превышающих 1 мбар, наблюдается быстрый спад тока, что связано с рассеянием части электронов, участвующих в транспорте, на молекулах газа в нанозазоре.

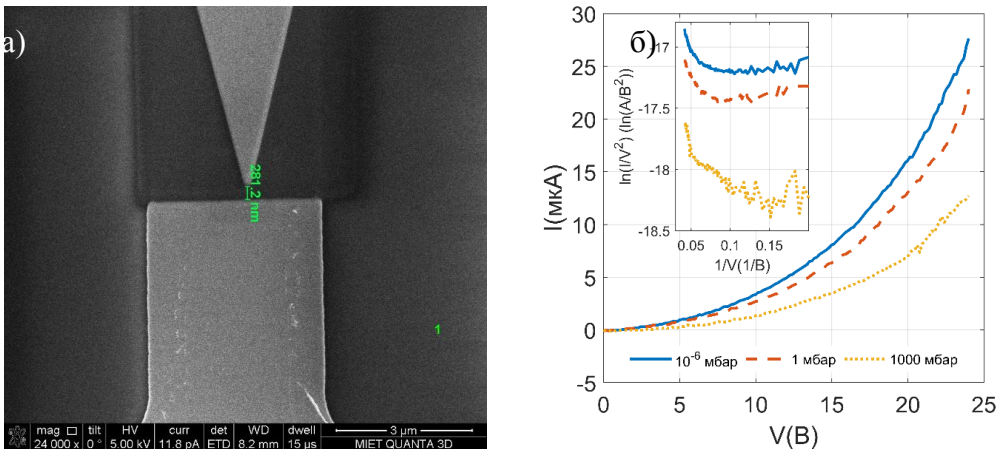


Рис. 1. РЭМ-изображение вакуумного диода на основе Ta (*а*); ВАХ вакуумного диода в зависимости от внешнего давления в линейных координатах и координатах Фаулера – Нордгейма (*б*)

Работа выполнена в рамках государственного задания 2024–2026 гг. (соглашение FSMR-2024-0004).

1. N. Hernandez, M. Cahay et al. // Journal of Applied Physics. 2024. V. 135. P. 204305.
2. A. G. Kolosko, G. D. Demin et al. // Sensors and Actuators A: Physical. 2025. V. 386. P. 116356.
3. G. D. Demin, I. D. Evsikov, B. V. Lobanov and N. A. Djuzhev // Journal of Vacuum Science & Technology B. 2025. V. 43. P. 023205.

Определение толщин слоёв ультратонких плёнок с субнанометровой точностью

О. И. Лубенченко, А. В. Лубенченко, Д. А. Иванов, Д. С. Лукьянцев, И. В. Иванова, П. В. Лобанов

ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», ул. Красноказарменная, 14, Москва, 111250
*IvanovaOII@mpei.ru

Измерение толщин ультратонких плёнок является одной из важнейших задач метрологии при изготовлении полупроводниковых приборов. В работе [1] проанализированы различные аналитические методы измерения толщин ультратонких плёнок: спектроскопическая эллипсометрия, просвечивающая электронная микроскопия, спектроскопия резерфордовского обратного рассеяния, рентгеновская рефлектометрия, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия. Среди этих методов рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС), являясь методом химического анализа, идеально подходит для измерения толщин в нанометровом диапазоне, так как позволяет определять толщину по количеству химического вещества в плёнке.

Для определения толщин ультратонких многослойных плёнок создана модель слоисто-неоднородной мишени. Модель состоит из нескольких плоскопараллельных однородных слоёв толщиной порядка нанометра, нанесённых на полубесконечную подложку. В этой модели горизонтальные неоднородности (островки, межслоевые шероховатости, включения и т. п.) усредняются по слою, эффективная толщина которого может быть меньше толщины монослоя (< 0,5 нм). Каждый слой в многослойной мишени может быть многокомпонентным. Относительная концентрация компоненты (связанного элемента) в слое рассчитывается по парциальным интенсивностям спектральных линий компонент, определённых после процедуры разложения фотоэлектронной линии на составляющие пики. Толщины слоёв d_i рассчитываются по формуле

$$d_i = \lambda_i R_i \cos\theta \ln\left(1 + I_i \Big/ \left(n_i \omega_i \lambda_i R_i\right) \Big/ \sum_{j=0}^{i-1} I_j \Big/ \left(n_j \omega_j \lambda_j R_j\right)\right). \quad (1)$$

Здесь I_i – интенсивность фазовой спектральной линии в i-м слое, n_i – концентрация атомов в i-м слое, ω_i – дифференциальное сечение рождения фотоэлектрона, θ – угол между нормалью к поверхности мишени и направлением на энергоанализатор, λ_i – средняя длина свободного пробега электрона между двумя последовательными актами неупругого рассеяния, R_i – коэффициент, учитывающий многократное упругое рассеяние электронов. В работе А. Яблонского [2] показано, что необходимо вводить разные коэффициенты R для фотоэлектрона, движущегося в тонком слое и в полубесконечной среде. В нашей работе расчёт коэффициентов R проводился методом Монте-Карло (МК).

Для оценки влияния эффекта многократного упругого рассеяния электронов на результаты расчёта толщин плёнок по формуле (1) был проведён компьютерный эксперимент (МК-моделирование), в котором для плёнки SiO_2 на кремниевой подложке с различными толщинами d_{true} получены интенсивности фазовых спектральных линий в слое и подложке. На основе этих интенсивностей по формуле (1) рассчитаны толщины d_{calc}. На рис. 1 показаны зависимости отклонения расчётных значений от истинных значений толщин плёнки. Сплошной линией показаны результаты с использованием коэффициентов R, рассчитанных методом МК, штрихпунктирной линией – коэффициентов по формулам работы [2], штриховой линией – при $R = 1$. Использованный нами метод расчёта коэффициентов R позволяет уменьшать погрешность расчёта толщин слоёв ультратонких плёнок до значений менее 1 %.

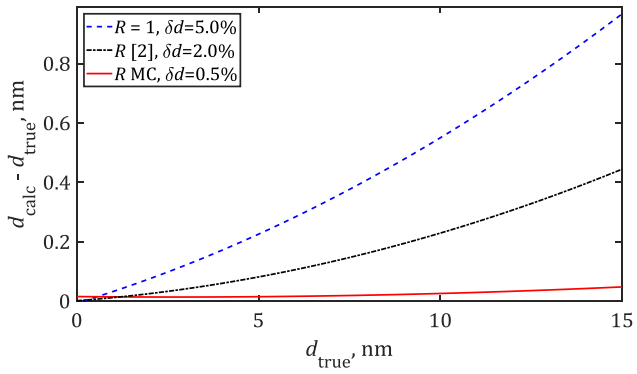


Рис. 1. Зависимость отклонения расчётного значения толщины плёнки от истинного значения толщины

1. M. P. Seah et al. // Surf. Interface Anal. 2004. V. 36.9. P. 1269–1303.
2. A. Jablonski // Surf. Sci. 2019. V. 688. P. 14–24.

Об измерении локального поверхностного заряда диэлектриков в электролите с помощью СМИП

С. Ю. Лукашенко*, О. М. Горбенко, М. Л. Фельштын, И. Д. Сапожников, С. В. Пичахчи, А. О. Голубок

Институт аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Санкт-Петербург, 198095
*lukashenko13@mail.ru

Сканирующая микроскопия ионной проводимости (СМИП) является одним из основных инструментов нанодиагностики в области клеточной биологии и медицины. Например, в СМИП реализована концепция так называемого «умного» метода пэтч-кламп [1], позволяющего не только визуализировать клеточную мембрану, но и определять местоположение ионных каналов на её поверхности, а также изучать их функциональную активность. Суть метода СМИП состоит в измерении ионного тока, протекающего через отверстие (наноапертуру), расположенное на вершине стеклянной нанопипетки (НП), приближенной к исследуемой поверхности образца в чашке с электролитом. Ионный ток измеряется при помощи хлорсеребряных электродов, расположенных внутри НП и в чашке с раствором электролита. В СМИП используется следящая система, поддерживающая заданный уровень ионного тока ~1 нА (и величину зазора ~50 нм), настроенная на монотонно убывающую зависимость ионного тока от расстояния до образца.

Однако при работе в СМИП с диэлектрическими объектами, имеющими поверхностный заряд с плотностью $\geq |30$ мКл/м$^2|$, зависимость ионного тока от величины зазора сначала монотонно увеличивается, достигает пикового значения и только затем убывает. Мы называем это явление пик-эффектом. Оно может дестабилизировать работу следящей системы СМИП и приводить к возникновению генераций и шумов, искажающих измерения.

Ранее в работе [2] обсуждалась природа возникновения пика на кривой подвода. В рамках модели Пуассона – Нернста – Планка – Навье – Стокса (П-НП-НС) было показано, что амплитуда пика обусловлена поверхностным зарядом на образце в условиях конфайнмента водной среды в наноканалах шириной менее 20 нм.

В данной работе проведено систематическое исследование пик-эффекта на кривой подвода СМИП для различных диэлектрических образцов, имеющих разную величину и знак поверхностного заряда. Исследовались диэлектрики различной природы с различной степенью функционализации поверхности: ПММА, акрил, полипропилен, полиэтилен, оксид алюминия. Путём сравнения экспериментальных кривых подвода с теоретическими кривыми, рассчитанными по системе уравнений П-НП-НС, определены плотности поверхностного заряда для исследованных диэлектриков. Получено удовлетворительное согласие с известными данными.

Результаты исследования представляют интерес для разработки методики картирования локального заряда методом СМИП.

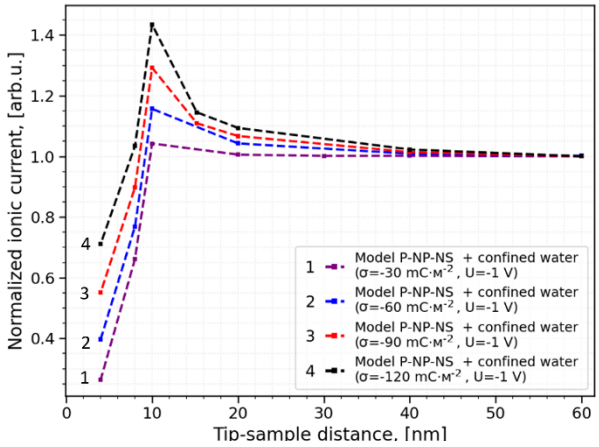


Рис. 1. Теоретические кривые подвода I(z) при отрицательном напряжении смещения U = –1 В на электроде, расположенном в НП, полученные для различных плотностей поверхностных зарядов образца

1. M. Miragoli, A. Moshkov, P. Novak, A. Shevchuk, V. O. Nikolaev, I. El-Hamamsy, C. M. F. Potter, P. Wright, S. H. S. A. Kadir, A. R. Lyon, J. A. Mitchell, A. H. Chester, D. Klenerman, M. J. Lab, Y. E. Korchev, S. E. Harding, J. Gorelik. Scanning ion conductance microscopy: a convergent high-resolution technology for multi-parametric analysis of living cardiovascular cells // J. R. Soc. Interface. 2011. V. 8. P. 913–925.

2. S. Yu. Lukashenko, O. M. Gorbenko, M. L. Felshtyn, I. D. Sapozhnikov, V. P. Stepan, M. V. Zhukov, A. O. Golubok. Effect of Nanoscale Water Media Confinement on the Approach Curve in SICM // Nanosystems: Phys. Chem. Math. 2025. V. 16(6). P. 607–612.

Одиночные нанокристаллы диоксида ванадия, полученные с помощью окислительной сканирующей зондовой литографии

Н. Д. Манцуров[1*], А. И. Комонов[1], Б. В. Волошин[1], В. А. Селезнев[1], В. Н. Кичай[2], Л. В. Яковкина[2], С. В. Мутилин[1]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Институт неорганической химии им. А. В. Николаева СО РАН, просп. Ак. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090
*nikman@isp.nsc.ru

Увеличение скорости обработки данных в современной микроэлектронике сдерживается фундаментальными ограничениями кремниевой технологии. По мере уменьшения размеров транзисторов и увеличения их плотности на кристалле непропорционально растут энергозатраты и рассеиваемая мощность, что делает актуальным поиск альтернативных материалов и методов. В этой связи перспективной выглядит оксидная электроника, обладающая богатым набором функциональных свойств. Среди материалов диоксид ванадия (VO_2), демонстрирующий резкий обратимый фазовый переход полупроводник-металл вблизи комнатной температуры (68 °C). Наличие обратимого сверхбыстрого (26 фс) перехода делает VO_2 идеальным кандидатом для активных переключающих элементов нового поколения. Ключевым условием для практической реализации таких переключающих элементов является создание стабильных и воспроизводимых наноструктур VO_2. Наиболее устойчивыми к многократным фазовым переходам являются одиночные нанокристаллы VO_2 [1]. Однако их создание является нетривиальной задачей, так как классические подходы наноструктурирования «сверху вниз» требуют применения агрессивных химических веществ, что может привести к деградации свойств VO_2. Перспективным методом наноструктурирования VO_2 является окислительная сканирующая зондовая литография (о-СЗЛ) с использованием атомно-силовой микроскопии (АСМ). Этот метод позволяет создавать оксидные наноструктуры с разрешением менее 10 нм с помощью окислительной реакции, происходящей между вершиной АСМ-зонда и поверхностью структуры. Такой подход исключает использование агрессивной химии при наноструктурировании, а использование синтеза аморфных пленок VO_2 методом атомно-слоевого осаждения (АСО) в комбинации с методом о-СЗЛ открывает новые возможности для создания наноструктур с уникальными физическими характеристиками [2].

В данной работе описывается разработанная нами методика контролируемого формирования одиночных нанокристаллов VO_2 заданного размера в строго определённых областях подложки. Методика включает несколько этапов: синтез аморфной пленки VO_2 методом АСО, о-СЗЛ с последующим удалением окисленных до V_2O_5 участков в воде и температурный отжиг. Отметим, что использовался метод растровой о-СЗЛ, позволяющий с хорошей точностью произвести о-СЗЛ площадью более 100 мкм^2. Типичная морфология сформированных наноостровков аморфного VO_2 приведена на рис. 1, *а*. В данной работе варьировались латеральные размеры наноостровков (L) от 50 до 200 нм. Показано, что последующие отжиги таких структур приводят к формированию как кристаллических кластеров, так и одиночных нанокристаллов VO_2, в зависимости от размеров исходных островков. В результате данной работы впервые показано, что с помощью окислительной зондовой литографии были сформированы одиночные нанокристаллы VO_2 с латеральными размерами до 60 нм и высотой до 10 нм (рис. 1, *б*, *в*). Представленная методика высокоточного формирования одиночных нанокристаллов VO_2 является перспективной для создания устройств наноэлектроники и фотоники.

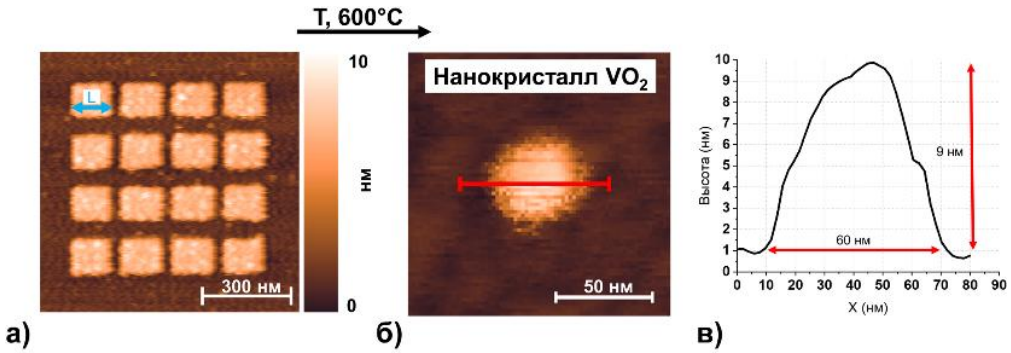


Рис. 1. Наноструктурирование с помощью растровой о-СЗЛ; *а* – 16 островков аморфного VO_2; *б* – АСМ-изображение сформированного нанокристалла; *в* – профиль нанокристалла вдоль красной линии на рисунке (*б*)

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

1. S. V. Mutilin et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 113. P. 043101.
2. A. I. Komonov et al. // Applied Surface Science. 2024. T. 658. C. 159869.

Сканирующая зондовая микроскопия систем с сильной электронной корреляцией: (La, Ce)Co_2P_2, (Pb, Sn)Bi_2Te_4

А. А. Минаев[1,2]*, Е. В. Понамарев[2], М. А. Наумов[1,2], А. С. Фролов[2,3], В. С. Столяров[1,2]

[1]Всероссийский НИИ автоматики им. Н. Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 127055
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[3]Химический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 3, Москва, 119991
*minaev.aa@phystech.su

В последние годы повышенный интерес вызывают сильно коррелированные 4f-соединения и топологические изоляторы, где поверхностные эффекты остаются малоисследованными. Методы СТМ/СТС позволяют изучать локальную электронную структуру с атомарным разрешением, что даёт возможность выявить поверхностный эффект Кондо [1] и сверхпроводящие свойства материалов [2].

Для $CeCo_2P_2$ обнаружены три типа поверхностных окончаний: фосфорная терминация и две реконструированные цериевые – магнитная и немагнитная. Спектры плотности состояний (dI/dV) на Ce-терминациях демонстрируют температурно-зависимую щель вблизи уровня Ферми (рис. 1, *а*), глубина которой уменьшается с ростом температуры и полностью подавляется при T = 77 K, что указывает на проявление поверхностного эффекта Кондо. В $LaCo_2P_2$ выявлены аналогичные типы террас: реконструированная решётка La, квадратная P-решётка и неструктурированная La-поверхность. Поскольку атомы La не имеют электронов на 4f-оболочке, эффект Кондо в этом соединении не наблюдается. Для каждого типа поверхности характерны свои дефекты (вакансии, адатомы) и уникальное поведение спектров плотности состояний, что позволяет однозначно идентифицировать тип поверхности.

В слоистых топологических изоляторах (Pb, Sn)Bi_2Te_4 легирование индием индуцирует сверхпроводимость, потенциально реализующую майорановские моды. Для $Pb_{0.3}In_{0.7}Bi_2Te_4$ исследования методом СТМ при 4,2 K показали гексагональную решётку (a = 0,41 нм) с различными дефектами, некоторые из которых обусловлены неоднородностями в подповерхностном слое. Измерения дифференциальной проводимости dI/dV показали наличие сверхпроводящей щели вблизи уровня Ферми (рис. 1, *б*), величина которой уменьшалась с ростом температуры и исчезала при T ≈ 1,4 K, что указывает на переход в нормальное состояние. Параметры щели были аппроксимированы моделями Дайнса и Маки, что позволило определить температуру перехода T_c = 1,44 K, которая оказалась меньше объёмного значения Tc ≈ 2,3 K, полученного из транспортных измерений. Величина сверхпроводящей щели составила Δ_0 = 340 мкэВ, а отношение $2\Delta_0/k_BT_c$ = 5,34 превышает значение, предсказываемое БКШ-теорией, что согласуется с результатами для $In_xSn_{1-x}Bi_2Te_4$. При приложении магнитного поля (0,05–1,0 Тл) наблюдается решётка вихрей Абрикосова (рис. 1, *в*), период которой уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из магнитного поля, что соответствует теоретическим предсказаниям, а размер кора – как $H^{-0.25}$, что может указывать на многозонный характер сверхпроводимости. В спектрах dI/dV не обнаружено явных признаков присутствия нескольких сверхпроводящих щелей, что объясняется поверхностной чувствительностью СТС.

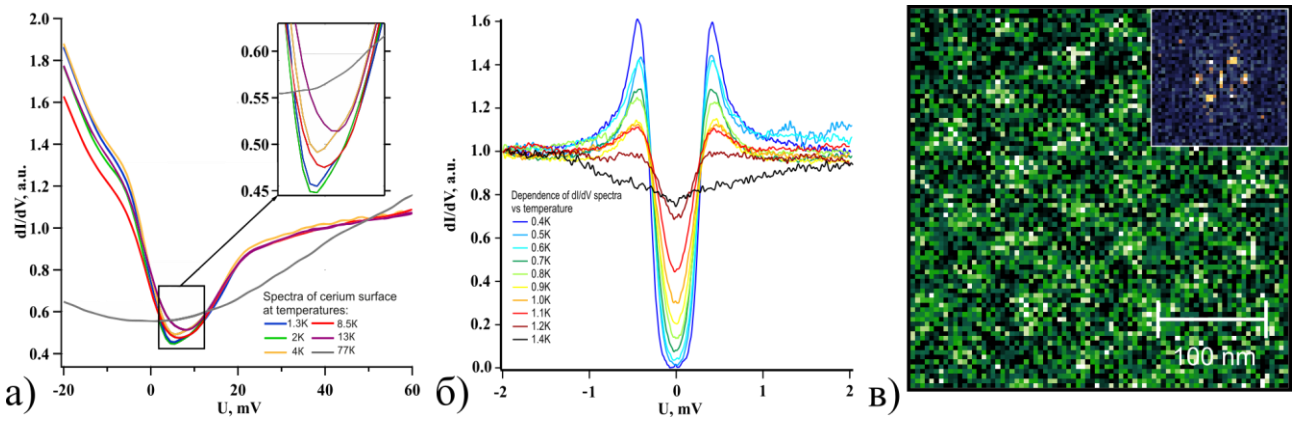


Рис. 1. Температурная эволюция: *а* – щели Кондо в $CeCo_2P_2$; *б* – сверхпроводящей щели в $Pb_{0.3}In_{0.7}Bi_2Te_4$; *в* – вихри Абрикосова, наблюдаемые на СТС карте $Pb_{0.3}In_{0.7}Bi_2Te_4$ при магнитном поле 0,6 Тл

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10074-П.

1. G. Poelchen et al. Interlayer Coupling of a Two-Dimensional Kondo Lattice with a Ferromagnetic Surface in the Antiferromagnet CeCo2P2 // ACS Nano. 2022. V. 16(3). P. 3573–3581.
2. X. Xu et al. Superconductivity in electron-doped PbBi2Te4 // Physical Review B. 2023. V. 108(5). P. 054525.

Послойный химический фазовый анализ металл-оксидных ультратонких плёнок

О. Н. Павлов*, А. В. Лубенченко, О. И. Лубенченко, Д. С. Лукьянцев, М. А. Андреев

[1]ФГБОУ ВО «НИУ «МЭИ», ул. Красноказарменная, 17, Москва, 111250
*PavlovON@mpei.ru

Многослойные окисленные металлические тонкие и ультратонкие плёнки находят широкое применение в современных устройствах благодаря высокому разнообразию их физико-химических свойств, варьирующихся в широких пределах. Плёнки на основе оксидов металлов имеют развитую фазовую диаграмму, многообразие кристаллических структур и дефектов, а также возможность точного управления их физическими и химическими свойствами через изменение состава и структуры.

В работе исследованы различные ультратонкие металл-оксидные плёнки ниобия, отличающиеся по типу подложки, воздействию ионных пучков. Ультратонкие плёнки ниобия создавались при помощи магнетронных напылительных установок (AJA International Inc.). Впоследствии плёнки были подвергнуты атмосферному окислению. Послойный анализ ультратонких плёнок проведён методом неразрушающего количественного послойного химического и фазового анализа на основе рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) [1].

На рис. 1 приведён результат фазового анализа окисленного слоя пластины ниобия. Закрашенные области показывают парциальные пики, соответствующие различным фазам ниобия.

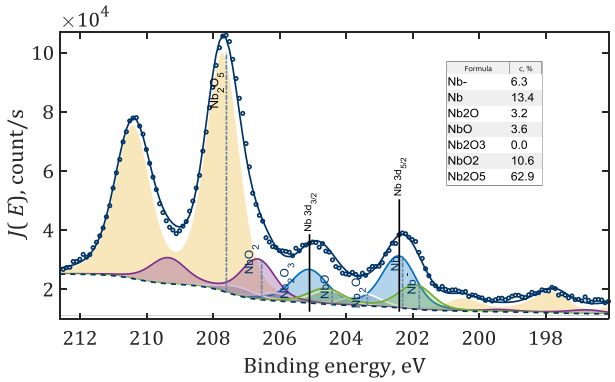


Рис. 1. РФЭС-спектр линии Nb 3*d* для ниобиевой пластины

В таблице 1 представлены результаты послойного анализа ультратонких окисленных плёнок на подложке SiO_2/Si и окисленной ниобиевой пластины.

Таблица 1

Послойный химический фазовый состав металл-оксидных ультратонких плёнок

Слои	Nb(10 нм)/SiO_2/Si		Nb(50 нм) /SiO_2/Si		Nb пластина	
	Толщина слоёв, нм	Формула	Толщина слоёв, нм	Формула	Толщина слоёв, нм	Формула
4	5,0 ± 0,4	Nb_2O_5	7,7 ± 0,4	Nb_2O_5	4,5 ± 0,4	Nb_2O_5
3	2,44 ± 0,29	0,34 Nb_2O 0,30 NbO 0,18 Nb_2O_3 0,18 NbO_2	1,65 ± 0,23	0,32 Nb_2O 0,27 NbO 0,17 Nb_2O_3 0,24 NbO_2	1,82 ± 0,26	0,18 Nb_2O 0,21 NbO 0,0 Nb_2O_3 0,61 NbO_2
2	1,57 ± 0,21	Nb^+	0,89 ± 0,15	Nb^+	0,67 ± 0,12	Nb^+
1	не определено	Nb	не определено	Nb	не определено	Nb
0	SiO_2/Si		SiO_2/Si		–	–

На всех плёнках суммарная толщина оксидных слоёв примерно одинакова. Однако структура самой оксидной плёнки у всех мишеней разная. Толщина слоя высшего оксида увеличивается с ростом толщины плёнки. Кроме того, интерфейсный слой изменённой фазы ниобия Nb^+ с ростом толщины плёнки уменьшается. Это говорит о том, что исходная толщина плёнки существенно влияет на окисление плёнки. При напылении плёнки на подложку образуется интерфейсный слой, препятствующий проникновению кислорода вглубь плёнки. Чем больше толщина плёнки, тем меньше влияние этого слоя на окисление.

1. А. В. Лубенченко и др. // Журнал технической физики. 2024. Т. 94, № 8. С. 1229–1239.

Нетипичное воздействие фокусированного пучка ионов галлия на подложку сапфира – формирование выпуклых рельефных структур в процессе резки

Е. А. Архипова, А. В. Боряков, М. В. Зорина, Д. В. Мастеров, С. А. Павлов*, А. Е. Парафин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*pavlov@ipmras.ru

Изучение процесса взаимодействия ионного пучка с поверхностью твердого тела продолжает оставаться актуальным для решения различных научных задач. В настоящей работе рассмотрено формирование рельефной структуры на сапфире с подслоями оксида церия при выполнении типовой операции резки Ga FIB по линии.

Работа проводилась на образцах трех типов: сапфир (r-срез), на поверхность которого напылен подслой эпитаксиального оксида церия толщиной 50 нм, сапфир (r-срез) с напыленным ультратонким (3 нм) подслоем эпитаксиального оксида церия и сапфир (r-срез) без подслоя. На образцы был напылен ванадий толщиной 40 нм для обеспечения стока заряда в процессе воздействия фокусированного ионного пучка. В местах проведения резов в слое ванадия были вскрыты окна размером 10×10 мкм. Обработка поверхности Ga FIB проводилась с энергией ионов 30 кэВ и различными дозами. Диаметр пучка составлял ~5–7 нм. Результаты воздействия Ga FIB на образцы контролировались на атомно-силовом микроскопе Ntegra Prima.

На образцах первого типа в результате обработки Ga FIB ожидаемо образуются каналы [1]. В противоположность этому на образцах второго и третьего типов в том же режиме обработки на месте ожидаемых каналов образуются выпуклости – «холмы». На рис. 1, рис. 2 и в табл. 1 представлены результаты обработки Ga FIB образца второго типа.

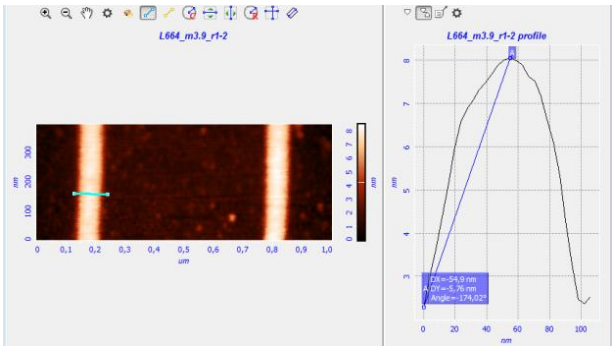


Рис. 1. D = 64D0

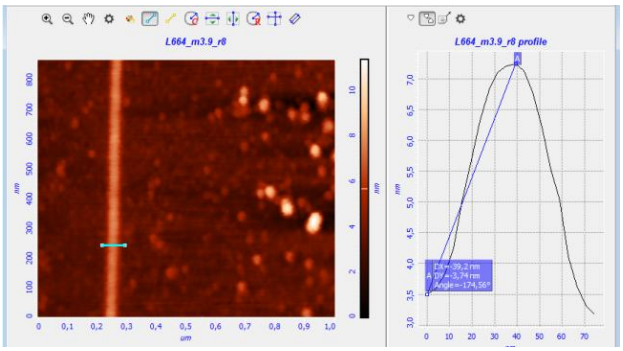


Рис. 2. D = 2D0

Таблица 1

Высота холма и ширина холма на полувысоте
в зависимости от дозы облучения (D0 = 52 иона/нм)

D/D0	Высота (нм)	Ширина (нм)
64	6,1	79
48	6,1	73
32	6,2	69
16	6,1	61
12	5,9	59
8	5,4	52
4	5,0	40
2	3,8	34

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-29-00824.

1. Е. А. Архипова, А. В. Боряков, М. В. Зорина, Д. В. Мастеров, С. А. Павлов, А. Е. Парафин // Труды XXIX Международного симпозиума 10–14 марта 2025 г., Нижний Новгород. С. 72.

.

Взаимодействие PH_3 с адсорбированными молекулами воды на поверхности Si(100)

Т. В. Павлова*, В. М. Шевлюга

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, 38, Москва, 119991
*pavlova@kapella.gpi.ru

Для создания приборов атомного масштаба, активная область которых состоит из одиночных примесей, требуется легирование кремния с атомной точностью. Для расстановки примесей с атомной точностью на поверхности Si(100) необходимо понимать, как происходит взаимодействие атомов фосфора с поверхностью на всех этапах реакции. Ранее было изучено взаимодействие фосфина как основного газа, используемого для легирования кремния, с поверхностью Si(100) [1]. Ключевым отличием нашей работы явилось то, что удалось проследить за одним и тем же атомом фосфора до и после нагрева. В настоящей работе изучена реакция обмена фосфора с атомом кремния на поверхности после полной диссоциативной адсорбции молекулы PBr_3, используемой в качестве источника фосфора. Дополнительно на поверхности присутствовали молекулы воды, которые являются распространенным дефектом. Одновременное присутствие на поверхности фрагментов молекул PBr_3 и H_2O позволило изучить их совместное влияние друг на друга.

Эксперименты проведены в сверхвысоковакуумной установке с использованием сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) при температуре 77 К и 300 К. Для более детального понимания экспериментальных результатов проведены расчеты адсорбционных структур и активационных барьеров на основе теории функционала плотности (ТФП).

На поверхность Si(100) были адсорбированы молекулы PBr_3, которые, согласно предыдущей работе [2], полностью диссоциируют. Сканирование поверхности при 77 К и 300 К позволило изучить диффузию фосфора при различных температурах. Диффузия фосфора оказалась существенно ограничена расположенными рядом атомами брома [3]. В случае свободного перемещения фосфора по поверхности вдали от атомов брома, атомы фосфора предпочитали положения рядом с окисленным кремниевым димером, Si-O-Si, образованным при диссоциации молекулы воды.

Для внедрения фосфора в кремний после записи СТМ-изображений проводился нагрев образца до 400 градусов непосредственно в СТМ-камере. Благодаря нагреву образца в камере СТМ удавалось найти то же самое место на поверхности и записать его СТМ-изображения. Сопоставление СТМ-изображений до и после нагрева позволило увидеть превращения фрагментов молекул PBr_3 и H_2O в результате нагрева. В частности, однозначно определено место встраивания фосфора в поверхность кремния в качестве примеси замещения. В большинстве случаев встраивание происходило без диффузии фосфора. Фосфор замещал близлежащий атом кремния и формировал комплекс с атомом брома, находящимся над атомом кремния гетеродимера P-Si. Оставшиеся от молекулы PBr_3 два атома брома диффундировали по поверхности парой, в том числе создавая выгодные комплексы с фрагментами молекулы воды. Таким образом, при низкой концентрации фрагментов молекул PBr_3 и H_2O, т. е. когда они находятся вдали друг от друга, нет влияния воды на встраивание фосфора. Тем не менее окисленный димер кремния является предпочтительным местом адсорбции фосфора на Si(100). Полученные результаты дают понимание о диффузии и встраивании фосфора в кремний, в том числе при наличии такого распространенного дефекта, как адсорбированная молекула воды, и полезны для разработки метода точного внедрения фосфора в кремний.

1. O. Warschkow, N. J. Curson, S. R. Schofield, N. A. Marks et al. // J. Chem. Phys. 2016. V. 144. P. 014705.
2. V. M. Shevlyuga, Yu. A. Vorontsova, T. V. Pavlova // J. Phys. Chem. C 2023. V. 127. P. 8978.
3. T. V. Pavlova and V. M. Shevlyuga // Phys. Chem. Chem. Phys. 2025. V. 27. P. 23421–23427.

Пьезорезонансный камертонный датчик силового сканирующего микроскопа: модель и эксперимент

С. В. Пичахчи[1,2]*, М. Л. Фельштын[1], И. Д. Сапожников[1], С. Ю. Лукашенко[1], О. М. Горбенко[1], А. О. Голубок[1,2]

[1]Институт аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, Санкт-Петербург, 198095
[2]Академический университет им. Ж. И. Алферова, ул. Хлопина, 8, корп. 3, литер А, Санкт-Петербург, 194021
*pichakhchi.s@yandex.ru

Одна из основных проблем сканирующей силовой микроскопии (ССМ) – большое время, необходимое для получения изображения. В полуконтактной измерительной моде ССМ измеряется амплитуда или резонансная частота колебаний зондового датчика, изменяющиеся в процессе кратковременного силового взаимодействия зонда с поверхностью образца. Очевидно, что чем выше частота резонансных колебаний датчика, тем меньше время измерения в каждой точке кадра, и тем быстрее получается общее изображение. В работе [1] предложен пьезорезонансный зондовый датчик на основе пьезотрубки с W-иглой. Преимуществом такого датчика является возможность, в отличие от стандартного Si-кантилевера, многократно заменять W-иглу. В работе [2] рассмотрен датчик в виде камертона, составленного из двух пьезотрубок (рис. 1, *а*). Недостатком пьезорезонансных датчиков, использующих пьезотрубки, является относительно низкая (~8 кГц) резонансная частота. В данной работе, с целью уменьшения времени измерения кадра, проведен поиск более высоких колебательных мод датчика камертонного типа, используемых при измерениях в полуконтактном силовом режиме. На рис. 1, *в* представлены результаты расчета и измерения АЧХ камертонного датчика, выполненные в программе COMSOL, а на рис. 1, *б* показаны колебательные моды, соответствующие резонансным колебаниям датчика на частотах 8 кГц и 45 кГц.

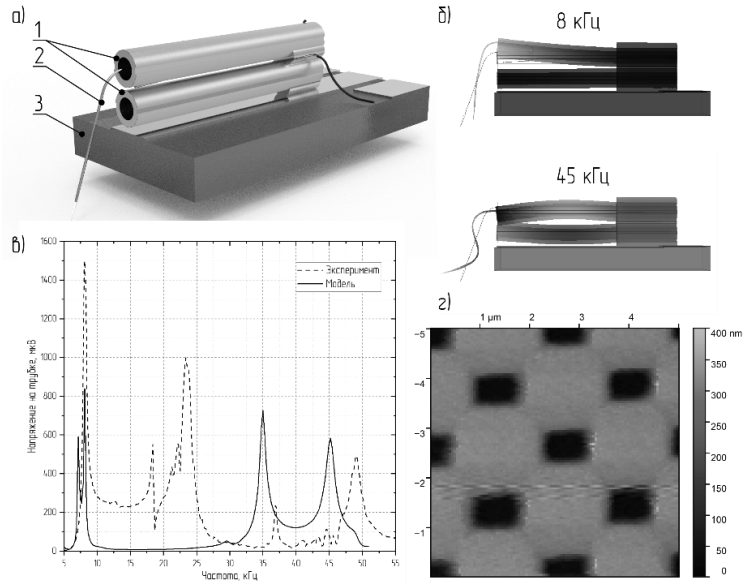


Рис. 1. Общий вид пьезорезонансного камертонного датчика (*а*): *1* – пьезотрубки, *2* – W-зонд, *3* – текстолитовая пластинка; *б* – колебательные моды в увеличенном масштабе, соответствующие резонансным колебаниям датчика на частотах 8 кГц и 45 кГц; *в* – сравнение экспериментальной и расчетной АЧХ датчика; *г* – изображение кремниевой решетки TGX1, полученное при сканировании с частотой раскачки датчика 45 кГц

При измерении АЧХ на верхнюю пьезотрубку датчика подавалось синусоидальное напряжение от генератора, возбуждающее колебания камертона в результате обратного пьезоэффекта, а сигнал, возникающий на нижней трубке под действием прямого пьезоэффекта, подавался на вход синхродетектора. На выходе синхродетектора фиксировался сигнал, пропорциональный амплитуде колебаний. Были проведены измерения рельефа тестового образца в полуконтактной моде при колебаниях датчика на частотах 8 кГц и 45 кГц. Переход на колебательную моду, соответствующую резонансу на частоте 45 кГц, позволил довести скорость сканирования до 64000 нм/с, увеличив её в 4 раза по сравнению с использованием моды, соответствующей первому резонансу. На рис. 1, *г* представлено изображение тестового образца, полученное при повышенной скорости сканирования.

1. А. А. Васильев, С. Ю. Керпелева. В. В. Котов, И. Д. Сапожников, А. О. Голубок // Научное приборостроение. 2005. Т. 15, № 1. С. 62–69.

2. О. М. Горбенко, М. В. Жуков, С. Ю. Лукашенко, С. В. Пичахчи, И. Д. Сапожников, М. Л. Фельштын, А. О. Голубок // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2023. 5. С. 58–64.

Индуцированная СТМ-зондом электролюминесценция в полупроводниковых гетероструктурах GaAs/AlGaAs

В. В. Плетнёв[1,2]*, С. А. Рожков[1,2], Е. Д. Кырова[1], Д. В. Ищенко[1,2], А. С. Микаева[1,2], В. А. Голяшов[1,2], А. Б. Логинов[3,4,5], Б. А. Логинов[3,4], О. Е. Терещенко[1,2]

[1]Институт физики полупроводников СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090
[3]НИУ МИЭТ, пл. Шокина, 1, Москва, Зеленоград, 124498
[4]АО Завод ПРОТОН, Солнечная аллея, 10, Москва, Зеленоград, 124527
[5]МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
*v.pletnev@g.nsu.ru

На сегодняшний день эффект хирально-индуцированной спиновой селективности (ХИСС) представляет значительный интерес как для фундаментальных, так и для прикладных исследований. Суть эффекта состоит в проявлении энантиомерами хиральных молекул (пары стереоизомеров с симметрией зеркального отражения) свойств спиновой селективности. Показатель степени спиновой селективности в таких структурах достигает необъяснимых теорией 50–80 % [1], что, в свою очередь, позволяет задуматься о создании спин-зависимых устройств на их основе. Методика сканирующей туннельной спектроскопии (СТС) позволяет показать, что данное свойство проявляется в одиночных молекулах, что исключает влияние межмолекулярных взаимодействий. Большой вклад в измерение спиновой селективности в хиральных молекулах с помощью методики СТС может вносить так называемый поверхностный магнетизм (спин-интерфейс) от магнитной подложки. Использование полупроводниковой подложки позволит проводить измерения поляризованной электролюминесценции, исключив влияние ферромагнитных слоев на степень поляризации.

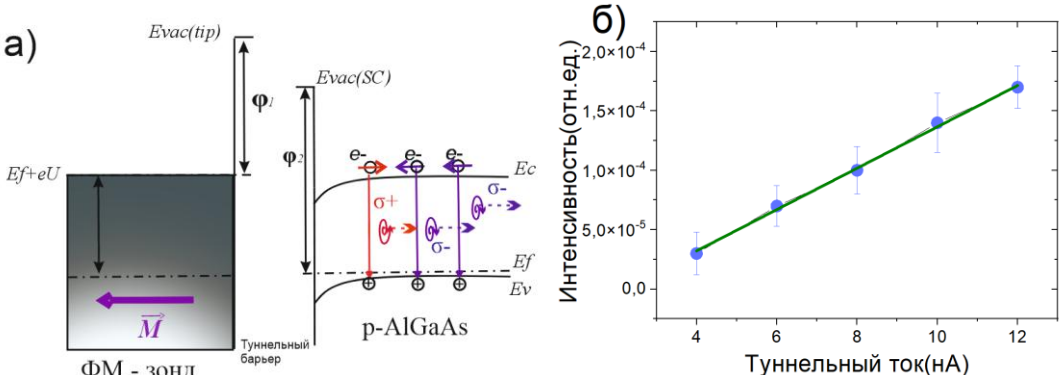


Рис. 1. Зонная диаграмма поляризованной СТМ-индуцированной электролюминесценции (*а*); *б* – зависимость интенсивности люминесценции от тока инжекции

Наличие спин-отщепленной валентной зоны в полупроводниковых гетероструктурах на основе соединений A_3B_5 позволяет наблюдать циркулярную поляризацию люминесценции при инжекции спин-поляризованных электронов [2]. Для инжекции спин-поляризованных электронов используется ферромагнитный СТМ-зонд. Эксперименты по измерению степени поляризации СТМ-индуцированной электролюминесценции GaAs(001) показывают степень поляризации порядка 40 % для минимальных энергий инжектируемых электронов [3].

В данной работе отечественный воздушный СТМ марки «СММ-2000» адаптирован под оптические измерения. Измерена интенсивность электролюминесценции в зависимости от величин туннельного тока и энергии инжектируемых электронов (рис. 1, *б*). В качестве ферромагнитного зонда используется зонд с ферромагнитным покрытием Pt/Co/Pt. Планируется провести калибровку системы, используя магнитный барьер Шоттки. Поскольку степень поляризации электронов с ростом энергии резко уменьшается по причине спиновой релаксации [3], схема измерения поляризованной электролюминесценции оптимизируется под минимальные энергии инжекции электронов (рис. 1, *а*). Для этого модернизируется оптическая схема регистрации сигнала для работы в режиме счёта одиночных фотонов, включая пространственное разрешение.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-62-00004.

1. N. Giaconi et al. Spin polarized current in chiral organic radical monolayers // Journal of Materials Chemistry C. 12–27 (2024): 10029–10035.
2. V. S. Rusetsky et al. New spin-polarized electron source based on alkali antimonide photocathode // Physical review letters 129. 16 (2022): 166802.
3. F. Alvarado Santos and Ph. Renaud. Observation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs // Physical review letters. 68.9 (1992): 1387.

Использование спектроскопии энергетических потерь электронов для локального определения электрофизических свойств материалов

К. Е. Приходько[1,2,]*, М. М. Дементьева[1]

[1]Национальный Исследовательский Центр «Курчатовский институт», пл. Акад. Курчатова, 1, Москва, 123182
[2]Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409
*prihodko_ke@nrcki.ru

В настоящее время большинство современных технологических решений связано с созданием наноразмерных объектов, проявляющих требуемые функциональные свойства в устройствах различного назначения. Такие устройства могут создаваться на основе металлов, полупроводников, сверхпроводящих и магнитных материалов и т. п. Особые свойства наноэлементов определяются их составом, структурой, а также формой и геометрическими параметрами в связи с проявлением квантовых эффектов. Поскольку функциональные элементы характеризуются малыми размерами, особую актуальность приобретает применение аналитических методов просвечивающей электронной микроскопии совместно с возможностью вырезки образцов непосредственно из исследуемого наноэлемента, позволяющих изучать состав и структуру на атомарном уровне [1]. Особое внимание следует уделить применению аналитических методов спектроскопии энергетических потерь электронов (СЭПЭ) в режиме трансмиссионного сканирования (ПРЭМ), поскольку в этом случае информационная область может быть соспоставима с диаметром электронного зонда, т. е. составлять доли нанометра.

В последние годы в НИЦ «Курчатовский институт» ведутся интенсивные работы по разработке элементов криоэлектронных логических устройств на основе сверхпроводящих нанопроводов из NbN с интегрированными сопротивлениями [2], для создания которых применяется облучение тонкоплёночного (4–6 нм) NbN смешанными ионными пучками низких энергий. Такое облучение воздействует на NbN-плёнку неоднородно по толщине, вызывая градиент электрофизических свойств по глубине облученного материала. Применение технологии вырезки поперечных срезов методом сфокусированного ионного пучка (ФИП) позволяет исследовать распределение состава и свойств по глубине плёнки с высоким разрешением, несмотря на малую толщину плёнки.

Одним из важных параметров, определяющих электрофизические свойства NbN, является эффективная масса электронов, описывающая электронный транспорт в периодическом потенциале кристаллической решётки. В данной работе мы представляем результаты экспериментального определения эффективной массы электронов в облученных плёнках NbN и профиля распределения эффективной массы электронов по глубине плёнки после облучения.

В качестве объекта исследования была выбрана плёнка NbN толщиной 5,5 нм, изготовленная методом катодного распыления на монокристаллической кремниевой подложке, покрытой слоем термического оксида. Ионное облучение проводилось пучком ионов кислорода с энергиями (0,02–0,1) кэВ при комнатной температуре до дозы $0{,}4\cdot10^{17}$см$^{-2}$. Образы поперечных срезов для ПРЭМ-исследований вырезались методом ФИП.

Определение эффективной массы электронов проводилось путем проведения анализа Крамерса – Кронига с использованием интенсивности СЭПЭ в области пика плазмонных потерь [3]. Были получены профили распределения эффективной массы электронов по глубине плёнки после облучения с шагом 0,5 нм, которые показали её увеличение до величины $0{,}125\cdot m_0$ (где m_0 – масса покоя электрона) со значения $0{,}076\cdot m_0$, характерного для исходной необлученной плёнки NbN. Полученный результат соответствует общим представлениям об обратной зависимости проводимости от эффективной массы электронов и, с учётом возможности одновременного измерения концентрации электронов [1], позволяет экспериментально оценить параметры электропроводности в рамках подхода Лифшица.

Полученные результаты показывают, что выполнение локальных зондовых измерений в рамках анализа интенсивности СЭПЭ в области плазмонного пика при проведении ПРЭМ-исследований позволяют получать количественную информацию относительно электрофизических характеристик наноматериалов и отдельных наноэлементов (плотность носителей, эффективная масса, электропроводность) с локальностью, определяемой диаметром электронного зонда, который может составлять доли нанометра, в зависимости от использованных режимов съёмки и наличия корректора сферических аберраций конденсорной линзы.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

1. К. Е. Приходько, М. М. Дементьева // ЖТФ. 2023. Т. 93, вып. 7. С. 1054–1058.
2. Б. А. Гурович, К. Е. Приходько, Л. В. Кутузов и др. // ФТТ. 2022. Т. 64, вып. 10. С. 1390–1398.
3. R. F. Egerton // Electron Energy Loss Spectroscopy (Plenum Press, New York, 1996).

Формирование широких террас на поверхности кремния (001) и сапфира (0001) при высокотемпературном отжиге

Е. Е. Родякина*, С. В. Ситников, Д. И. Рогило, Д. В. Щеглов, А. В. Латышев

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
*rodyakina@isp.nsc.ru

Атомные ступени на поверхности полупроводников и диэлектриков играют существенную роль в морфологических и структурных изменениях при росте кристаллов, наноструктур и сверхрешеток, т. к. являются эффективным стоком и источником адатомов и вакансий. Управление распределением ступеней на поверхности из-за процессов самоорганизации при отжиге и под влиянием эффектов электромиграции адатомов позволяет формировать сгустки ступеней (эшелоны), разделенные террасами шириной, сопоставимой с длиной диффузии адатомов и много больше начального расстояния, определяемого разориентацией подложки. Широкие террасы позволяют изучать фундаментальные процессы на поверхности без учета влияния ступеней, создавать привязанные ко вторичному эталону высоты тест-объекты для калибровки зондовых и интерференционных микроскопов [1], а также формировать атомно-гладкие (с пикометровой шероховатостью) опорные зеркала для улучшения разрешения интерференционных микроскопов [2].

Основной проблемой формирования и исследования подложек с широкими террасами является необходимость обеспечения *in situ* контроля в процессе отжига при высоких температурах (выше 900 К). Такими характеристиками обладает уникальный метод сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ), обеспечивающий визуализацию движения атомных ступеней на поверхностях полупроводников и диэлектриков.

В данной работе с применением *in situ* метода СВВ ОЭМ и *ex situ* атомно-силовой микроскопии (АСМ) на воздухе исследован процесс формирования на поверхности Si(001) и Al_2O_3(0001) систем концентрических ступеней, разделенных широкими террасами. Исследованы системы эшелонов ступеней в процессе высокотемпературного отжига и под действием электромиграции атомов. Показана возможность управления шириной террас с помощью изменения температуры подложки и компенсации сублимации внешним потоком атомов. Измерены кинетические зависимости движения концентрических ступеней и эшелонов ступеней, а также зависимости критического размера террас при осаждении потока атомов кремния на подложку с целью компенсации сублимации. Определены энергетические параметры для адатомов.

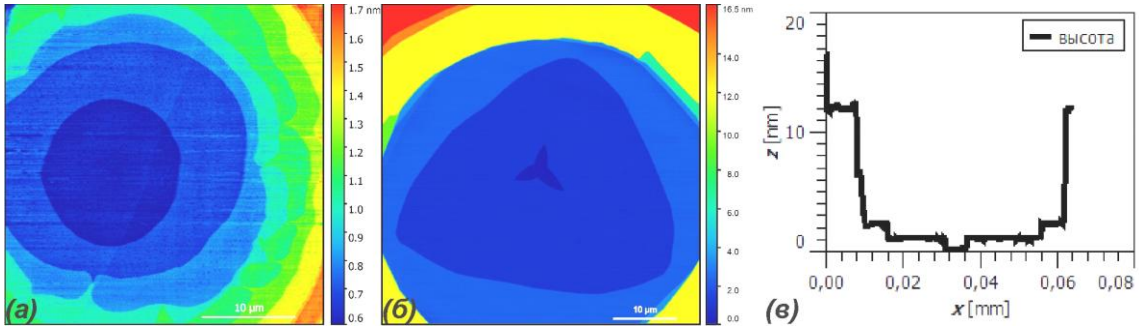


Рис. 1. Топографические АСМ-изображния широких террас на поверхностях Si(001) (*а*) и Al_2O_3(0001) (*б*), *в* – профиль высот топографического изображения на рис. 1, *б*

На рис. 1, *а*, *б* показаны АСМ-изображения поверхностей Si(001) и Al_2O_3(0001) с разделенными широкими террасами системами концентрических ступеней, сформированные методом высокотемпературного отжига в сверхвысоковакуумных условиях. На рис. 1, *в* показан профиль высот вдоль диагонали топографического изображения на рис. 1, *б*, демонстрирующий характерную форму рельефа таких систем. Высоты моноатомных ступеней составили 0,15 нм для Si(001) и 0,43 нм Al_2O_3(0001). Температуры отжига составляли 1050 °С для кремния и 1450 °С для сапфира.

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Наноструктуры» в рамках государственного задания ИФП СО РАН (FWGW-2025-0014).

1. D. V. Sheglov, D. I. Rogilo, L. I. Fedina et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2023. V. 15, no. 9. P. 12511–12523.
2. E. Sysoev, S. Kosolobov, R. Kulikov et al. // Picometer Height Resolution. Meas. Sci. Rev. 2017. V. 17, no. 5. P. 213–218.

Адсорбция фторсодержащих фуллеренов на поверхность Au(111), Cu(111), Pt(111): моделирование ReaxFF и эксперимент

А. В. Самородский*

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, 119991
*and.legkov@yandex.ru

Потенциальной областью прикладной физики является изучение различных аллотропных изменений углерода и связанных с ним соединений. Для развития технологий микроэлектроники и оптоэлектроники в настоящее время большой интерес представляют самоорганизующиеся наноструктуры и тонкие пленки органических материалов, совместимые с кремниевыми полупроводниковыми системами. Например, фуллерен, перспективный материал, обладающий широким спектром физических и химических свойств, включая высокую склонность к самоорганизации [1]. Изучение адсорбции фуллеренов на поверхностях полупроводников и металлов стимулировало прогресс к пониманию таких явлений и методов, как самоорганизация [2], одномолекулярная спектроскопия и визуализация молекулярных орбиталей [3], а также манипулирование и контролируемое позиционирование отдельных молекул с использованием зондов [4]. В настоящее время исследователи заинтересованы в изучении эндо- и экзо-производных фуллерена. Актуальной является задача использования размера и формы молекул для достижения химической реакции в наномасштабных размерах. Молекулы фторфуллерена, являющиеся экзо-производной формой фуллерена C_{60}, становятся многообещающим объектом для проведения таких исследований. Поверхностные наноструктурированные материалы и наноструктуры на основе молекул фторфуллерена могут быть использованы для решения различных научно-технических задач в области наноэлектроники и физики наносистем.

Для изучения структурных и электронных свойств молекул фторфуллеренов на поверхности металлов в данной работе применялся метод сканирующей туннельной микроскопии, который позволяет проводить исследования поверхностных структур в атомном масштабе в режиме реального времени, а также полноатомное компьютерное моделирование ReaxFF [5].

В результате эксперимента были получены СТМ-изображения поверхности золота с адсорбированными на нем атомами фтора. Сканирование проходило в непрерывном режиме, и было обнаружено, что фторированная поверхность не является стабильной. Атомы фтора самоорганизуются, собираясь в отдельные островки. Скорость самоорганизации зависит от фуллерена-носителя.

Методом ReaxFF с использованием потенциала [6], включающего в себя взаимодействия Au, C и F, проведено моделирование процессов самоорганизации фуллеренов $C_{60}F_{18}$, $C_{60}F_{36}$, $C_{60}F_{48}$ на золотой поверхности Au(111).

1. Р. Ф. Керл, Р. Э. Смолли. Фуллерены // В мире науки. 12. 14 (1991).
2. А. В. Елецкий, В. М. Смирнов. Фуллерены // УФН. 2. 33 (1993).
3. H. W. Kroto, J. R. Heath, S. C. O'Brien, R. F. Curl, R. E. Smalley // Nature. 318. 162 (1985).
4. R. E. Smalley. Процесс получения фуллеренов, используя испарение углерода лазерным лучом // Патент 5300203 США, МКИ5 C 01 B 31/00 // William March Rice University. No. 799404. НКИ 204 / 157.41.
5. A. C. T. van Duin, S. Dasgupta, F. Lorant, W. A. Goddard III. ReaxFF: A Reactive Force Field for Hydrocarbons // J. Phys. Chem. A. 105. 9396 (2001).
6. S. Monti, V. Carravetta, H. Ågren. Simulation of Gold Functionalization with Cysteine by Reactive Molecular Dynamics // J. Phys. Chem. Lett. 7. 272 (2016).

Влияние технологических параметров напыления на критическую температуру сверхпроводящих плёнок алюминия

Е. А. Седов[1]*, М. С. Сидельников[1,2,3], В. О. Сёмин[1], С. В. Доменко[1], З. С. Енбаев[4,5], В. С. Столяров[1]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
[2]Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Акад. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432
[3]Российский квантовый центр, Большой бул., 30, с. 1, Москва, 121205
[4]Московский государственный университет, ул. Ленинские горы, 1, Москва, 119991
[5]Институт нанотехнологий и микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская, 16а, корп. 11, Москва, 115487
*Sedov1993@yandex.ru

Актуальной задачей является подбор технологических параметров для изготовления алюминиевыех сверхпроводящих элементов наноэлектроники с заданными электрофизическими характеристиками. Давно известно, что в тонкоплёночных структурах алюминия критическая температура сверхпроводящего перехода Tc может сильно отличаться от значений в массиве материала [1]. На повышение Tc в алюминии влияет довольно много факторов, таких как, например, толщина структуры, гранулированность плёнок, шероховатость, материал подложки и так далее.

В нашей работе исследованы тонкие сверхпроводящие плёнки алюминия различной толщины в диапазоне от 5 до 100 нм, изготовленные методами электронно-лучевого испарения, магнетронного напыления, молекулярно-лучевой эпитаксии, на различных подложках с разными температурными коэффициентами сжатия. Исследованы сверхпроводящие свойства плёнок, дефектность и морфология плёнок, а также остаточные напряжения в плёнках после напыления. Построенны зависимости электрофизических и морфологических характеристик плёнок от технологических параметров их нанесения, таких как методика изготовления, температура подложки при напылении, скорости напыления и так далее.

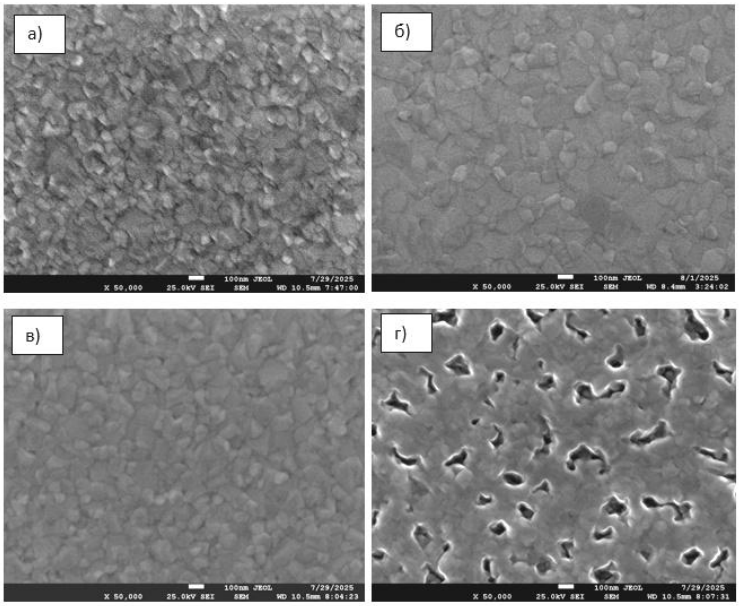


Рис. 1. Фото плёнок толщиной 100 нм, изготовленных магнетронным напылением при различных параметрах: *а* – скорость напыления 0,36 нм/с, давление аргона $3\cdot10^{-3}$ мбар; *б* – скорость напыления 0,29 нм/с, давление аргона $2\cdot10^{-2}$ мбар; *в* – скорость напыления 0,07 нм/с, давление аргона $6\cdot10^{-3}$ мбар; *г* – скорость напыления 0,02 нм/с, давление аргона $2\cdot10^{-2}$ мбар

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта № 075-15-2025-010.

1. K. Yu. Arutyunov, V. V. Zavialov, E. A. Sedov, I. A. Golokolenov, A. A. Zarudneva, K. V. Shein, I. N. Trun'kin, A. L. Vasiliev, G. Konstantinidis, A. Stavrinidis, G. Stavrinidis, M. D. Croitoru and A. A. Shanenko // Phys. Status Solidi RRL. 13. 1800317 (2019).

Атомно-силовая микроскопия для выявления клеточных физиомаркеров: могут ли наноструктура и биомеханика клетки стать основным инструментом для диагностики патологий?

В. А. Сергунова*, Е. А. Шерстюкова, М. Е. Докукин

ФГБНУ «Федеральный научно-клинический центр реаниматологии и реабилитологии» Минобрнауки России,
ул. Петровка, 25, стр. 2, Москва, 107031
*vika_23s82@mail.ru

Клеточные методы диагностики занимают ключевое место в современной медицине, обеспечивая раннее выявление многих заболеваний, мониторинг течения патологических процессов в организме и оценку эффективности терапии. На смену классическому морфологическому анализу приходят современные высокотехнологичные методы, позволяющие количественно описывать функциональное состояние клеток. Одним из таких перспективных инструментов является атомно-силовая микроскопия (АСМ), которая хорошо дополняет клинические методы клеточной диагностики – цитометрические, молекулярно-генетические, биохимические и морфологические.

Атомно-силовая микроскопия позволяет получать изображения поверхности клеток, измерять параметры шероховатости мембраны, а также их механические характеристики. Важнейшее преимущество метода – это возможность исследовать как фиксированные образцы, так и живые клетки в условиях, близких к физиологическим без сложной пробоподготовки. Было показано, что биофизические параметры клеток чувствительны к патологическим изменениям в организме и могут свидетельствовать о возникновении заболевания значительно раньше, чем стандартные лабораторные показатели. Помимо этого, в гематологии АСМ позволяет оценивать качество эритроцитов при хранении донорской крови, влияние гипоксии, ацидоза, аппарата искусственного кровообращения, ингаляционных газов и патогенредукции.

Особое значение АСМ приобретает в диагностике критических состояний, таких как инфекционно-септические осложнения. Показано, что инкубация нейтрофилов от здорового донора в плазме с различной выраженностью инфекционно-септических изменений приводит к изменениям формы, шероховатости и механических свойств клеток. Анализ этих параметров позволяет дополнить данные проточной цитометрии и рамановской спектроскопии, стать основой для поиска чувствительных биофизических маркеров дисфункции иммунитета.

Таким образом, наноструктура и биомеханика клетки, измеряемые методом атомно-силовой микроскопии, могут стать основой новой парадигмы клеточной диагностики и персонализированной медицины.

Объединение N-легированных углеродных нанотрубок в пучки для повышения выходного тока чувствительного элемента пьезоэлектрических устройств на их основе

О. И. Соболева[1]*, Д. Н. Хомленко[1], М. В. Ильина[2], О. И. Ильин[1]

[1]Научно-исследовательская лаборатория технологии функциональных наноматериалов, Южный федеральный университет, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922
[2]Передовая инженерная школа, Южный федеральный университет, ул. Петровская, 81, Таганрог, 347900
*osotova@sfedu.ru

За последние годы пьезоэлектрические устройства стали активно разрабатываться и применяться в качестве датчиков деформации и наногенераторов в приложении носимой электроники, интернета вещей и робототехники [1]. Это связано с их высокой эффективностью преобразования механической энергии в электрическую и возможностью автономной работы. Одним из перспективных материалов для создания пьезоэлектрических устройств являются легированные азотом углеродные нанотрубки из-за их аномальных пьезоэлектрических свойств [2] в совокупности с отличными электрическими и механическими характеристиками. Уже проведено множество исследований характеристик N-УНТ в качестве функционального материала для пьезоэлектрических устройств. Однако было сделано предположение, что формирование пучков из N-УНТ значительно увеличивает величину выходного сигнала. В рамках проведения данной работы было исследовано влияние формы массива легированных азотом углеродных нанотрубок (N-УНТ) на величину тока, генерируемого при их деформации под действием заданной внешней силы.

В качестве экспериментальных образцов выступали массивы N-УНТ, выращенные методом плазмохимического осаждения из газовой фазы в потоках аммиака и ацетилена. Температура роста составила 600 °C, соотношение технологических газов – 3:1. В качестве нижнего проводящего слоя выступал слой молибдена толщиной 100 нм. Величина пьезоэлектрического модуля массивов определялась с применением метода силовой микроскопии пьезоотклика атомно-силовой микроскопии (АСМ) и составила 22,45 ± 0,08 и 22,10 ± 0,04 пм/В. На втором образце были сформированы пучки N-УНТ путем окунания в изопропиловый спирт и дальнейшей сушки на воздухе при температуре 150 °C. Исследование величины тока, генерируемого при деформации N-УНТ, проводилось с применением силовой спектроскопии АСМ с параллельным детектированием тока встроенным осциллографом. В качестве АСМ-зонда применялся коммерческий кантилевер марки NSG11 с проводящим покрытием TiN. После предварительного сканирования в полуконтактном режиме АСМ-зонд подводился в контакт к вершине единичной УНТ и пучка и давил на нее с заданной силой. Полученная зависимость величины тока, генерируемого при деформации N-УНТ от приложенной силы, представлена на рис. 1.

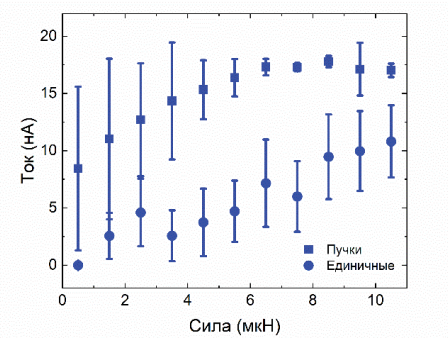


Рис. 1. Зависимость величины тока, генерируемого при деформации N-УНТ с заданной силой, от формы массива

На полученной зависимости видно, что при формировании пучков величина генерируемого тока увеличивается от 8,4 до 17,0 нА, в то время как на единичных нанотрубках величина тока увеличивается от 8 пА до 10,8 нА при приложении внешней силы от 0,5 до 10,5 мкН. Такая зависимость связана с тем, что при формировании пучка N-УНТ испытывают деформацию изгиба и вследствие проявления пьезоэлектрических свойств на поверхности пучка формируется поверхностный потенциал. Этот потенциал суммируется с потенциалом, формируемым при деформации под действием внешней силы, в результате чего величина тока, генерируемого на пучках при приложении внешней силы больше, чем на единичных нанотрубках. Таким образом, показана эффективность применения пучков N-УНТ в качестве чувствительного материала для пьезоэлектрических устройств.

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания в области научной деятельности, грант № FENW-2025-0003.

1. Y. Chen, X. Zhang, C. Lu // Chem. Sci. Royal Society of Chemistry. 2024. V. 15, no. 40. P. 16436–16466.
2. M. Il'ina et al. // Carbon N. Y. Elsevier Ltd. 2022. V. 190. P. 348–358.

Исследование локальной плотности оптических состояний в СТМ с высоким пространственным разрешением

Н. А. Соломонов[1,5], Д. В. Лебедев[1,2], Д. В. Павлов[3], А. А. Кучмижак[3,4], А. О. Голубок[2], И. С. Мухин[1,5]

[1]СПбАУ РАН им. Ж. И. Алфёрова, ул. Хлопина, 8, к. 3, литер А, Санкт-Петербург, 194021
[2]ИАП РАН, Рижский просп., 26, Санкт-Петербург, 190103
[3]ИАПУ ДВО РАН, ул. Радио, 5, Владивосток, 690041
[4]ДВФУ, о. Русский, п. Аякс, 10, Владивосток, 690922
[5]СПбПУ, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251
*kreyushka@yandex.ru

Сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) и спектроскопия (СТС), синхронизированные с детектированием фотонов, излучаемых в туннельном зазоре, зарекомендовали себя как мощный набор инструментов для исследования оптических свойств нанообъектов и поверхностей (СТМ-Л). Такое излучение возникает в результате неупругого туннелирования электронов, интенсивность которого напрямую зависит от локальной плотности оптических состояний (ЛПОС) вблизи острия СТМ-зонда.

Поскольку энергия туннелирующих электронов задаётся напряжением смещения (~eV), каналы туннелирования, связанные с возбуждением фотонов, отражаются на СТС в виде перегибов при определённых напряжениях. Это позволяет характеризовать излучательные процессы как с высоким пространственным разрешением в заданном энергетическом срезе при записи топографии, так и в частотной области без применения оптической спектроскопии.

В данной работе мы демонстрируем результаты СТМ-Л исследований оптических свойств наноразмерных источников излучения с высоким пространственным разрешением, среди которых: массивы золотых полупараболических наноантенн, напечатанных фемтосекундной лазерной печатью (d = 500 нм, h = 300 нм, период 1250 нм), и нитевидных нанокристаллов GaP:Be (ННК), выступающих в качестве нановолноводов с интегрированным источником излучения.

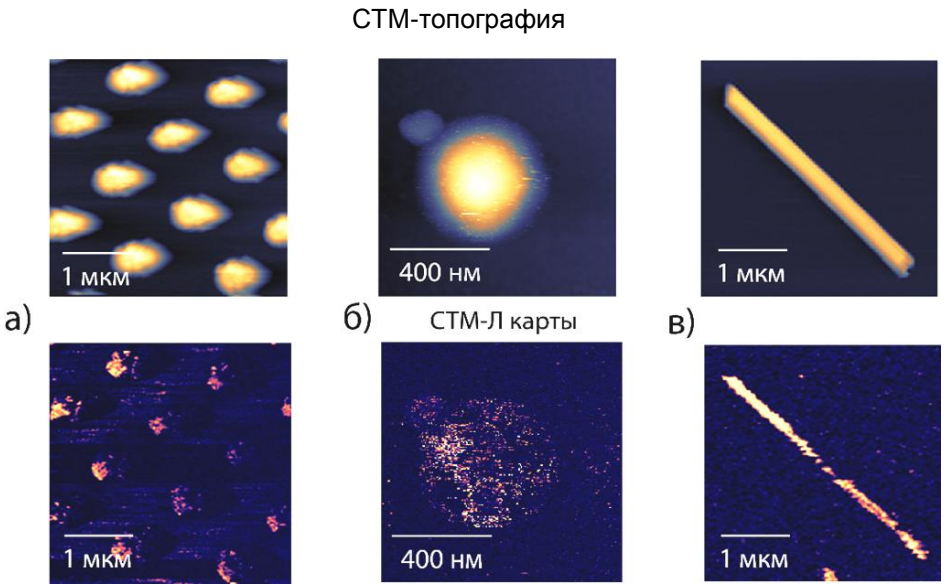


Рис. 1. СТМ-топография и распределение оптического сигнала:
а – массив наноантенн, *б* – единичная наноантенна, *в* – GaP:Be ННК

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект РНФ № 25-19-00666).

Прецизионные исследования электронной структуры квазидвумерных систем с сильным спин-орбитальным и обменным взаимодействием

А. В. Тарасов[1,2*], А. Г. Рыбкин[1], А. С. Фролов[2,3], Д. А. Естюнин[1,2], А. М. Шикин[2]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7/9, Санкт-Петербург, 199034
[2]Центр перспективных методов мезофизики и нанотехнологий МФТИ, ул. Кулакова, 20, Москва, 140829
[3]Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1/3, Москва, 119991
*artem.tarasov@spbu.ru

Исследование спиновых явлений в квазидвумерных системах с сильным спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) и магнитным упорядочением представляет особый интерес в контексте развития спинтроники и квантовых технологий. В таких материалах сочетание спин-орбитальных и обменных эффектов приводит к формированию топологических фаз и спиновых текстур, чувствительных к локальной атомной структуре. В настоящей работе представлено комплексное экспериментальное и теоретическое исследование электронной структуры таких материалов, выполненное с использованием сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии (STM/STS), а также фотоэмиссионной спектроскопии с угловым (ARPES) и спиновым (спин-ARPES) разрешением.

Среди квазидвумерных систем наибольший интерес представляют топологические изоляторы (ТИ) и графен, в которых электронная структура может существенно изменяться под действием магнитного упорядочения и спин-орбитальных эффектов, включая эффект Рашбы. Сочетание сильного СОВ и магнетизма приводит к формированию нетривиальных топологических фаз и сложных спиновых текстур, что открывает возможности управления электронными и спиновыми свойствами таких материалов.

В топологических изоляторах спин-орбитальное взаимодействие играет ключевую роль в инверсии энергетических зон, что приводит к формированию топологических поверхностных состояний (ТПС). Одновременно на поверхности могут возникать состояния Рашбы, как это наблюдается в соединениях $Mn_{1-x}A_xBi_2Te_4$ (A = Ge, Sn, Pb). Проведённые исследования показывают, что гибридизация Te-pz и Bi-pz орбиталей с орбиталями замещающего элемента A приводит к изменению топологического инварианта и может вызывать переходы между различными топологическими фазами. Результаты *ab initio*-расчётов и измерений методом ARPES подтверждают наличие поверхностных состояний типа Рашбы, которые систематически эволюционируют при увеличении концентрации A. Эти состояния смещаются к уровню Ферми, усиливая взаимодействие с ТПС; при дальнейшем увеличении содержания A их локализация смещается глубже в кристалл, что сопровождается ростом орбитального вклада атомов-примесей [1]. Полученные результаты показывают, что система $Mn_{1-x}A_xBi_2Te_4$ является универсальной платформой для изучения взаимодействия ТПС и состояний Рашбы, а также для контролируемого индуцирования топологических фазовых переходов.

В отличие от топологических изоляторов, в своем свободном состояния графен немагнитен и характеризуется слабым СОВ. Однако взаимодействие с тяжёлыми и магнитными подложками способно существенно изменить его электронные свойства, создавая условия для генерации спиновых токов и проявления квантового эффекта Холла. В гетероструктуре Gr/Au/Co(0001) подложка индуцирует в графене сильное спин-орбитальное взаимодействие и ферримагнитное упорядочение, сопровождающееся A/B-субрешёточной асимметрией и открытием энергетической запрещённой зоны величиной 30–40 мэВ вблизи точки K, что подтверждается данными ARPES, STS и расчётами DFT [2]. При этом результаты DFT показывают, что подобная комбинация СОВ и обменного взаимодействия в графене может приводить к реализации квантового аномального эффекта Холла, что представляет значительный интерес для разработки спинтронных устройств на основе графена.

Кроме того, измерения методами ARPES и спин-ARPES выявили спин-поляризованные состояния с конической дисперсией вблизи точки Г, локализованные в областях треугольных дислокаций, возникающих вследствие несовпадения решёток золота и кобальта [3]. Эти состояния обладают значительной спиновой поляризацией, выявленной методами спин-ARPES, и сохраняют устойчивость при покрытии графена золотыми кластерами, что подчёркивает технологическую значимость данной системы.

Работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (проект № 125022702939-2).

1. A. V. Tarasov, D. A. Estyunin, A. G. Rybkin et al. // Phys. Rev. B. 2025. V. 111. P. 165115.
2. A. G. Rybkin, A. V. Tarasov, A. A. Rybkina et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. P. 226401.
3. A. G. Rybkin, A. V. Tarasov, A. A. Rybkina et al. // Nanoscale. 2025. V. 17. P. 21706–21716.

Сканирующая лазерная литография пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ и исследование их свойств методами АСМ и КРС

Н. М. Толкач[1]*, Н. В. Вишняков[2], Д. А. Козодаев[1], М. А. Трусов[1], А. О. Якубов[3]

[1]ООО «Активная Фотоника», Зеленоград, Москва, 124460
[2]ФГБОУ ВО «РГРТУ», Рязань, 390005
[3]НИУ «МИЭТ», Зеленоград, Москва, 124498
*n.tolkach@ntmdt-russia.ru

Материал $Ge_2Sb_2Te_5$ (GST) является уникальным по своим свойствам. При воздействии коротких низкоэнергетичных электромагнитных импульсов GST-материал способен обратимо изменять своё фазовое состояние, что приводит к достаточно значительным изменениям в оптических свойствах, в частности, изменяется показатель преломления и коэффициент экстинкции материала. Эти свойства GST крайне актуальны для создания оптических вычислительных устройств, сетей на кристалле [1–3].

Существуют различные варианты реализации оптоволоконных переключателей (коммутаторов, модуляторов). Например, с помощью MEMS технологии в виде массива подвижных микрозеркал. Такие микрозеркала просты в реализации, достаточно миниатюрны, размер одного микрозеркала ~10 мкм, но обладают существенным недостатком: скорость их переключения составляет ~20 мкс. Также существуют оптоволоконные переключатели на $LiNbO_3$, они обладают отличной скоростью работы, время одного переключения ~25 пс, однако и они имеют недостатки. Для создания необходимого набега фазы световой волне необходимо пройти расстояние ~5 мм, на протяжении всей этой области необходимо приложить достаточно большую интенсивность электромагнитного поля порядка нескольких ГВт/см^2.

Варианты реализации оптоволоконных переключателей существуют также и на PCM (*phase change material*) материале GST, который используется в нашей работе. Такие переключатели могут быть интегрированы в каналы оптических волноводов или кольцевых резонаторов в виде тонкопленочных структур, напыляемых поверх волноводов. Для реализации оптически управляемого переключателя на основе материала GST в нашей работе используется структура, представляющая собой пленку GST на стеклянной или кварцевой подложке. Сверху на плёнку воздействует управляющее лазерное излучение в диапазоне длин волн от 400 до 800 нм, снизу вверх распространяется информационное лазерное излучение 1550 нм. При соответствующих импульсах управляющего излучения пленка приобретает аморфное или кристаллическое состояния, при которых в результате интерференции несущее информацию излучение 1550 нм проходит сквозь или отражается. Таким образом, пленка используется как затвор, управляемое зеркало или коммутатор.

Оптические переключатели на основе GST имеют достоинства, время переключения ~20 нс, размеры активной области ~1 мкм и интенсивность поля ~100 мВт/мкм^2, необходимая для переключения. Но имеются и недостатки, связанные с большими оптическими потерями. Потери связаны с интерференцией и дифракцией света в таких структурах, а также с их конструктивными особенностями.

Таким образом, целью данной работы является уменьшение оптических потерь на длине волны 1550 нм в структурах с активным слоем на основе GST при изменении его фазового состояния. Для достижения данной цели структура, содержащая GST, дополняется слоями с чередующимся значением показателя преломления, что позволяет перераспределить поле электромагнитной волны необходимым образом. Расчёт таких структур выполнялся с помощью моделирования на основе выражений Френеля – Эйри для отражательной и пропускательной способностей. В результате моделирования были установлены оптимальные параметры многослойных структур, содержащих GST: материалы чередующихся слоёв, их толщина и количество.

С помощью магнетронного распыления мишени из GST на подложку SiO_2 были изготовлены образцы тонкоплёночных структур. Исследование данных структур выполнялось на базе зондовой лаборатории Ntegra Spectra (производства ООО «Активная фотоника» (входит в группу компаний НТ-МДТ), г. Зеленоград). С помощью импульсной сканирующей лазерной литографии (с длинами волн лазеров 405, 532, 633 и 785 нм) на структурах с кристаллическим состоянием GST были получены квадратные области размером 150×150 мкм с аморфным фазовым состоянием GST. Затем на полученных квадратных областях 150×150 мкм аналогичным образом были получены квадратные области с размером 10×10 мкм с разной степенью кристалличности GST. С помощью метода комбинационного рассеяния света (КРС) была выполнена оценка степени кристалличности полученных областей. С помощью лазерного сканирования данных областей непрерывным сфокусированным лазером 1550 нм и регистрации фотодетекторами прошедшего сквозь образец и отраженного от него сигналов были получены карты прошедшей и отраженной интенсивности излучения. В результате были установлены режимы лазерного воздействия для управления отражательной и пропускательной способностями в данных структурах с GST. Полученные результаты позволяют реализовать полностью оптическую многоуровневую модуляцию оптических сигналов в устройствах интегральной оптики.

1. J. Knickerbocker, J. B. Heroux et al. // arXiv. 2024. 2412.06570.
2. W. Bogaerts, D. Perez et al. // Nature. 2020. V. 586. 7828. P. 207–216.
3. Y. Meng, T. Cao, Y. Long // J. Appl. Phys. 2020. V. 128. P. 140904.

Сканирующие зондовые системы для комплексной локальной диагностики топографических, механических и электрических характеристик, скрытых структурных дефектов электронных схем в микро- и наномасштабе

Д. А. Козодаев*, Д. Д. Дроботов, Н. М. Толкач, М. А. Трусов

ООО «Активная Фотоника», Зеленоград, Москва, 124460
*info@active-photon.com

Развитие отечественной микроэлектроники требует совершенствования методов диагностики. При производстве монолитных интегральных полупроводниковых пластин необходимо точно измерять геометрические, механические, химические и электрофизические параметры в микро- и нанометровом диапазоне на всех этапах. Тестирование элементов, оперативное выявление и устранение дефектов позволяют повысить выход годной продукции и сократить сроки изготовления. Компанией ООО «Активная Фотоника» выпускается линейка новых сканирующих зондовых систем для перечисленных задач.

uSTEP 300 – профилометр, который представляет собой универсальную измерительную платформу с модульной архитектурой. Особенность прибора заключается в интеграции взаимодополняющих методик: атомно-силовой микроскопии, стилусной профилометрии, четырёхзондового метода измерения поверхностной проводимости, оптической профилометрии и рамановской спектрометрии. Функциональные возможности uSTEP 300 включают реализацию зондовых и бесконтактных способов анализа шероховатости, а также электрических и физико-химических характеристик поверхностей; исследование образцов диаметром до 300 мм с минимальным перепадом высот 2,7 Å; автоматическое получение трёхмерных карт рельефа благодаря подвижному столику с точностью позиционирования до 25 нм в латеральной плоскости. Прибор может быть оснащен спектрометром, что позволяет локально выполнять анализ химического состава и делать его картирование, измерять спектры комбинационного (рамановского) рассеяния света, фотолюминесценции, рассеяния и др., получая информацию в режиме реального времени. Конфигурация «Раман – зонд» может включать в себя лазеры с разными длинами волн: 405, 532, 633 и 785 нм. Модульность конструкции обеспечивает возможность адаптации компонентов прибора для использования в составе производственного оборудования микроэлектронной отрасли.

uVISION 300 – инспекционная машина, представляет собой специализированный инструмент автоматизированной оптической инспекции, разработанный для решения задач дефектоскопии в микроэлектронной промышленности. Аппарат предназначен для комплексного анализа печатных плат и иных изделий отрасли, обеспечивая: автоматизированный поиск поверхностных дефектов; идентификацию выявленных аномалий; квалификацию дефектов на основе заданных критериев. Функциональные возможности: режимы светлого и тёмного поля; визуализация в белом свете с возможностью выбора полноцветного режима либо ограниченной цветовой полосы освещения; монохромная съёмка при УФ-подсветке. Особенностью uVISION 300 является достижение рекордного разрешения до 0,2 мкм при использовании УФ-освещения, что существенно расширяет возможности прибора при анализе микроструктур. Ключевым технологическим преимуществом системы являются встроенные инструменты анализа изображений по базе данных дефектов с помощью методов искусственного интеллекта.

pSTEP 300 – 3D CD AFM для решения задач метрологии и инспекции в полупроводниковой промышленности, представляет собой установку атомно-силовой микроскопии для измерения критических размеров двухмерных и трёхмерных структур сложного профиля неразрушающими методами с высоким разрешением. Прибор специально спроектирован для максимально автоматизированной работы в помещениях высокого класса чистоты (вплоть до ISO 3) для полноценной интеграции в современные технологические цепочки микроэлектронного производства. В отличие от конвенциональных атомно-силовых микроскопов в установке pSTEP 300 предусмотрены специальные бесконтактные режимы работы, в которых раскачка зонда производится независимо в нормальной и латеральной плоскости на различных высоких частотах, а для повышения отношения сигнал/шум при измерении параметров колебаний зонда в измерительной головке независимо работают два дефлектометра с разделением сигналов синхронными детекторами.

uTRACK 300 – высокоточный многокоординатный стол на линейных магнитных двигателях, обеспечивает позиционирование объекта весом до 10 кг по осям XY в диапазоне от 0 до 300 мм с точностью системы обратной связи на уровне 10 нм и вращение объекта вокруг вертикальной оси на угол от 0 до 360°. Многокоординатный стол может широко использоваться: в микроэлектронной и радиоэлектронной промышленности как узел фиксации и перемещения полупроводниковых пластин, фотошаблонов, микроэлектронных сборок; в составе заводских установок, решающих различные задачи промышленной метрологии, инспекции, литографии.

uPROBE 200 – полуавтоматическая зондовая станция для проведения высокоточных измерений локальных электрических характеристик в режимах постоянных и переменных напряжений, в том числе на сверхвысоких частотах (RF), в широком диапазоне мощностей обрабатываемых сигналов. Платформа допускает установку до 8 микрометрических позиционеров-зондов различных типов с магнитной фиксацией, обеспечивает быстрое и точное моторизованное позиционирование образца в латеральной плоскости и его поворот вокруг вертикальной оси при помощи шаговых двигателей, оснащается нагревательным устройством.

Эволюция доменной структуры при локальном переключении на (100) срезе монокристаллов $Bi_4Ti_3O_{12}$

А. П. Турыгин*, М. С. Кособоков, С. А. Мельников, В. Я. Шур

Уральский Федеральный Университет, просп. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000
*anton.turygin@urfu.ru

Сегнетоэлектрические материалы широко используются для создания различных нелинейнооптических устройств [1], устройств хранения данных [2] и микроэлектромеханических систем [3]. Важное практическое значение имеют высокотемпературные пьезоэлектрические материалы [4]. Одним из таких материалов является слоистый титанат висмута ($Bi_4Ti_3O_{12}$, BiT), обладающий высокими значениями температуры сегнетоэлектрического фазового перехода (~675 °C) и спонтанной поляризации (P_s = 50 мкКл/см^2). В настоящее время для улучшения важных для применения характеристик используют создание стабильных доменных структур заданной геометрии методами доменной инженерии [1], развитие которых основано на исследовании кинетики доменной структуры [1]. Следует отметить, что кинетика изолированных доменов при локальном переключении и прямом росте доменов в BiT ранее не изучалась.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования роста изолированных доменов при локальном переключении проводящим зондом сканирующего зондового микроскопа, визуализированных с помощью силовой микроскопии пьезоэлектрического отклика (СМПО) на (100) срезе (*a*-срезе) монокристаллов BiT. Были выделены два типа доменов: 1) *b*-типа с четырьмя направлениями спонтанной поляризации на поверхности образца, отклоненными от плоскости *ab* на 4,5°; 2) *a*-типа с четырьмя направлениями спонтанной поляризации на плоскости *ac*, отклоненными от оси *a* на 4,5°. Показано, что исходная доменная структура состоит из областей с 90-градусными границами неправильной формы (рис. 1, *б*, *в*). Каждая область состоит из антипараллельных полосовых доменов одного типа шириной от 50 до 500 нм (рис. 1). Домены *b*-типа с противоположными направлениями спонтанной поляризации разделены небольшими доменами *a*-типа с 90-градусными границами.

Локальное переключение домена *b*-типа приводит к образованию непосредственно под зондом домена *a*-типа с 90° стенками (рис. 1). Кроме того, образуется клиновидный домен *b*-типа с антипараллельным направлением спонтанной поляризации длиной до нескольких микрон со 180° доменными стенками. Подобные клиновидные домены образуются при локальном переключении на неполярных срезах одноосных сегнетоэлектрических кристаллов [5]. Полученные линейная зависимость размеров доменов от напряжения и логарифмическая зависимость от длительности импульса характерны для сегнетоэлектрических кристаллов.

Полученные результаты дают представление о кинетике доменов в сегнетоэлектриках с симметрией C_2 и способствуют развитию методов доменной инженерии.

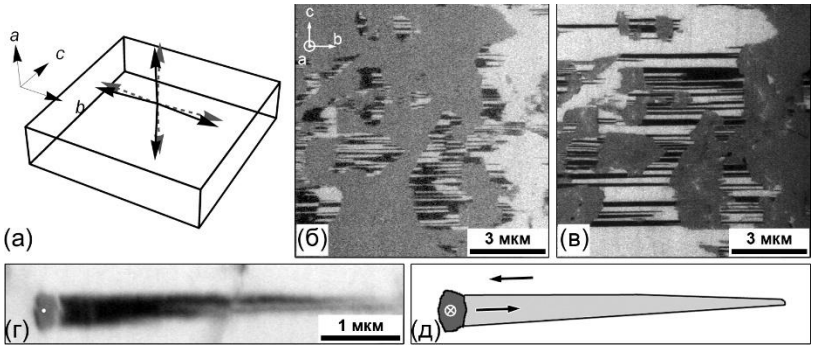


Рис. 1. Схема возможных ориентаций спонтанной поляризации в образце *a*-среза BiT (*а*). Изображения доменной структуры, полученные методом СМПО: *б* – вертикальный и *в* – латеральный пьезоотклик. Локальное переключение: *г* – латеральный пьезоотклик, *д* – схема ориентации доменов. U_{sw} = 100 В, t_{sw} = 1 с

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-72-00170 с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» УрФУ (рег. № 2968).

1. V. Ya. Shur, A. R. Akhmatkhanov and I. S. Baturin // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. P. 040604.
2. X. Liu, Y. Liu, W. Chen et al. // Nanoscale Res. Lett. 2012. V. 7. P. 285.
3. N. Setter, D. Damjanovic, L. Eng et al. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 051606.
4. A. Moure, A. Castro and L. Pardo // Prog. Solid State Chem. 2009. V. 37. P. 15–39.
5. V. Ya. Shur, E. V. Pelegova, A. P. Turygin et al. // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. P. 044103.

Об исследованиях поверхности чистого кремния методами АСМ: проблемы и решения

Д. А. Фокин*, М. С. Нелюб, И. А. Родионов

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 2-я Бауманская ул., 5, стр. 1, Москва, 105005
*fokinda@bmstu.ru

В течение уже большого количества лет кремний остаётся основным материалом, используемым в качестве основы для производства абсолютного большинства современных микро- и наноэлектронных устройств. С развитием технологий растут требования к качеству поверхности кремния. В этой связи контроль качества поверхности в наномасштабе является критически важной задачей, непосредственно влияющей на стабильность и надёжность создаваемой элементной базы. Существует большое количество прецизионных средств исследования топографии, физических и химических свойств поверхности, используемых как средство входного контроля для кремниевых подложек. Одно из лидирующих мест в хит-параде таких методик занимает атомно-силовая микроскопия (АСМ). В литературе, посвящённой технологии изготовления полупроводниковой и сверхпроводниковой элементной базы, всё чаще можно встретить АСМ-изображения поверхности кремниевых подложек с указанием значений измеренных шероховатостей. При этом считается, что метод достаточно хорошо изучен, и получение изображений поверхностей твердых материалов с субнанометровым уровнем шероховатости не представляет особых трудностей. Зачастую авторы таких работ даже не указывают параметры сканирования.

Однако иногда этой задаче стоит уделить особое внимание, поскольку при исследовании чистых монокристаллических кремниевых подложек кремниевым зондом могут возникать некоторые физические эффекты, которые напрямую влияют на качество АСМ-изображений, а иногда и на значения измеряемых параметров шероховатости. Так, например, в силу накопления статического электричества взаимодействие зонда с поверхностью может кардинально, хотя и локально, менять характер. Это может приводить к возникновению артефактов на изображении, и в ряде случаев делает корректную интерпретацию данных если не невозможной, то затруднительной и неоднозначной.

В докладе предложены и проанализированы подходы, направленные на минимизацию описанных эффектов. Одним из вариантов решения задачи является смена режима с целью изменения времени непрерывного механического контакта зонда с поверхностью. Например, смена режима силового картирования на полуконтактный режим сканирования. У такого подхода, однако, имеется ряд недостатков, связанных с особенностями самого полуконтактного режима и возможностями по контролю над взаимодействием зонда и поверхности.

Другой способ, получивший широкое применение при решении такого рода проблем, – использование проводящих зондов с металлическим покрытием с целью отведения заряда из области контакта. Но, как правило, такие зонды имеют увеличенный радиус острия, что снижает пространственное разрешение метода. При этом само покрытие зонда находится в зоне риска, поскольку подвержено механическому износу во время работы, а значит, во-первых, может внезапно прекратить выполнять функции по отводу заряда, а во-вторых, вследствие неконтролируемого изменения геометрии усложнить интерпретацию АСМ-изображений.

Доклад построен на обсуждении АСМ-изображений с артефактами, решений по борьбе с ними и оценке эффективности примененных решений в том или ином случае, что, по мнению авторов, является критически важным при работе с кремниевыми подложками методами АСМ в условиях малого количества информации в литературе.

К вопросу об определении контраста позитивных резистов в ионной литографии

Я. Л. Шабельникова*, С. И. Зайцев

ФГБУН ИПТМ РАН, Черноголовка, 142432
*janeshabeln@yandex.ru

В настоящее время остро сфокусированные ионные пучки широко используются для модификации механических, оптических, электрических и химических свойств материалов, а также для наноструктурирования. При этом одним из подходов к модификации свойств на наноуровне является метод ионно-лучевой литографии, при котором слой чувствительного материала (резиста) облучается сфокусированным пучком ионов (FIB). Преимуществом этого метода перед ионным травлением или ионно-лучевым осаждением (IBID) является более высокая (в несколько сотен раз) производительность (что может означать соответствующий выигрыш во времени экспозиции), поскольку почти вся энергия FIB расходуется на модификацию резиста. Этот метод имеет преимущество и перед электронно-лучевой литографией, которым является отсутствие паразитной засветки резиста вторичными и обратно рассеянными частицами. Разрешающая способность, достижимая при использовании этого метода ионной литографии, и, следовательно, характерные размеры получаемых структур определяются размером области, в которой поглощается энергия пучка. Авторами было показано, что этот размер уменьшается с увеличением атомного номера Z ионов и для $Z > 20$ характерные значения составляют несколько десятков нанометров, а для больших атомных номеров (> 86) могут достигать и единиц нм.

В большинстве лабораторных установок с FIB используемыми тяжелыми ионами являются Ga^+. При этом, если говорить о приложениях в области микро-, наноэлектроники, для многих задач их использование приводит к ключевой проблеме: загрязнению полупроводниковой подложки (и, как следствие, создаваемых структур) ионами галлия. Однако есть по крайней мере одна задача, для которой эта проблема не существенна: создание фотошаблонов для УФ- и рентгеновской литографии. Учитывая описанные выше преимущества тяжелых ионов, применение задействующей экспонирование резиста ионной литографии для создания фотошаблонов выглядит многообещающим и перспективным подходом.

С другой стороны, характерная для этого метода компактная сосредоточенность поглощённой энергии в весьма ограниченной области (и сопутствующая этому сильная неоднородность её распределения) требуют специальных математических моделей и методов расчёта, как в целом для теоретического предсказания результата проявления резиста, так и для определения ключевых характеристик задачи, в первую очередь, контраста резиста.

В докладе будут обсуждаться особенности, в основном математические аспекты, задачи определения контраста позитивного резиста путем аппроксимации измеренной зависимости остаточной толщины от дозы, рассчитанной на основе модели локального изотропного травления кривой. Также будет приведен экспресс-метод определения контраста, не требующий длительных вычислений, характерных для решения задачи аппроксимации.

Непланарные наноструктуры «в объективе» атомно-силового микроскопа

В. А. Шаров[1,2]*, В. В. Федоров[2,3], И. С. Мухин[2]

[1]ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
[2]СПбАУ им. Ж. И. Алферова РАН, ул. Хлопина, 8, к. 3, Санкт-Петербург, 194021
[3]СПбПУ Петра Великого, ул. Политехническая, 28, Санкт-Петербург, 194021
*sharov@spbau.ru

Атомно-силовая микроскопия (АСМ) представляет широкие методологические возможности для исследования непланарных наноструктур различной геометрии – наноколонн, наночастиц, нитевидных нано- и микрокристаллов. Прецизионное позиционирование острия зонда АСМ позволяет создавать механический контакт к одиночной наноструктуре для изучения механических свойств, а в сочетании с использованием проводящих АСМ-методик – получать информацию об электрофизических и оптических свойствах путем регистрации вольт-амперных характеристик (ВАХ) и спектров электролюминесценции (ЭЛ).

В докладе приведён обзор разнообразных нестандартных зондовых экспериментов, проведённых авторами на непланарных наноструктурах A_3B_5 и перовскита.

Первая часть доклада посвящена количественному исследованию уровня легирования нитевидных нанокристаллов GaP [1]. Были получены ВАХ от множества одиночных кристаллов на серии образцов с разным уровнем легирования, проведено их сравнение с результатами спектроскопии комбинационного рассеяния (КР). Создана численная модель, описывающая данные АСМ и показывающая уровень легирования, находящийся в согласии с данными КР.

Вторая часть доклада посвящена исследованию механической прочности эпитаксиального интерфейса нанокристаллов A_3B_5 на кремнии, в зависимости от решеточного рассогласования кристаллов с подложкой [2]. Путём латерального смещения острия зонда АСМ производилось отламывание кристаллов с регистрацией действующих на кантилевер латеральных сил. Далее была измерена топография окрестностей эпитаксиального контакта, установлены принципиальные отличия в структуре интерфейса кристаллов GaP и InAs.

Третья часть доклада посвящена результатам применения методики электрической зондовой литографии для реализации «наносварки». Идея заключается в том, что если при контакте зонда с золотым покрытием с проводящим образцом приложить к зонду достаточное напряжение, ввиду наноразмерной площади контакта и высокой плотности электрического тока произойдет частичное расплавление золотого покрытия иглы и стекания золота на поверхность образца. Данный принцип был впервые успешно применен для механической фиксации одиночного горизонтально-лежащего на никелевой подложке нитевидного микрокристалла GaN в упруго-напряжённом состоянии в рамках измерения его фотолюминесцентных свойств [3].

В заключении доклада представлены результаты по впервые проведённому успешному измерению спектра ЭЛ от наночастицы $CsPbBr_3$, лежащей на ITO, с использованием зонда АСМ в качестве верхнего электрического контакта.

Полученные результаты демонстрируют необыкновенную гибкость атомно-силовой микроскопии как метода исследования разнообразных физических явлений не только в планарных, но и в непланарных наноструктурах.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSRM-2026-0004.

1. V. Sharov, K. Novikova, A. Mozharov et al. // Scr. Mater. 2024. V. 248. P. 116128.
2. V. A. Sharov, M. A. Malysh, V. Fedorov et al. // Available at SSRN 5420178.
3. V. Sharov, A. Pavlov, I. Eliseyev et al. // Adv. Opt. Mater. 2025. V. 13(30). e01821.

Исследование донорских эритроцитов методом атомно-силовой микроскопии

Е. А. Шерстюкова*, В. А. Сергунова

ФГБНУ «Федеральный научно-клинический центр реаниматологии и реабилитологии» Минобрнауки России,
ул. Петровка, 25, стр. 2, Москва, 107031
*kmanchenko@yandex.ru

Ежегодно учреждения службы крови заготавливают миллионы доз донорских эритроцитов, которые необходимы пациентам по всему миру. Во время хранения эритроциты претерпевают ряд метаболических и морфологических изменений, известных как «повреждения при хранении». Эти изменения связаны с окислительными процессами, истощением энергетических ресурсов и ремоделированием мембраны и цитоскелета. В совокупности они негативно влияют на биофизическое качество эритроцитов и могут повышать риск посттрансфузионных осложнений. Поэтому в последние годы активно разрабатываются новые методы заготовки и хранения крови, направленные на снижение степени хранилищных повреждений и минимизацию риска передачи инфекционных агентов.

Метод атомно-силовой микроскопии (АСМ) обеспечивает нанометровое разрешение, позволяет исследовать живые и высушенные клетки, а также обеспечивает прямое измерение силового отклика клетки и последующую количественную оценку локальной жёсткости и модуля Юнга. Благодаря сканированию поверхности образца кантилевером АСМ позволяет количественно оценивать изменения морфологии и целостности цитоскелета эритроцитов, а при контролируемом приложении нагрузки к образцу регистрировать кривые «сила-расстояние», отражающие жёсткость клеток. В наших исследованиях АСМ использовалась для детального анализа морфологии донорских эритроцитов, их цитоскелета, а также жёсткости клеток в процессе длительного хранения.

Серия выполненных работ включала сравнение эритроцитов, хранившихся в CPD/SAGM при стандартной газовой среде и при ксеноновой газовой модификации, а также после патогенредукции. Показано, что при стандартном хранении в SAGM к поздним срокам хранения наблюдается выраженная трансформация дискоцитов в патологические формы эритроцитов (выраженный пойкилоцитоз), увеличение шероховатости мембраны и повышение упругости мембраны, отражённое ростом модуля Юнга, что отражает накопление повреждений при хранении. В модельном эксперименте хранения эритроцитов в атмосфере ксенона морфологические изменения эритроцитов по данным АСМ были сопоставимы со стандартным режимом, однако ожидаемый цитопротективный эффект ксенона выявлен не был. В образцах цельной крови группы О, подвергнутой частичной лейкоредукции и патогенредукции на основе рибофлавина и УФ-облучения, регистрировались отдельные морфологические изменения эритроцитов и незначительные изменения целостности цитоскелета, тогда как локальная упругость клеток, оценённая по модулю Юнга, оставалась стабильной как в течение 7 суток хранения, так и после цикла замораживания-оттаивания.

Полученные данные демонстрируют, что АСМ-показатели топографии поверхности, структурных характеристик цитоскелетной сети и модуля Юнга являются чувствительными индикаторами биофизического качества эритроцитов и дополняют традиционные лабораторные тесты, используемые при оценке компонентов крови. Это позволяет не только сравнивать существующие технологии (стандартное хранение в SAGM, ксеноновые среды, патогенредукция), но и обосновывать дальнейший поиск новых схем заготовки и условий хранения донорской крови, направленных на максимальное сохранение структуры и функции эритроцитов до момента трансфузии.

Влияние быстрого высокотемпературного отжига на систему углеродные слои/Ge

А. С. Шкапина*, Р. Н. Крюков, В. П. Лесников, О. В. Вихрова, А. В. Здоровейщев, Ю. А. Данилов, А. А. Балуева

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*alenashkapina@yandex.ru

В современной микроэлектронике особое внимание привлекают углеродные плёнки. Их выдающиеся характеристики делают их подходящими под множество задач, например, создание защитных покрытий, барьерных слоёв или активных элементов [1]. Дешёвое сырье позволяет получать углеродные слои без больших финансовых затрат. Открытым остаётся вопрос о наилучшем методе получения. От выбора метода синтеза зависят не только свойства, но и сама структура полученных слоёв, что в свою очередь определяет области применения структур. Одним из подходящих методов является метод импульсно-лазерного осаждения. Высокая производительность и воспроизводимость результатов делают данный метод наиболее привлекательным для использования в рамках получения углеродных слоёв.

В качестве объекта исследований в данной работе были выбраны углеродные плёнки, полученные на подложке германия. Выбор подложки обусловлен вероятностью дальнейшего применения полученных структур в области фотоники [2]. Формирование слоев проводилось при температуре подложки 500 °C. В качестве распыляемого вещества был выбран пиролитический графит. Осаждение происходило в течение 20 и 60 секунд. Полученные структуры затем делились надвое, и одна часть подвергалась быстрому термическому отжигу (БТО) в атмосфере аргона при температуре 800 °C и длительностью 15 секунд, вторая же оставалась без изменений. Для простоты в дальнейшем образцы будут упоминаться численными значениями. Для комплексного исследования использовались различные методы – растровая электронная микроскопия (РЭМ), атомно-силовая микроскопия (АСМ) и рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС).

АСМ-изображения позволили определить наличие на поверхности множество включений различной высоты. Данные включения, скорее всего, соответствуют скоплениям атомов. Анализ фотоэлектронных спектров позволил выявить наличие кислорода на поверхности образцов, что связано с окислительными процессами, т. к. процесс роста и анализа осуществлялся в разных установках. Изучение профилей распределения химических элементов по глубине позволил установить, что толщины плёнок соответствуют технологически заложенным значениям. Анализ профиля фотоэлектронной линии C 1*s* позволил установить, что атомы углерода в слоях находятся в состояниях с sp^2- и sp^3-гибридизацией. Соотношение концентраций по глубине этих сортов атомов изменяется, так как максимальное количество атомов sp^3-C наблюдается на гетерогранице C/Ge. Проведение БТО, в целом, во всем углеродном слое приводит к значительному увеличению sp^3-гибридизированных атомов углерода. На рис. 1 представлена зависимость соотношения концентраций сортов атомов углерода по глубине для пленки 60-0 и 60-1.

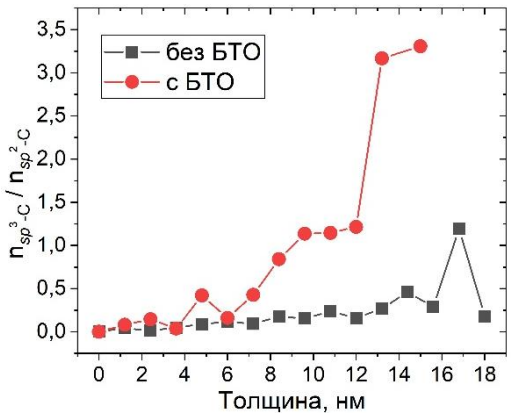


Рис. 1. Доля sp^3-гибридизации для образцов 60-0 и 60-1

Данная зависимость демонстрирует возможность управлять составом углеродных плёнок путём использования БТО. Изменение соотношения концентраций атомов углерода с разной гибридизацией указывает на возможность изменять структуры углеродных плёнок, создаваемых методом ИЛН.

1. G. R. Yazdi, T. Iakimov, R. Yakimova // Materials. 2016. V. 9, no. 5. P. 347.
2. M. G. Kwon, C. Kim, K. E. Chang et al. // APL Photon. 2022. 7. 026101.

Кинетика сегнетоэлектрических доменов под действием лазерного облучения

В. Я. Шур

Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620000
vladimir.shur@urfu.ru

В работе представлены результаты исследования эволюции доменной структуры в одноосных сегнетоэлектриках в результате воздействия импульсов инфракрасного лазерного облучения. Особое внимание уделяется зарождению и росту доменов в объёме кристалла при использовании остросфокусированного облучения фемтосекундным лазером ближнего инфракрасного диапазона.

Возникновение пироэлектрического поля в сегнетоэлектриках при изменении температуры вызвано запаздыванием экранирования изменения деполяризующего поля, создаваемого связанными зарядами. Изменение пироэлектрического поля обусловлено релаксацией экранирующих зарядов. При быстром изменении температуры напряженность поля достаточна для переключения поляризации, то есть открывается возможность для изменения доменной структуры без приложения электрического поля. В настоящее время создание доменной структуры с контролируемыми параметрами под действием импульсного лазерного излучения рассматривается как перспективный метод доменной инженерии [1]. Важно отметить, что отсутствие электродов приводит к невозможности внешнего экранирования деполяризующего поля, что стимулирует формирование самоорганизованных доменных структур.

Реализованы два варианта этого метода: с использованием поглощаемого и непоглощаемого излучения. В большинстве сегнетоэлектриков излучение в ультрафиолетовом и дальнем инфракрасном диапазонах сильно поглощается в поверхностном слое, что приводит к неоднородному изменению температуры и созданию пироэлектрического поля, достаточного для переключения доменов [2]. В этом случае полосовые домены субмикронной ширины зарождаются на облучаемой поверхности и растут в направлении, определяемом симметрией кристалла [3, 4]. При этом не удаётся прецизионно контролировать положение доменов и, как и при воздействии электрического поля, формировать трёхмерные доменные структуры.

Зарождение доменов в объёме впервые удалось получить с использованием остросфокусированного облучения фемтосекундного лазера ближнего инфракрасного диапазона. Основная идея этого метода основана на многофотонном поглощении излучения прозрачного спектрального диапазона только в области фокусировки с высокой плотностью энергии. В 2015 году такое переключение доменов было продемонстрировано в кристаллах одноосного сегнетоэлектрика ниобата лития $LiNbO_3$ [5]. Дальнейшие исследования позволили значительно расширить круг сегнетоэлектриков, используемых для создания двумерных и трёхмерных доменных структур. Показано, что доменные структуры могут быть созданы также в объёме многоосных и релаксорных сегнетоэлектриков [6].

Нами исследован процесс создания доменных структур путем локального облучения и линейного сканирования излучением фемтосекундного лазера ближнего инфракрасного диапазона в кристаллах $LiNbO_3$ и танталата лития $LiTaO_3$, которые являются наиболее популярными нелинейно-оптическими материалами. Визуализация доменов в объеме осуществлялась с помощью конфокальной микроскопии генерации второй гармоники черенковского типа [7, 8].

Высказано предположение, что зарождение доменов вблизи точки фокусировки излучения вызвано деполяризующими полями, которые возникают вблизи созданных облучением неполярных включений, а дальнейший рост доменов обусловлен пироэлектрическим полем, возникающим в результате быстрого изменения температуры [7]. Продемонстрировано создание в объёме стабильных периодических доменных структур и трёхмерных нелинейных фотонных кристаллов [8].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-12-00302. Использовано оборудование Уральского ЦКП «Современные нанотехнологии» Уральского федерального университета (рег. номер 2968).

1. V. Ya. Shur, A. R. Akhmatkhanov and I. S. Baturin // Appl. Phys. Rev. 2015. V. 2. P. 040604.
2. V. Ya. Shur, D. K. Kuznetsov, E. A. Mingaliev et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99(8). P. 082901.
3. V. Ya. Shur., E. A. Mingaliev, M. S. Kosobokov, M. S. Nebogatikov et al. // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. P. 094103.
4. V. Ya. Shur, M. S. Kosobokov, A. V. Makaev, D. K. Kuznetsov et al. // Acta Materialia. 2021. V. 219. P. 117270.
5. X. Chen, P. Karpinski, V. Shvedov, K. Koynov et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. P. 141102.
6. Y. Sheng, X. Chen, T. Xu, S. Liu, R. Zhao, W. Krolikowski // Photonics. 2024. V. 11. P. 447.
7. B. Lisjikh, M. Kosobokov, V. Shur // Photonics. 2024. V. 11(10). P. 928.
8. B. Lisjikh, M. Kosobokov, A. Turygin, A. Efimov, V. Shur // Photonics. 2023. V. 10(11). P. 1211.

Секция 5

Рентгеновская оптика, сопутствующие технологии и применение

Разработка магнетрона с увеличенной зоной эрозии

Е. С. Антюшин*, Н. В. Загайнов, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
kolazagaunow41@gmail.com

При создании многослойного рентгеновского зеркала с большим количеством периодов при неизменных внешних параметрах наблюдается дрейф толщин материалов. Так как основным принципом работы многослойной оптики является конструктивная интерференция, подобный дрейф приводит к уменьшению коэффициента отражения и уширения пика по интенсивности в зависимости от угла. Одной из причин дрейфа является неравномерная выработка в процессе магнетронного распыления материала мишени из зоны эрозии. Узкая клиновидная в разрезе зона эрозии приводит к наиболее резкой зависимости распыляемого материала от времени. Таким образом, возникает задача разработки магнетронов с магнитным полем, способствующим возникновению более пологой формы разреза зоны эрозии.

При проведении серии численных экспериментов было показано, что принципиальное изменение зоны эрозии возможно только при несбалансированном магнитном поле. Данные исследования по оптимизации уже проводились, однако результаты оптимизаций не удаётся реализовать в уже существующих установках [1]. Для оптимизации был выбран критерий для определения зоны эрозии [2]. По итогам моделирования была получена конфигурация магнитной системы, которая оптимизирует зону эрозии и уменьшает разлёт плазмы на удалении от магнетрона.

На следующем этапе работы были изготовлены магнетроны с увеличенной зоной эрозии. Также были проведены эксперименты по напылению многослойных структур Cr/Sc для определения параметров стабильности воспроизведения периодов по глубине структуры с новой магнитной системой.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-30029-П.

1. Gorshanov V. Modeling of magnetic field distribution and optimization of magnetron for magnetron sputtering technology // Master’s Thesis. 2019.
2. Федотов Ф. С., Телегин А. Исследование магнитной ловушки для магнетронной распылительной системы // Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10, № 3.

Метод позиционирования линз и зеркал для последующих измерений или технологических процессов

А. И. Артюхов*, И. В. Малышев, А. Е. Пестов, В. Н. Полковников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*artuhov@ipmras.ru

Прецизионное позиционирование оптических элементов играет весомую роль в эффективности работы оптических систем. Отклонение от оптимального значения оси симметрии или фокусного расстояния может привести к изменениям как коэффициента отражения, так и взаимному отклонению параметров оптических компонентов сложных объективов. В частности, для многослойных рентгеновских зеркал характерной величиной ошибки по углу является полуширина брэгговского пика. На рис. 1 приведена зависимость углового коэффициента отражения многослойного рентгеновского зеркала, из которой можно вывести критерий желаемой точности установки угла. Как можно заметить, максимальный коэффициент отражения составляет 15 %, и ошибка в 0,2° даст потерю отражения в 1 %, а ошибка 0,5° в 4 %. В настоящее время в практике оптической измерительной лаборатории чаще используются фотоэлектрические методы контроля позиционирования, чем визуальные. К современным решениям также можно отнести применение технологии VCM (двигателя звуковой катушки) в оптическом позиционировании линз. Но данные решения имеют свои недостатки, например такие, как невозможность перемещения из позиционного стенда для последующих технологических процессов, а также ограничения по радиусу кривизны поверхности линзы.

В работе представлен метод позиционирования, основанный на регистрации отраженного лазерного луча на матрицу 2D-детектора. Экспериментальный стенд был собран на базе безмасочного литографа прямого рисования [1]. Для проведения экспериментов была добавлена моторизированная поворотная платформа, а также дополнительный съемный столик с двумя микровинтами (рис. 2) для изменения угла наклона позиционируемого образца. Изменение отклонения обратно отраженного луча рассчитывалось отклонением центра пучка, регистрируемого детектором.

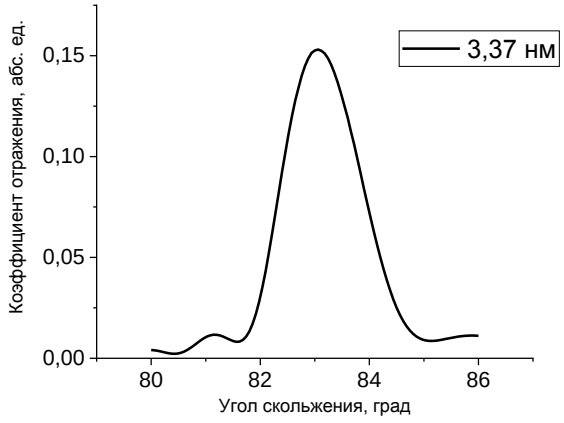


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения от угла скольжения брэгговского пика

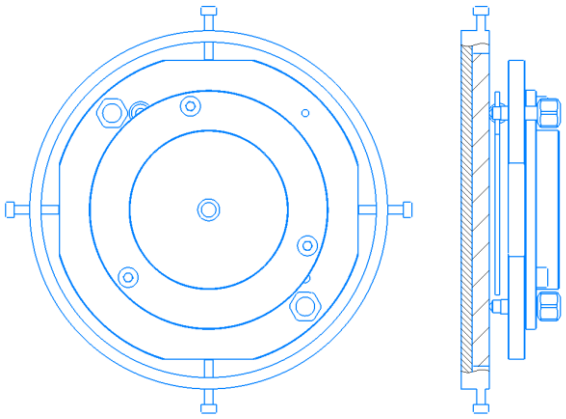


Рис. 2. Столик с микровинтами

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-30029-П.

1. Артюхов А. И., Морозов С. С., Петрова Д. В., Чхало Н. И., Шапошников Р. А. // ЖТФ. 2024. Т. 94, № 8. С. 1295.

XPS- и NEXAFS-характеризация поверхности гибридных нанокомпозитов на основе MWCNTs, модифицированных карбидами молибдена и вольфрама

К. А. Бакина[1]*, О. В. Петрова[1], С. В. Некипелов[1], Р. Н. Скандаков[1], В. О. Рутковский[1], У. С. Третьякова[1,2], Е. А. Степучев[1,2], В. Н. Сивков[1]

[1]ФИЦ Коми НЦ УрО РАН, ул. Коммунистическая, д. 24, Сыктывкар, Республика Коми, 167982
[2]СГУ им. Питирима Сорокина, Октябрьский просп., д. 55, Сыктывкар, Республика Коми, 167001
*tylxen@gmail.com

Композитные материалы на основе многостенных углеродных нанотрубок («multi walled carbon nanotubes», MWCNTs) представляют существенный интерес, что связано прежде всего с исключительными свойствами самих MWCNTs: большой удельной площадью поверхности, химической и термической стойкости, механической прочности. Путём нанесения на поверхность MWCNTs различных металлосодержащих наночастиц и нанопокрытий можно добиться улучшения свойств нанотрубок или появления у них новых магнитных, электронных и каталитических свойств [1]. Такие гибридные наноматериалы могут быть эффективно использованы как нанодисперсные наполнители для повышения функциональных характеристик металлических, керамических, полимерных материалов; помимо этого, их применяют в фото- и гетерогенном катализе, газовых сенсорах, конденсаторах и др. [2]. В связи с этим поиск и разработка оптимальных методов синтеза и исследования наноструктурированных гибридных материалов на основе MWCNTs остаётся в настоящее время актуальной задачей. Для исследования подобных объектов наноразмерного масштаба предпочтительными являются методы, не разрушающие изучаемый материал и обладающие высокой чувствительностью к его атомному и молекулярному строению. В качестве таких методов могут быть использованы XPS- и NEXAFS-спектроскопия.

В работе проведено исследование нанокомпозитов на основе MWCNTs с покрытиями соединений молибдена (MoOC/MWCNTs) и вольфрама (WC_{1-x}/MWCNTs). Исходные MWCNTs и нанокомпозиты на их основе были синтезированы в лаборатории гибридных наноматериалов ИМХ РАН (г. Нижний Новгород). Для осаждения покрытий пиролитического карбида молибдена на поверхность MWCNTs использовался гексакарбонил молибдена $Mo(CO)_6$, а для нанесения покрытий из карбида вольфрама – гексакарбонил вольфрама $W(CO)_6$. Исследования методом XPS проводились в ресурсном центре «Физические методы исследования поверхности» (Научный парк СПбГУ, г. Санкт-Петербург) на рентгеновском спектрометре «Thermo Scientific ESCALAB 250Xi». В качестве источника, ионизирующего излучения, использовалась рентгеновская трубка с излучением Al Kα (1486,6 эВ). Исследования с применением NEXAFS-спектроскопии выполнены с применением синхротронного излучения Русско-немецкого канала выхода и монохроматизации излучения синхротронного центра BESSY II (г. Берлин, Германия) и на станции «НаноФЭС» Курчатовского источника синхротронного излучения («КИСИ-Курчатов», г. Москва). Все спектры были получены в режиме полного выхода электронов («total electron yield», TEY) путём регистрации тока утечки образца.

Карбиды переходных металлов востребованы благодаря их термической стабильности в различных средах и воспроизводимости свойств; они считаются одними из наиболее эффективных добавок в материаловедении и для получения катализаторов химических процессов [3]. Применение карбидов таких переходных металлов как молибден и вольфрам для декорирования поверхности MWCNTs связано также с практически ценными свойствами соединений этих металлов. Покрытия, содержащие молибден, характеризуются высокой температурой плавления, химической стойкостью, твёрдостью и износостойкостью, проявляют каталитические, электро- и фотохимические свойства [4]. Карбид вольфрама представляет существенный практический интерес в связи с его улучшенными триботехническими свойствами, а также возможностью применения в топливных элементах, в процессах гидрирования, дегидрирования, синтеза углеводородных материалов и др. [6].

Проведённый анализ нанокомпозитов MoOC/MWCNTs и WC_{1-x}/MWCNTs показал, что в обоих случаях на границе MWCNTs/покрытие формируются многослойные наноструктуры, включающие слои карбидов и оксидов переходных металлов, взаимодействующих с внешней поверхностью MWCNTs путём образования связей углерод-металл и углерод-кислород-металл. Такие связи обеспечивают прочную связь покрытия с поверхностью нанотрубок, при этом внешний графеновый слой нанотрубок не разрушается и сохраняет свою гексагональную структуру.

Исследование выполнено в рамках госзадания ФИЦ Коми НЦ УрО РАН (тема № 125020501562-1), а также при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Соглашения № 075-15-2025-455 от 26.05.2025 при проведении NEXAFS-исследований.

1. A. T. S. C. Brandão, S. Rosoiu, R. Costa, et al. // Nanomaterials. 2022. V. 12. P. 99.
2. D. Eder // Chemical reviews. 2010. V. 110. P. 1348–1385.
3. S. Ahmad, I. Ashraf, M. A. Mansoor, et al. // Nanomaterials. 2021. V. 11. P. 776.
4. D. Sinkeviciute, J. Baltrusaitis, N. Dukstiene // J. Solid State Electrochem. 2011. V. 15. P. 711–723.
5. C. H. Kim, Y. G. Hur, S. H. Lee, K.-Y. Lee // Fuel. 2018. V. 233. P. 200–206.

Принцип причинности и соотношения типа Крамерса – Кронига для амплитудных коэффициентов френелевского и дифракционного отражения нейтронов

В. А. Бушуев

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, ГСП-1, Ленинские горы, МГУ, Москва, 119991
vabushuev@yandex.ru

Принцип причинности, т. е. невозможность появления отклика раньше причины его возбуждения, является одним из фундаментальных физических законов. В электродинамике принцип причинности приводит к интегральным соотношениям Крамерса – Кронига, которые устанавливают универсальную связь между действительной $\varepsilon'(\omega)$ и мнимой $\varepsilon''(\omega)$ частями диэлектрической проницаемости в области частот от минус до плюс бесконечности. Из самых общих соображений вполне логично допустить, что принцип причинности, а значит и соотношения типа Крамерса – Кронига, должны также выполняться и для действительной и мнимой частей амплитудного коэффициента отражения $R(\omega)$, в том числе и для нейтронов.

По причине обязательного выполнения принципа причинности волновая функция (ВФ) отраженных от среды нейтронов $\Psi_R(t)$ связана с ВФ падающих нейтронов $\Psi_{in}(t')$ только в предыдущие моменты времени $t' \le t$: $\psi_R(t) = \int_0^\infty G(\tau)\Psi_{in}(t-\tau)d\tau$, где $G(\tau)$ – функция Грина. Использование фурье-преобразований приводит к следующему соотношению для ВФ $\Psi_R(t)$:

$$\Psi_R(t) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\omega)\Psi_{in}(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \text{ , где } R(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\tau)H(\tau)e^{i\omega\tau}d\tau \text{ , } \omega = E/\hbar \text{ .} \quad (1)$$

Здесь $R(\omega)$ имеет смысл амплитудного коэффициента френелевского отражения от однородной среды, а также дифракционного отражения от кристалла при падении плоской монохроматической волны $\Psi_{in}(\omega)$, $H(\tau)$ – ступенчатая функция Хевисайда. Приравнивание действительных и мнимых частей в правом выражении в (1) приводит к следующим соотношениям типа Крамерса – Кронига:

$$R'(E) = \frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{R''(E')}{E'-E}dE' \qquad R''(E) = -\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{R'(E')}{E'-E}dE' \text{ ,} \quad (2)$$

где интегралы понимаются в смысле главного значения. В случае френелевского отражения коэффициент $R_F(E) = (\sqrt{E} - \sqrt{E-U})/(\sqrt{E} + \sqrt{E-U})$, где $U = U' - iU''$ – эффективный потенциал. Производная от фазы отражения по частоте определяет величину группового времени задержки [1].

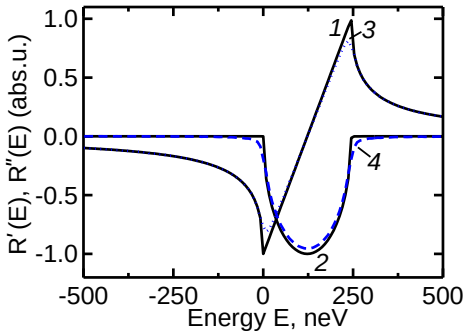


Рис. 1. Действительная (кривая *1*) и мнимая (*2*) части амплитудного коэффициента отражения $R(E)$, рассчитанные по формуле Френеля для никеля (U' = 240 нэВ), а также соответствующие действительная (*3*) и мнимая (*4*) части $R(E)$ в (2)

Сравнение функций $R'(E)$ и $R''(E)$ показывают очень хорошее согласие (рис. 1). Одной из причин расхождения может быть несогласованность используемых по литературным данным величин U' и U'', а также пренебрежение их зависимостью от энергии, что считается общепризнанным в диапазоне от ультрахолодных до тепловых нейтронов. Соотношения (2) справедливы также и в случае брэгговского дифракционного отражения нейтронов от кристаллов. В электродинамике функция Грина и диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ характеризуют отклик материальной среды как таковой. В данном же подходе функции Грина и $R(E)$ характеризуют не материал среды, а процесс отражения нейтронов от самого материального объекта как такового.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ им. М. В. Ломоносова. Автор выражает глубокую признательность А. И. Франку за полезные обсуждения и плодотворные дискуссии.

1. В. А. Бушуев, А. И. Франк // УФН, 2018. Т. 188, № 10. С. 1049–1062.

Нейросетевой анализ интерференционных картин

П. П. Вепрева*, В. Паульс, Е. И. Глушков

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*vepreva.pp.03@mail.ru

Традиционные методы анализа и обработки интерференционных картин зачастую характеризуются значительными временными и вычислительными затратами. Это может ограничивать их применение в сценариях, где необходимы скорость или автоматизация процессов анализа.

Настоящая работа посвящена разработке двух специализированных нейронных сетей для предварительного анализа интерференционных картин. Первая нейросеть нацелена на автоматизацию анализа ошибки трассировки, которая заключается в том, что при непараллельности зеркала и эталона лучи, отраженные от поверхности образца, проходят в оптической схеме интерфрометра путь, отличный от пути, пройденного опорной волной [1]. Наклон зеркала относительно эталонной поверхности приводит к значительному изменению интенсивности на отдельных участках карты поверхности. Вторая нейронная сеть предназначена для анализа интерферограмм, определенных на окружности – реконструкции волнового фронта посредством расчета коэффициентов разложения по полиномам Цернике. При вычислении разнообразных характеристик качества изображения требуются весьма трудоемкие расчеты большого числа значений коэффициентов, поэтому нейросетевой подход окажется более быстрым.

В качестве основы для разработки архитектур обеих нейронных сетей была выбрана сверхточная нейронная сеть (CNN), ее структура адаптирована под специфику каждой задачи. Для обеспечения высокой обобщающей способности и точности моделей сформирован большой и разнообразный набор данных для обучения и валидации, что позволяет учесть широкий спектр возможных изображений.

Разметка изображений осуществляется в формате JSON, что обеспечило структурированное и стандартизированное представление обучающих данных. Для повышения точности моделей и их устойчивости к вариациям входных данных, а также для предотвращения переобучения, были проведены систематические эксперименты по предобработке данных, включающие, в частности, бинаризацию изображений. Дополнительно применялись методы аугментации данных, что позволило искусственно увеличить объем обучающей выборки и улучшить обобщающую способность моделей. Оптимизация производительности и точности каждой архитектуры достигалась посредством эмпирического подбора гиперпараметров, что позволило найти баланс между скоростью обучения и точностью. Результатом комплексной работы над гиперпараметрами и изображениями является довольно точное предсказание данных, представленное на рис. 1.

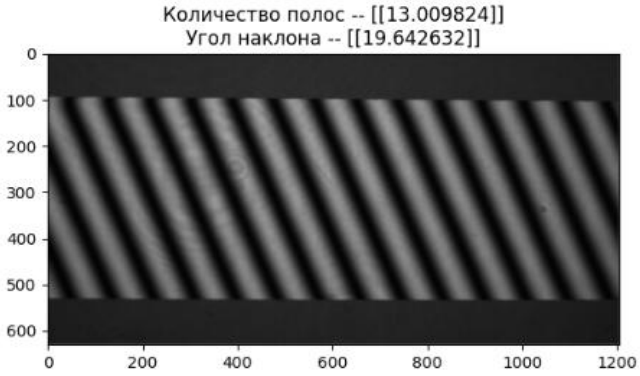


Рис. 1. Результаты предсказания нейронной сети

Таким образом, разработанные нейросетевые подходы предлагают эффективный и автоматизированный способ для предварительного анализа интерференционных картин, значительно превосходящий традиционные методы по скорости.

Работа выполнена при поддержке госзадания № FFUF-2024-0022.

1. Е. И. Глушков, И. В. Малышев, А. И. Николаев, Е. В. Петраков, Н. И. Чхало, Р. А. Шапошников // ЖТФ. 2025.

Особенности инжекции электронов в процессе лазерно-плазменного кильватерного ускорения

Е. А. Вишняков*

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., д. 53, Москва, 119991
*juk301@mail.ru

Современные фемтосекундные лазерные комплексы, используемые для ускорения заряженных частиц световым полем, достигают уровней мощности порядка петаватта (ПВт), а некоторые доходят до 10 ПВт [1, 2]. При этом последние эксперименты, проводимые на петаваттных лазерах, дали возможность получать электроны, ускоренные до энергии 10 ГэВ в разреженной плазме, на длине ускорения всего 10–30 см [3, 4].

Согласно современной теории метода ускорения электронов кильватерными волнами [5, 6], при возбуждении ультракороткими лазерными импульсами в разреженной плазме существует связь оптимальных параметров для эффективного ускорения электронного пучка до максимальной энергии на длине ускорения, приблизительно равной длине плазменного канала. Такими параметрами являются плотность плазмы, длина ускоряющего объёма плазмы, мощность и длина волны лазерного излучения, а также интенсивность лазерного излучения в фокусе.

Одним из важных применений электронных пучков, ускоренных кильватерными волнами, является создание компактного лазера на свободных электронах (ЛСЭ), который давал бы на выходе монохроматическое излучение с длиной волны в вакуумном ультрафиолете или мягком рентгеновском диапазоне [7].

Отдельной проблемой экспериментальной реализации ускорения электронов кильватерной волной является контролируемая инжекция электронов в разреженную плазменную полость, бегущую за лазерным импульсом в кильватерной волне. Одним из наиболее предпочтительных методов инжекции является самоинжекция [8], когда электроны из окружающей плазмы под воздействием электрических полей с высокими значениями захватываются в ускоряющую полость. Такие процессы происходят, когда нейтральный газ, из которого впоследствии получается разреженная плазма, состоит из атомов гелия или молекул водорода. К сожалению, при относительно низких значениях интенсивности лазерного поля (менее $\sim 10^{19}$ Вт/см^2 для лазера с длиной волны 800 нм) самоинжекция в экспериментах часто не происходит, а при высоких интенсивностях инжекция становится непрерывной, что не позволяет получить на выходе короткий моноэнергетический электронный пучок с малым эмиттансом.

Другим методом является так называемая ионизационная инжекция, когда в газовой мишени, помимо гелия или водорода, содержится газ с более высоким атомным номером – например, азот N_2. В таком случае для отрыва валентных электронов у атомов азота нужны гораздо более низкие значения электрического поля, чем в случае чистого гелия и водорода, что способствует инжекции электронов в ускоряющаю полость кильватерной волны. При этом удаётся достичь достаточно высоких значений заряда ускоренного электронного пучка, однако его эмиттанс и энергетический разброс часто остаются достаточно большими. Активность самоинжекции электронов в плазменную полость определяется значением интенсивности лазерного пучка и динамикой эволюции ускоряющей полости [9]. Этот способ инжекции применяют в установках на этапе проверки их работоспособности.

Третий метод инжекции связан с присутствием наночастиц в газе, которые точечно усиливают электрические поля и способствуют инжекции электронов в ускоряющую плазменную полость только в определённой области пространства, что способствует малому значению эмиттанса захваченного пучка электронов. Этот метод наиболее новый, но уже успевший продемонстрировать свою эффективность [3, 10–13].

В данной работе обсуждаются эти три метода инжекции и проводится их сравнительный анализ.

1. C. Danson, D. Hillier, N. Hopps, D. Neely // High Pow. Las. Sci. Eng. 2015. V. 3. P. e3.
2. C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage et al. // High Pow. Las. Sci. Eng. 2019. V. 3. P. e54.
3. C. Aniculaesei, Th. Ha, S. Yoffe et al. // Matter Radiat. Extremes. 2024. V. 9. P. 014001.
4. A. Picksley, J. Stackhouse, C. Benedetti et al. // Phys. Rev. Lett. 2024. V. 133. P. 255001.
5. T. Tajima, J. M. Dawson // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 267–270.
6. E. Esarey, C. B. Schroeder, W. P. Leemans // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81 (3). P. 1229–1285.
7. C. Emma, J. Van Tilborg, R. Assmann et al. // High Power Laser Sci. Eng. 2021. V. 9. P. e57.
8. P. Kumar, K. Yu, R. Zgadzaj et al. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 013102.
9. S. Y. Kalmykov, A. Beck, S. A. Yi et al. // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. P. 056704.
10. A. Špádová, P. Valenta, S. Lorenz et al. // Proc. SPIE. 2025. V. 13534. P. 1353403.
11. C. Aniculaesei, V. B. Pathak, K. H. Oh et al. // Phys. Rev. Applied. 2019. V. 12. P. 044041.
12. M. H. Cho, V. B. Pathak, H. T. Kim et al. // Sci. Rep. 2018. V. 8. P. 16924.
13. J. Xu, L. Bae, M. Ezzat et al. // Sci. Rep. 2022. V. 12. P. 11128.

Метод нанотомографии для рентгеновского x345 микроскопа

К. П. Гайкович*, И. В. Малышев, Д. Г. Реунов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*gaikovich@mail.ru

Представлен метод томографии для разработанного в ИФМ РАН МР-микроскопа с 345-кратным увеличением, основанный на экспериментальном определении ядра для интегрального уравнения. Для ранее разработанного МР-микроскопа с 46-кратным увеличением нами были разработаны методы томографии 3D-распределения коэффициента поглощения по данным 3D-сканирования полупрозрачных объектов фокусом микроскопа на основе решения уравнения томографии типа 3D-свертки. В работе [1] его ядро определялось по рассчитанным распределениям фокусируемого излучения, в работах [2, 3] – на основе обратного преобразования Радона в геометрооптическом приближении слабого поглощения, а в работе [4] геометрооптическое уравнение томографии было получено для неоднородностей в поглощающей среде, малых по сравнению с постоянной составляющей поглощения в анализируемой области ($\mu(x,y,z) << \mu_0$). На основе этого подхода был предложен метод калибровки 3D-реконструкции.

Проблемой геометрооптической теории является неопределенность ядра в пикселе фокуса, совпадающего по размеру с масштабом дифракционного расплывания поля. Хотя использованные методы его определения давали близкие результаты, но их погрешность существенно зависит от структуры объекта. Поэтому для нового микроскопа был использован примененный нами ранее подход [5], основанный на определении ядра 3D-уравнения томографии из эксперимента с тестовыми объектами с известной формой, положением и коэффициентом поглощения. В качестве объектов использовались золотые шарики диаметром 100 и 300 нм с коэффициентом поглощения 0, 19 мм$^{-1}$, расположенные на прозрачной поверхности. Их форма и положение были определены с помощью электронного микроскопа. Полагая, что уравнение томографии для слабо поглощающих объектов, как и в [3], определяется 3D-сверткой (1), *k*-спектр его ядра получается в (2) из фурье-преобразования уравнения:

$$\delta I(x_0,y_0,z_0) = 1 - \frac{I}{I_0}(x_0,y_0,z_0) = \iiint \mu(x,y,z) K(x_0-x, y_0-y, z_0-z)\,dxdydz, \quad (1)$$

$$\delta I(k_x,k_y,k_z) = 8\pi^3 K(k_x,k_y,k_z)\mu(k_x,k_y,k_z),\ K(k_x,k_y,k_z) = 1/8\pi^3 \delta I(k_x,k_y,k_z)/\mu(k_x,k_y,k_z), \quad (2)$$

где $I / I_0(x_0,y_0,z_0)$ – отношение распределения измеренного сигнала к сигналу без объекта в зависимости от положения фокуса, $\mu(x,y,z)$ – известное распределение коэффициента поглощения шарика. Исходное распределение сигнала было трансформировано в область 256×256×160 (12,8×12,8×8 мкм) с линейным размером пикселя 50 нм при пятне дифракционного расплывания около 30 нм. Для устранения проблемы, связанной с околонулевыми значениями спектра коэффициента поглощения, в (2) применялась незначительная регуляризация.

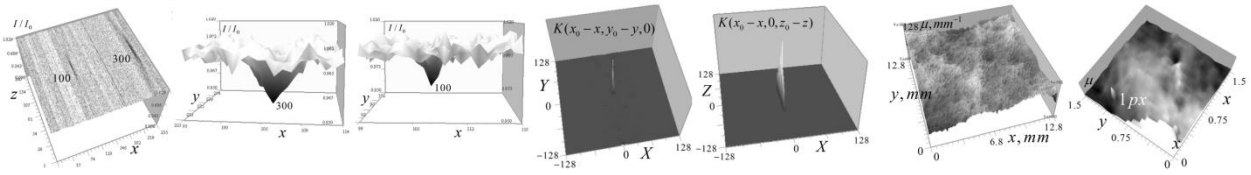


Рис. 1. На рисунке показаны: сигнал I / I_0 от золотых шариков в плоскости *xz* (12,8×8 мкм), в плоскостях *xy* (1×1 мкм) для 300- и 100-нм золотых шариков, экспериментальное ядро *K*(*X*,*Z*) и *K*(*X*,*Y*) в (1), определенное по его спектру (2), томографические сечения $\mu(x,y,z=4\ \text{мкм})$ для клетки конволярии, полученные из решения уравнения томографии (1) с экспериментальным ядром в областях 12,8×12,8 и 1,5×1,5 мкм (с 1-пиксельной (50 нм) искусственной неоднородностью)

Был разработан алгоритм предложенной томографии и его обобщение для поглощающей среды путем встраивания экспериментального ядра в алгоритм метода [4]. Полученные результаты численного моделирования разработанного алгоритма и его применения в томографическом анализе клеток растений (см. рис. 1) продемонстрировали его 1-пиксельную (50 нм) разрешающую способность.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029.

1. I. V. Malyshev, D. G. Reunov, N. I. Chkhalo et al. // Opt. Express. V. 30(26). P. 47567. 2022.
2. К. П. Гайкович, И. В. Малышев, Д. Г. Реунов, Н. И. Чхало // Журнал технической физики. 2023. Т. 93(7). Р. 867. 2023.
3. К. П. Гайкович, И. В. Малышев, Д. Г. Реунов, Н. И. Чхало // Журнал технической физики. 2023. Т. 94(7). Р. 992. 2024.
4. К. П. Гайкович, И. В. Мальцев, Д. Г. Реунов // Тезисы докладов XXIX Симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 10–14 марта 2025 г.). С. 500.
5. K. P. Gaikovich, P. K. Gaikovich, Ye. S. Maksimovitch et al. // Physical Review Letters. V. 108, no. 16. P. 163902. 2012.

Состав и кристаллическая структура многослойных нейтронных зеркал

А. У. Гайсин*, С. С. Сахоненков, А. С. Конашук, Е. О. Филатова

Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 199034
*a.gaisin@spbu.ru

Многослойные структуры на основе никеля и титана активно применяются в качестве покрытия нейтроноводов для исследовательских реакторов, поскольку обладают наибольшим нейтронно-оптическим контрастом [1, 2]. Многослойные структуры Ni_xMo_{1-x}/Ti и Cu/Ti имеют потенциальное применение в качестве недеполяризующих отражательных элементов в экспериментах с пучками поляризованных нейтронов, используемых для исследования магнитных свойств материалов [3, 4].

Низкая плотность потоков даже самых современных источников нейтронов создает запрос на высокоотражающие нейтронно-оптические элементы, в том числе суперзеркала с высоким коэффициентом m (множитель критического угла полного внешнего отражения никеля), что требует синтеза ультратонких слоев с толщинами менее 10 нм. Основная проблема многослойных структур, состоящих из нанометровых слоев, заключается в сложности создания резких границ раздела из-за твердофазных реакций на границах раздела, кристаллизации слоев и межслоевой шероховатости. Для подбора эффективного метода интерфейс-инжиниринга, сохраняющего нейтронно-оптический контраст, требуется комплексно исследовать механизмы формирования межслоевых областей и кристаллизации слоев.

В данной работе представлены исследования состава и эволюции кристаллической структуры многослойных систем Ni/Ti без и с барьерными слоями кремния, $Ni_{0,95}Mo_{0,05}$/Ti и Cu/Ti с разной величиной периода. Комплексный анализ фотоэлектронных и рентгенодифракционных измерений многослойных зеркал Ni/Ti с барьерными слоями и без них с периодами 4 и 10 нм позволил заключить, что в межслоевой области Ni/Ti формируются протяженные переходные слои, в основном состоящие из интерметаллической фазы Ni_3Ti. Введение сверхтонких барьерных слоев кремния на интерфейсах в значительной степени предотвращает образование интерметаллических соединений, вероятно, из-за образования силицидов титана. Кроме того, было замечено, что использование слоя Si на поверхности образца приводит к образованию оксида кремния в результате воздействия окружающей среды, который действует как пассивирующий слой и препятствует окислению слоев Ni и Ti в самом верхнем периоде многослойной структуры.

Анализ рентгеновской и электронной дифракционных картин многослойных зеркал $Ni_{0,95}Mo_{0,05}$/Ti с величиной периода от 4 до 20 нм выявил постепенное изменение преимущественной ориентации гексагональных кристаллитов α-Ti от (002) до (100) с увеличением толщины периода, что потенциально объясняет рост волнистости слоя от подложки к поверхности с увеличением толщины периода. Установлена кристаллизация слоя $Ni_{0,95}Mo_{0,05}$ в виде твёрдого раствора. Показано образование на границах раздела интерметаллических соединений $Ni_{1-x}Ti_x$ со средней стехиометрией $x \approx 0,5$. Предположительно, они представляют собой смесь интерметаллидов, богатых Ni и Ti. С увеличением толщины периода обнаружена кристаллизация интерметаллидов, а также измельчение (фрагментация) зёрен интерметаллических соединений.

Установлено, что кристаллическая структура многослойных систем Cu/Ti существенно зависит от периода зеркала. При периодах более 10 нм наблюдается полная кристаллизация обоих компонентов: медь формирует ГЦК-фазу с текстурой [100], а титан – α-Ti с неожиданной ориентацией [100] вместо типичной для ГПУ-решётки [002]. Одновременно в этих структурах чётко регистрируются дифракционные пики интерметаллидов $CuTi_2$ и CuTi, свидетельствующие о глубокой межслойной реакции.

Исследования были проведены на лабораторном модуле ЭСХА станции НАНОФЭС в НИЦ «Курчатовской институт», на рентгеновском фотоэлектронном спектрометре Thermo Fisher Scientific Escalab 250 xi в ресурсном центре «Физические методы исследования поверхности» и на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover в ресурсном центре «Рентгенодифракционные методы исследования» Научного парка СПбГУ.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10107.

1. Maruyama R., Yamazaki D., Ebisawa T., Soyama K. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2009. 600. P. 68–70.
2. Singh S., Basu S., Bhatt P., Poswal A. K. // Phys. Rev. B. 2009. 79. 195435.
3. Schebetov A. // Neutron News. 1998. V. 9, no. 3. P. 35.
4. J. M. Gomez-Guzman, M. Opel, T. Veres et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 1059. 2024. P. 169005.

Рефлектометр с лазерно-плазменным источником для аттестации оптики в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах

С. А. Гарахин*, С. С. Морозов, И. С. Девятайкин, М. С. Михайленко, Р. А. Шапошников, И. Г. Забродин, И. В. Малышев, М. В. Зорина, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*garahins@ipmras.ru

Описывается модифицированный в ИФМ РАН лабораторный рефлектометр для прецизионных измерений спектральных и угловых зависимостей коэффициентов отражения и пропускания оптических элементов в диапазоне длин волн 4–50 нм. При разработке спектрометра-монохроматора рентгеновского излучения использована схема Черни – Тюрнера с двумя коллимирующими асферическими зеркалами и плоской дифракционной решеткой. Такая схема, в отличие от традиционно применяемых спектрометров-монохроматоров роулондовского типа, обеспечивает характерное для них высокое спектральное разрешение и широкий рабочий диапазон, но при этом входная и выходная щели остаются неподвижными. Это снимает практически полностью ограничения на массогабаритные характеристики источника излучения и рефлектометра. Фокусировка зондового монохроматического пучка на исследуемом образце производится с помощью тороидального зеркала. Источником рентгеновского излучения является высокоионизованная плазма, генерируемая при взаимодействии мощного лазерного пучка на твердотельную мишень.

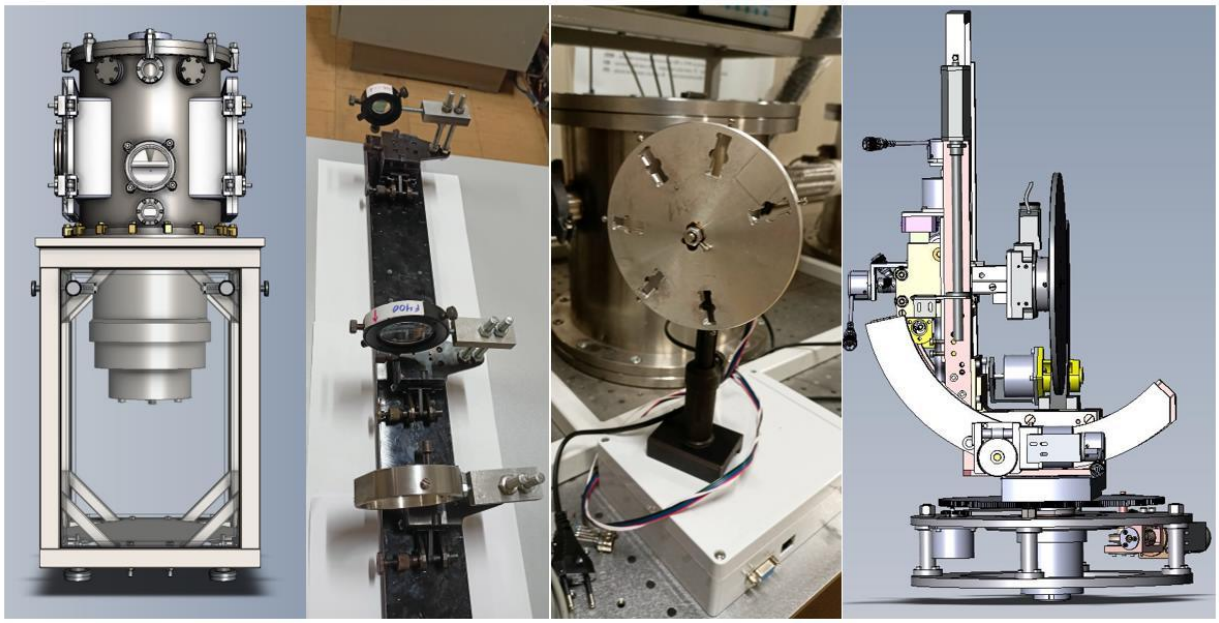


Рис. 1. Модифицированные узлы лабораторного рефлектометра с монохроматором Черни – Тернера (камера лазерно-плазменного источника, расширитель лазерного пучка, фильтр высших порядков, гониометр с датчиками положения)

Для стабилизации эмиссионных характеристик твердотельная мишень совершает поступательное линейное и вращательное движение таким образом, чтобы каждый импульс приходился на новое место. Приведена усовершенствованная оптимизированная система. Спектральное разрешение прибора измерялось в нулевом порядке и по разрешению (крутизне коэффициента пропускания фильтров) в области краев поглощения материалов фильтров (Al, Si, Be). Описывается новая камера лазерно-плазменного источника, фильтр высших порядков, новые зеркала и усовершенствованный гониометр с датчиками углового и линейного положения.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН FFUF-2024-0022.

1. S. A. Garakhin, N. I. Chkhalo, I. A. Kas'kov et al. // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. P. 063103.
2. С. Ю. Зуев, Н. Н. Салащенко, Н. И. Чхало и др. // Поверхность. 2015. V. 7. P. 77.

Учет систематических ошибок измерений методом сдвига на интерферометре Физо

Е. И. Глушков*, В. Паульс, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*eglushkov@ipmras.ru

Учет систематической ошибки измерений с использованием интерферометра Физо (абсолютное измерение), в частности, ошибки эталона, необходим для измерения оптических поверхностей с точностью на уровне единиц нанометров и менее. Высокоточные эталонные зеркала для интерферометра Физо очень дороги, и их форма обычно имеет меньшую точность (λ/20, λ/50 по размаху высот профиля PV («peak-to-valley») – 30–10 нм), чем у высокоточных измеряемых плоскостей (единицы нм по параметру PV).

Традиционным методом абсолютного измерения является метод трех плоскостей. Он основан на взаимных измерениях трех плоскостей с использованием определенных приближений и аппроксимаций полиномами с заранее определенной максимальной степенью для получения абсолютной формы измеряемой поверхности. Недостатком такого подхода является невозможность учета ошибок формы с пространственной частотой выше выбранной и сингулярных ошибок формы. Современные методы проведения абсолютных измерений основаны на анализе информации, содержащейся в каждом пикселе, и не используют аппроксимацию поверхности полиномами, что обеспечивает высокое пространственное разрешение измерений.

Измеренную форму участка образца (субапертуры) можно представить в виде

$$M = S + R, \tag{1}$$

где S – истинная форма детали (вообще говоря, разная для каждой субапертуры), а R – систематическая ошибка измерений (считаем ее неизменной для каждой субапертуры). В процессе измерений образец сдвигается на постоянное расстояние, равное целому числу пикселей.

Выражение (1) можно записать в виде системы уравнений (2), которая в пиксельном представлении примет вид $Ax = M$, где A – матрица коэффициентов, $x = \begin{bmatrix} R \\ S \end{bmatrix}$. Решение полученной системы можно получить методом наименьших квадратов в виде $x = (A^T A)^{-1} A^T M$.

$$\begin{cases} M_0(x + p_0, y) = S_0(x + p_0, y) + R_0(x, y), \\ M_1(x + p_1, y) = S_1(x + p_1, y) + R_1(x, y), \\ \dots \\ M_N(x + p_N, y) = S_N(x + p_N, y) + R_N(x, y). \end{cases} \tag{2}$$

Для определения систематической ошибки измерений был выбран плоский образец – брусок плавленого кварца габаритами 25×70 мм. Образец сдвигался вдоль апертуры интерферометра на 10 пикселей на каждом из 50 шагов. Проводились две серии измерений: в прямом и повернутом на 180° состояниях. Из рис. 1 видно, что систематическая ошибка качественно осталась неизменной, а измеряемая поверхность перевернулась. Видно, что разработанная методика позволяет измерять плоские поверхности с субнанометровой ошибкой формы.

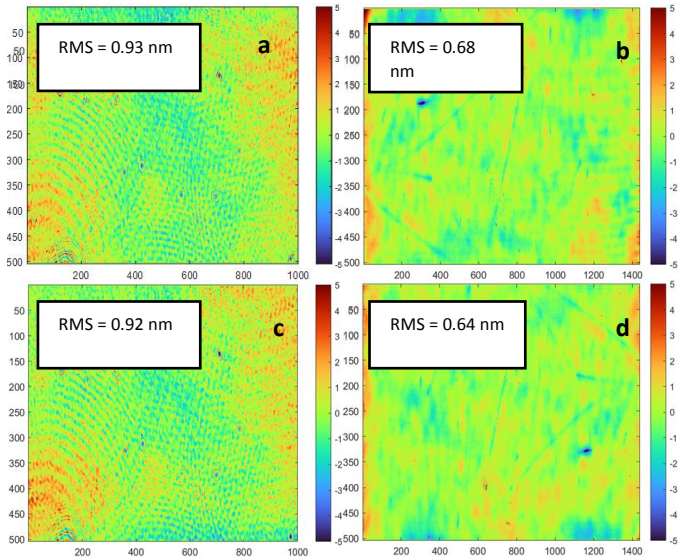


Рис. 1. Измерение кварца: *a* и *c* – рассчитанные сист. ошибки для начального и перевернутого положений *b* и *d* соответственно. По осям отложены пиксели (1 пиксель = 43 мкм)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029-П.

Изготовление и характеризация рентгеновской 1,2-мкм Au-решётки с блеском для работы в классической и конической дифракции

Л. И. Горай[1,2,3]*, Д. В. Мохов[1,2], Т. Н. Березовская[1], К. Ю. Шубина[1], Н. Д. Прасолов[4], Е. В. Пирогов[1], А. Д. Буравлёв[2,3,4]

[1]Академический университет им. Ж. И. Алферова РАН, Санкт-Петербург, 194021
[2]СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 19702
[3]Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, 190103
[4]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021
*lig@pcgrate.com

Идеальный оптический дизайн отражательной решётки предполагает асимметричный треугольный профиль штриха. Эффективность рентгеновской дифракционной решетки (РДР), работающей в диапазоне от вакуумного УФ до жёсткого рентгена, тем выше, чем ближе реальная структура штриха к идеальной треугольной с плоской отражающей поверхностью. В штрихах РДР присутствуют две отражающие грани: рабочая (*blaze*) и противоположная ей (*anti-blaze*), которые характеризуются соответствующими углами наклона α и β. Рабочая грань является основной отражающей поверхностью, и от её качества зависит дифракционная эффективность η РДР. Для решёток, полученных анизотропным жидкостным травлением вицинальных пластин Si(111) через маску фоторезиста, выделяют три важных параметра [1]. Во-первых, длина отражающей грани должна составлять не менее 75 % от периода решётки *d*. Во-вторых, коэффициент асимметрии углов должен быть не менее пяти. Наконец, шероховатость отражающей поверхности σ должна быть минимальной и составлять несколько десятых нм для СКО. Такие РДР имеют максимально достижимую эффективность и могут работать в высоких дифракционных порядках и схемах конической дифракции [2, 3].

В таблице представлены результаты оптимизации и характеризации, с помощью данных АСМ и РЭМ, параметров штрихов изготавливаемой решётки. Номинальный период решётки, полученной на поверхности Si(111)4°, $d \approx 1{,}2$ мкм. Номинальный $\alpha \approx 3{,}5°$, а номинальный $\beta \approx 16°$. Поверхность решётки покрыта 25-нм-отражающим слоем Au с $\sigma < 0{,}5$ нм, что было определенной из измерений АСМ в поле 1×1 мкм.

На рис. 1 *а*, *б* представлены АСМ- и РЭМ-изображения профилей штрихов и поверхности решетки. На рис. 1, *в* показаны кривые абсолютной η(*n*) в дифракционном порядке *n* решетки с номинальными параметрами, рассчитанные в программе PCGrate™ на основе строгого метода граничных интегральных уравнений, в зависимости от угла падения для длины волны 11,3 нм. Максимальная η(–3) > 35 % достигается в ТЕ поляризации. Максимальная эффективность соседних порядков ~20 %–30 %. Расчётная эффективность порядков этой РДР в схеме скользящей конической дифракции приблизительно в два раза выше.

Таблица. Результаты оптимизации и характеризации параметров штрихов решётки

Группа	Глубина штриха, нм	Период, нм АСМ / РЭМ	Угол блеска, град.	Изогнутость отражающей грани, град.	Угол антиблеска, град.	Длина проекции грани антиблеска, РЭМ, нм
15–55	54,7	1183	3,43	1,42	15,8	196
15–70	54,9	1185	3,46	1,39	16,1	198
среднее	**54,8**	**1184**	**3,44**	**1,40**	**15,95**	**197**

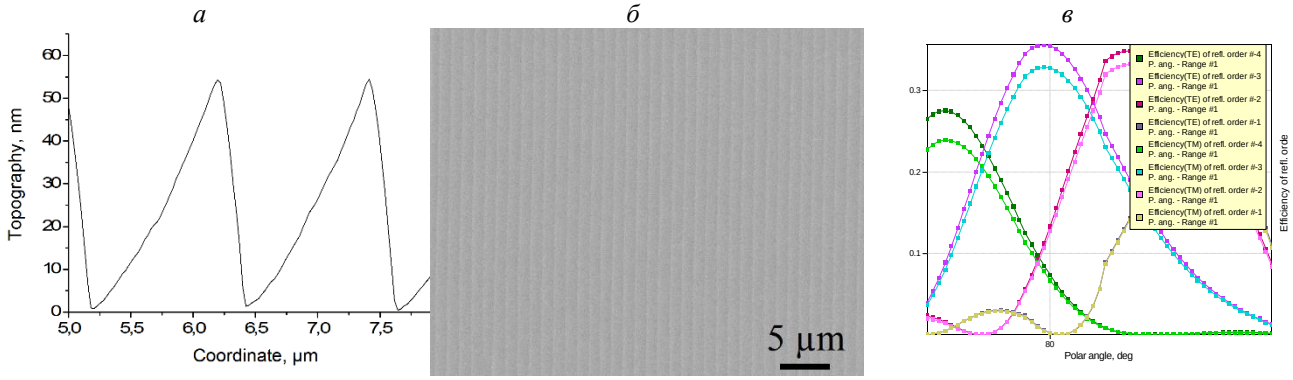


Рис. 1. АСМ-профиль штрихов (*а*); *б* – РЭМ-изображение поверхности решётки; *в* – эффективность решётки в порядках

1. L. I. Goray, T. N. Berezovskaya, D. V. Mokhov et al. // J. Surf. Investig. 2023. V. 17 (Suppl. 1). P. S104–S114.
2. L. I. Goray, T. N. Berezovskaya, D. V. Mokhov et al. // Bull. of the Lebedev Phys. Inst. 2023. V. 50 (Suppl. 2). P. S250–S261.
3. K. V. Nikolaev, L. I. Goray, P. S. Savchenkov et al. // Submitted to JACr. 2025. https://doi.org/10.48550/arXiv.

Применение зондовой методики для лазерно-плазменных исследований с газоструйной мишенью

В. Е. Гусева*, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов, И. Г. Забродин, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*valeriegus@ipmras.ru

Зондовые измерения широко используются в различных областях плазменных исследований. Наиболее часто электрический зонд используется для определения параметров газоразрядной плазмы. В настоящей работе данный метод применялся для исследования лазерной плазмы, образованной при возбуждении газоструйной мишени излучением Nd:YAG лазера. Преимуществами данной методики являются локальность измеряемых характеристик и простота используемой аппаратуры. Суть метода заключается в измерении тока заряженных частиц на малый заряженный электрод, помещенный в плазму [1]. Зондовые измерения позволяют вычислить электронную температуру, а также концентрацию заряженных частиц в плазме.

Кроме параметров лазерной плазмы, с помощью зондовых измерений можно определить количество заряженных частиц, генерируемых лазерной искрой при работе лазерно-плазменного источника (ЛПИ) экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) излучения. Эта задача актуальна в целях разработки ЛПИ с газоструйной ксеноновой мишенью для литографических применений. Частицы, вылетающие из плазменного облака, могут приводить к деградации близкорасположенных зеркал, поэтому необходимо знать количество и скорость бомбардирующих частиц.

Исследовалась плазма, образованная при возбуждении газоструйных мишеней из аргона и ксенона. Газ подавался в вакуумную камеру через сверхзвуковое коническое сопло ($d_{кр}$ = 250 мкм) под давлением 4–10 бар. Параметры Nd:YAG лазера: энергия в импульсе 0,8 Дж, длительность 5 нс. Вольт-амперная характеристика (ВАХ), полученная при расположении зонда на расстоянии 11 см от лазерной искры при давлении аргона 8 бар, представлена на рис. 1.

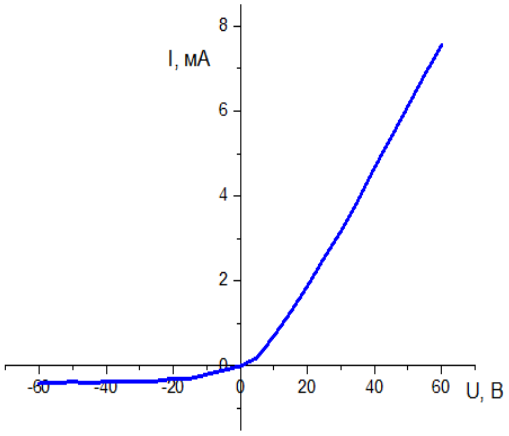


Рис. 1. ВАХ зонда при исследовании лазерной плазмы аргона под давлением 8 бар на расстоянии 11 см

Из полученной ВАХ по формулам (1) и (2) [1] были получены значения электронной температуры плазмы и концентрации ионов, составившие 25 эВ и $6 \cdot 10^9$ 1/см^3 соответственно.

$$\frac{1}{T_e} = \frac{k}{e}\frac{dlnI_e}{dU}. \quad (1)$$

$$n_i \approx 10^{10}\frac{\sqrt{M}I_i[\text{мА}]}{S\,[\text{см}^2]\sqrt{T_e[\text{эВ}]}}. \quad (2)$$

В работе были получены зависимости электронной температуры и концентрации частиц от параметров возбуждения плазмы и расстояния удаления зонда от лазерной искры. Сделаны выводы о количестве заряженных бомбардирующих частиц, приходящемся на единицу площади, и их средней энергии.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029-П.

1. Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. М. : Атомиздат, 1969.

Твердотельный лазерно-плазменный источник нового поколения для прецизионной рефлектометрии

И. С. Девятайкин*, С. А. Гарахин, С. С. Морозов, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*aliariand@a-alicorn.ru

Твердотельные источники XEUV-излучения применяются в системах, требующих высокой стабильности, яркости и надежности. Эти источники находят применение, в частности, в рефлектометрии элементов рентгеновской оптики.

Для выполнения задач рефлектометрии в ИФМ РАН ранее уже был разработан твердотельный лазерно-плазменный источник (ЛПИ) [1]. Однако растущие требования к точности рефлектометрических измерений создали необходимость в источнике с большей яркостью и стабильностью.

Модернизированный лазерно-плазменный источник должен быть простым в настройке и обслуживании, обеспечивать размер рентгеновского источника (искры) не более 60 мкм, обеспечивать более 10^6 фотонов в секунду на выходе монохроматора в спектральной ширине 0,1 нм в рабочей апертуре. Относительная величина флуктуаций должна составлять не более 0,1 %.

Разработка твердотельного лазерно-плазменного источника нового поколения включала в себя следующие задачи: разработка системы оптического ввода, создание системы вращения и геометрии мишени, разработка нового вакуумного объема с системой защиты от эрозии мишени.

Новая фокусирующая система позволила уменьшить размер пятна фокусировки силового лазера до 25 мкм и исключить возможность повреждения оптических элементов обратным излучением. Новая система вращения мишени с планетарным редуктором и увеличенные размеры мишени позволили увеличить время выработки мишени с 14 до 170 часов и повысить пространственную стабильность в несколько раз – амплитуда колебаний новой мишени при работе составляет не более 5 мкм. Кроме того, удобный, безъюстировочный механизм замены мишени позволил уменьшить время настройки прибора с 3 дней до пары часов.

Разработанный вакуумный объем представляет собой цилиндрическую камеру (рис. 1) с диаметром 40 см, оснащенную собственной системой откачки и имеющую 8 фланцев для проведения экспериментов по исследованию свойств ЛПИ. Для обеспечения долговечности и стабильности источника система оснащена защитой от осаждения продуктов эрозии мишени на оптические элементы. Защитная система состоит из постоянных неодимовых магнитов и газовых потоков, которые отклоняют и рассеивают потоки частиц мишени, предотвращая их осаждение на критически важные компоненты.

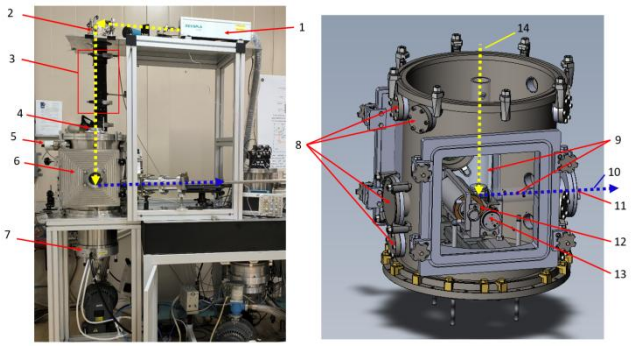


Рис. 1. Изображение ЛПИ: *1* – Nd:YAG лазер (λ = 1064 нм); *2* – призма; *3* – расширитель пучка; *4* – длиннофокусная линза; *5* – датчик давления; *6* – вакуумная камера; *7* – система откачки (турбомолекулярный и форвакуумный насосы); *8* – дополнительные фланцы; *9* – защитные кожухи; *10* – траектория рентгеновского излучения; *11* – оптический вывод; *12* – твердотельная цилиндрическая мишень; *13* – механизм движения мишени; *14* – направление лазерного импульса

Были проведены исследования по изучению свойств нового ЛПИ. Получено, что спектральная интенсивность составляет свыше 10^7 фотон в импульсе в 0,1 нм в рабочей апертуре на длине волны 13,5 нм. Изучены спектры. Стабильность источника по среднеквадратичному отклонению (RMS) составляет 0,32 % на временном диапазоне 50 минут. Размер рентгеновского источника был исследован с помощью микроскопа Шварцшильда с пятикратным увеличением на длине волны 11,2 нм и составил 50 мкм.

В настоящее время разработанный ЛПИ активно используется на рефлектометре мягкого рентгеновского диапазона на основе монохроматора Черни – Тернера.

Работа выполнена в рамках РНФ 21-72-20108-П.

1. С. А. Гарахин, И. Г. Забродин, С. Ю. Зуев, А. Я. Лопатин, А. Н. Нечай, А. Е. Пестов, А. А. Перекалов, Р. С. Плешков, В. Н. Полковников, Н. Н. Салащенко, Р. М. Смертин, Н. Н. Цыбин, Н. И. Чхало. Измерения абсолютных значений интенсивности излучения в диапазоне длин волн 6,6–32 нм мишени из нержавеющей стали при импульсном лазерном возбуждении // ЖТФ. **91**:10 (2021). 1448–1453.

Многослойные рентгеновские зеркала для рентгеноспектрального флуоресцентного анализа

К. В. Дуров*, В. Н. Полковников, А. А. Ахсахалян, М. Н. Торопов, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*kirill.d@ipmras.ru

Многослойные рентгеновские зеркала получили широкое распространение в различных областях науки и техники: физика Солнца, изучение высокотемпературной лабораторной плазмы, рентгеновская литография [1] и другие [2]. Современные технологические возможности позволяют изготавливать изогнутые многослойные структуры, тем самым открывая перспективу их применения в задачах рентгеноспектрального флуоресцентного анализа. При этом возможность прецизионного подбора периода многослойного рентгеновского зеркала может расширить рабочий спектральный диапазон детектируемого излучения и предоставить альтернативу традиционным кристаллам-анализаторам.

В настоящей работе исследуются структурные характеристики зеркал, состоящих из различных материалов (Mo, W, C, B_4C и др.), а также их отражательная способность (рис. 1) в области жесткого и мягкого рентгеновского излучения. Также рассматриваются различные технологии переноса многослойной структуры на изогнутую цилиндрическую поверхность (в соответствии со схемой фокусировки по Иоганну). Кроме того, приводится сравнительный анализ с кристаллом RbAP на различных линиях характеристического рентгеновского излучения.

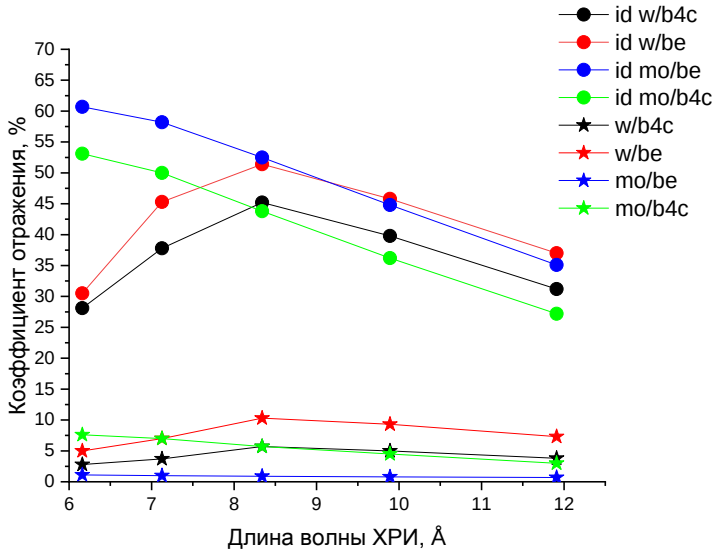


Рис. 1. Коэффициенты отражения рентгеновского излучения от различных зеркал (кружки – идеальные границы, звезды – с учетом типичных шероховатостей)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029-П.

1. T. Tsarfati, R. W. E. van de Kruijs, E. Zoethout, E. Louis, F. Bijkerk // Thin Solid Films. 518. 2009. P. 1365–1368.
2. M. Schuster, H. Gobel // Journal of Physics D: Applied Physics. 1995. V. 28, no. 4A. P. A270.

Аналитическое обоснование метода восстановления аберраций волнового фронта

Н. В. Загайнов*, В. Паульс

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*kolazagaunow41@gmail.com

При калибровке оптических систем становится важно определять аберрации волнового фронта, вызванные неидеальностью оптических элементов. Для повышения точности переноса изображения необходимо определить возмущения волнового фронта. В применении к литографии, где точности переноса изображения становятся сопоставимы с длиной волны, необходимо выполнять настройку оптической системы перед каждым использованием.

Для определения возмущений волнового фронта может использоваться следующая оптическая схема [1]:

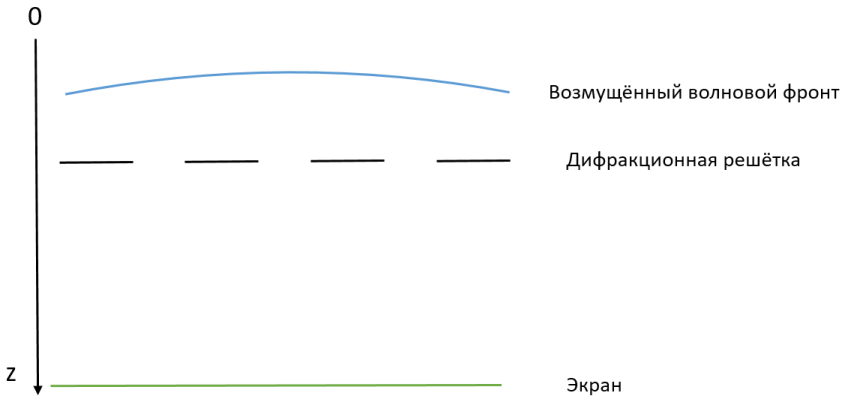


Рис. 1. Принципиальная схема теоретического эксперимента

Возмущённое поле, падающее на щель, можно записать в виде [2]:

$$E_0(x', y') \approx \frac{A}{f} e^{-ikf} e^{-\frac{ik}{2f}\left((x'^2+y'^2)+W(x',y')\right)} \cdot \chi[-L_x, L_x](x')\chi[-L_y, L_y](y'), \quad (1)$$

где f – фокусное расстояние, A – амплитуда поля, k – волновой вектор, $W(x', y')$ – возмущение волнового фронта, χ – функция Хэвисайда.

Возмущение волнового фрона $W(x', y')$ в рамках рассмотрения абберраций удобно представлять в виде разложения на полиномы Цернике [3]:

$$W(x', y') = \sum_{n=1}^{N} c_n Z_n \left(\frac{x'}{R^*}, \frac{y'}{R^*}\right). \quad (2)$$

Есть прямая связь между полиномами Цернике и аберрациями, таким образом, если $I = F(W(c_n))$, где F – некий функционал, становится возможным решение обратной задачи и нахождение аберраций.

В работе показано, что при измерении интенсивности с помощью данного метода становится возможным определить производные функции $W(x', y')$.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-30029-П.

1. Q. Wang, H. Quan, S. Hu, J. Liu, X. Hou, Review of absolute measurement of wavefront aberration in lithography objective // Opto-Electron. Eng. Vol. 50, No. 5, 2023.
2. М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков. Теория волн. М. : Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1979.
3. H. Gross. Handbook of optical systems, Vol. 2: Physical image formation. John Wiley & Sons, 2006.

Определение констант плёнок Ru, Ta, TaN по данным лабораторной рефлектометрии

Н. В. Загайнов*, С. А. Гарахин, С. С. Морозов, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало, Р. А. Шапошников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

В настоящее время активно развивается технология литографии в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне длин волн [1, 2]. В литографической схеме используют маски на отражение. Современные архитектуры чипов включают в себя до 80 слоёв. Для каждого слоя необходима своя литографическая маска; треть из них являются масками для длины волны 13,5 нм. Заготовки под ЭУФ-маски, называемые *mask-blank*, представляют собой многослойную тонкоплёночную структуру на подложке [3]. Для ЭУФ (экстремального ультрафиолетового)-диапазона в качестве абсорбера (материала поглотителя) характерно использование композитных материалов на основе тантала, таких как TaN, TaBN, TaBO, TaO и т. д. [3]. Как показывают теоретические расчёты, тантал-содержащие материалы хорошо подходят и для задач литографии с рабочей длиной волны 11,2 нм.

Различное содержание того или иного химического элемента в композите кардинальным образом влияет как на аморфность, так и на оптические характеристики материалов. В качестве защитного слоя (слоя, покрывающего многослойное рентгеновское зеркало) используется слой Ru, оптические характеристики которого также влияют на отражение рентгеновского излучения. Необходимо подобрать слой с учётом характеристик плёнки, таких как шероховатость и электронная плотность, для максимизации отражательной способности маски.

Ранее для определения оптических характеристик материалов с высокой точностью было необходимо проводить измерение на синхротронном источнике рентгеновского излучения [4], что замедляло быструю разработку и отладку заготовок под маски (*mask-blank*). Ранее проведённые исследования [5] показали теоретическую возможность добиться необходимой точности на лабораторном источнике рентгеновского излучения. В данной работе были произведены эксперименты по измерению и восстановлению оптических характеристик плёнок Ta, TaN (с различным содержанием азота в композите), Ru. Рефлектометрические измерения выполнялись на модифицированном лабораторном рефлектометре [6].

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-20108-П.

1. N. I. Chkhalo, N. N. Salashchenko. Next generation nanolithography based on Ru/Be and Rh/Sr multilayer optics // AIP Advances. 3(8). 082130 (2013).

2. T. Watanabe, T. Harada, S. Yamakawa. Fundamental research activities on EUV lithography at NewSUBARU synchrotron light facility // Proc. SPIE. 2021. V. 11908. P. 1190807. DOI: 10.1117/12.2600896.

3. Hoya Corporation, Morio Hosoya. REFLECTIVE MASK BLANK AND METHOD OF MANUFACTURING A REFLECTIVE MASK // Pattent US No.: 8,709,685 B2 29.04.2014.

4. Richard Ciesielski et al. // Applied Optics. 2022. Vol. 61, no. 8.

5. Н. В. Загайнов. Восстановление оптических констант тонких плёнок в ЭУФ-диапазоне по данным лабораторной рефлектометрии / Н. В. Загайнов*, С. А. Гарахин, С. С. Морозов, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало // ЖТФ. Т. 95.

6. High-resolution laboratory reflectometer for the study of x-ray optical elements in the soft and extreme ultraviolet wavelength ranges / S. A. Garakhin, N. I. Chkhalo, I. A. Kas'kov, A. Ya. Lopatin, I. V. Malyshev, A. N. Nechay, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Salashchenko, M. V. Svechnikov, N. N. Tsybin, I. G. Zabrodin, and S. Yu. Zuev // Rev. Sci. Instrum. 2020. Vol. 91. Iss. 6. 063103.

Стандартизация процесса изготовления оптических деталей в ИФМ РАН

В. А. Захарова*, В. Паульс, П. П. Вепрева

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*zaharovava19102004@gmail.com

Процесс изготовления зеркал для рентгеновской оптики описан в работах [1, 2]. Технологический маршрут зеркала включает в себя несколько этапов: полировка подложки, проверка её шероховатости, измерения формы поверхности подложки, обработка, результатов соответствующих измерений, ионно-пучковое травление подложки, напыление многослойного отражающего покрытия и изменение ключевых рентгеновских характеристик зеркала. Для обеспечения стабильного поточного производства с контролем качества крайне важно знать, какие действия совершались на каждом этапе технологического процесса. Целью данной работы является обеспечение контроля процесса изготовления оптических элементов с помощью создания базы данных, документирующей все производственные этапы на пути изготовления каждого зеркала.

Программное обеспечение реализовано на языке Python с использованием базы данных PostgreSQL, что обеспечивает гибкость при масштабировании системы и возможность интеграции с другими модулями, например, модулем CIBF-25 [3]. В программе реализованы функции просмотра и редактирования параметров деталей, ведение истории всех производственных процессов и сохранение результатов измерений. Для повышения удобства разработан динамический конструктор форм, автоматически адаптирующийся под конкретный тип процесса. Это решение упрощает ввод данных и делает систему универсальной для разных типов изделий.

Для просмотра истории производственных операций реализован графический интерфейс, в котором текущий процесс отображается визуально отличающимся образом от завершённых, что повышает наглядность и удобство контроля. Вместо прямой загрузки файлов применяется система ссылок на пути хранения данных, что оптимизирует работу с базой и упрощает доступ к исходным материалам.

Исходя из технологического процесса составлена архитектура базы данных (рис. 1):

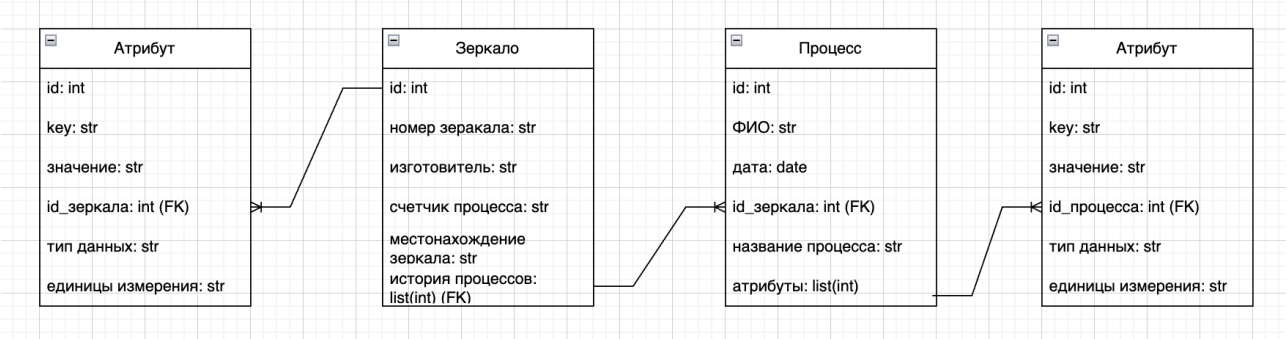


Рис. 1. Архитектура базы данных

Работа выполнена при поддержке госзадания № FFUF-2024-0022.

1. Н. И. Чахло, И. В. Малышев, А. Е. Пестов, В. Н. Полковников, Н. Н. Салащенко, М. Н. Торопов // УФН. 2020. Т. 190, № 1. С. 74.
2. М. С. Михайленко, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев, И. Д. Оськин, Н. И. Чхало // Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника, 2026 (в печати).
3. П. П. Вепрева, В. Паульс // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXIX Международного симпозиума. 2025. С. 498.

Учёт аппаратной функции в измерении коэффициента отражения многослойных рентгеновских зеркал

Г. А. Звонков*, Р. А. Шапошников, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало, С. А. Гарахин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*gzvonkov05@bk.ru

Многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) находят свое применение в различных областях науки и техники, таких как солнечная астрономия, рентгеновская микроскопия, проекционная литография, системы монохроматизации синхротронного излучения. Одними из ключевых характеристик рентгеновских зеркал являются спектральная селективность и пиковый коэффициент отражения на рабочей длине волны.

При этом измеряемые экспериментально отражательные характеристики зеркала отличаются от своих истинных значений в силу влияния аппаратной функции, которая определяется параметрами прибора, на котором проводится измерение. Также в реальных измерениях всегда присутствуют шумы, оказывающие влияние на результат. Измеренную спектральную или угловую зависимость коэффициента отражения можно описать следующим выражением:

$$g(x) = a(x) * f(x) + n(x),$$

где $f(x)$ – реальный профиль отражения, $a(x)$ – аппаратная функция прибора, $n(x)$ – аддитивный шум, $g(x)$ – результат измерения, * – операция свёртки. Таким образом, измеренный пиковый коэффициент отражения и спектральная селективность оказываются ниже своих истинных значений.

Существуют математические методы, позволяющие, зная аппаратную функцию и измеренный сигнал, восстановить исходный сигнал, учитывая также влияние добавленного шума. Один из таких методов называется «фильтр Винера», основанный на преобразовании Фурье. Данная работа посвящена применению фильтра Винера для обработки экспериментально измеренных отражательных характеристик синтезированных многослойных рентгеновских зеркал и получению истинных значений их пикового коэффициента отражения и спектральной селективности.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029.

Проект установки для ионно-пучкового формирования и напыления крупногабаритных рентгеновских и нейтронных зеркал

М. В. Зорина*, А. И. Артюхов, П. А. Вепрев, К. В. Дуров, В. Н. Полковников

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*mzor@ipmras.ru

Для научных станций синхротронов 4-го поколения (в частности синхротрона СКИФ) существует запрос на крупногабаритную рентгеновскую оптику с высокими качествами отражающий поверхности. Также крупногабаритные (с линейными размерами до 1,5 м) элементы с тонкопленочными покрытиями необходимы для построения нейтроноводов для проведения пучков тепловых и холодных нейтронов, получаемых в нейтронных источниках. Поэтому в Институте физики микроструктур разрабатывается новая большая установка для формирования подложек для изготовления рентгеновских элементов длиной до 1500 мм (УМНИР-1500).

Основная часть установки – вакуумная камера длиной 8 метров, вдоль которой будет передвигаться оптический элемент. Для загрузки подложек предусмотрен загрузочный шлюз с боковой загрузкой, также имеется возможность для торцевой загрузки. Для напыления сложносоставных многослойных рентгеновских зеркал, в частности зеркал с подслоем или стрипповых зеркал, в установке предусмотрены 6 блоков магнетронного распыления.

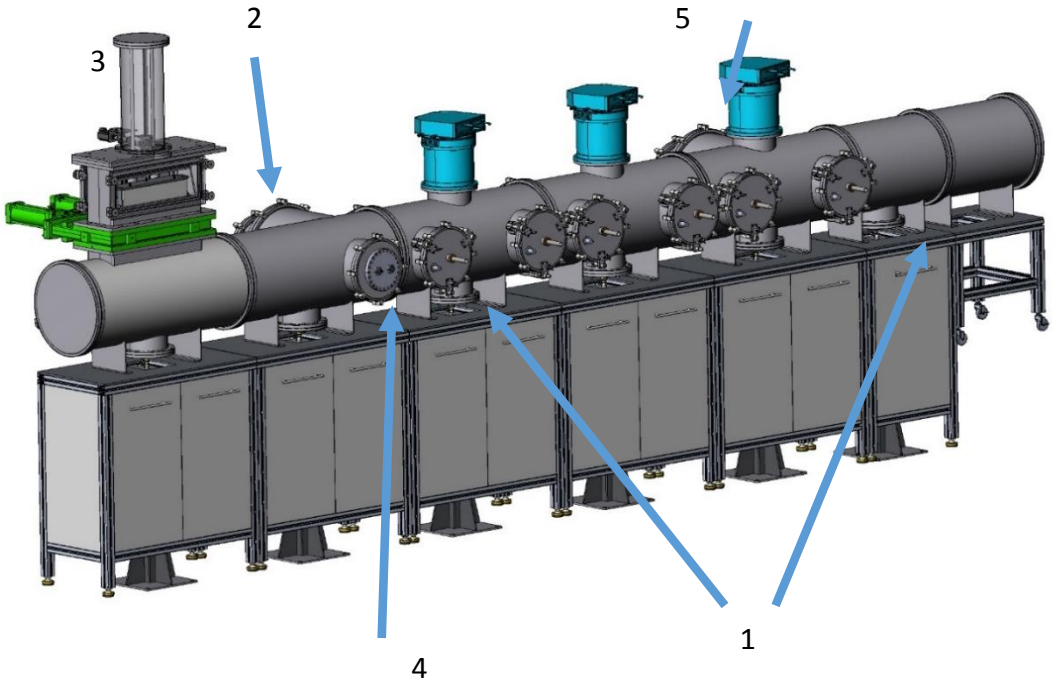


Рис. 1. Установки для ионно-пучкового формирования и напыления крупногабаритных зеркал (УМНИР-1500): *1* – магнетроны, *2* – широкоаппертурный ионный источник, *3* – шлюз, *4* – холловский ионный источник, *5* – фокусирующий ионный источник

Для доведения шероховатости и плоскостности поверхности до нужных параметров будут установлены два ионных источника (широкоаппертурный и фокусирующий). Также предусмотрен холловский источник для предростовой чистки поверхности, установленный в том же вакуумном объеме.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-30029-П.

Оптимизация магнитной структуры сверхпроводящего ондулятора для ЦКП «СКИФ»

Ф. П. Казанцев[1], Н. А. Мезенцев[1,2], В. А. Шкаруба[1,2]

[1]Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 630090
[2]Центр Коллективного Пользования «СКИФ», Новосиб. обл., Кольцово, 630559

В настоящее время ондуляторы все более широко используются в качестве источников синхротронного излучения, ввиду крайне высокой интенсивности их излучения на заданных гармониках. В связи с этим предъявляются серьезные требования к качеству магнитной структуры ондуляторов – фазовая ошибка должна не превышать 3 градуса. Задача осложняется тем, что в случае сверхпроводящих ондуляторов невозможно выполнить тонкую подстройку магнитного поля у каждого полюса после сборки, в отличие от традиционных ондуляторов на постоянных магнитах.

В ИЯФ СО РАН был предложен способ уменьшить фазовую ошибку путем предварительных магнитных измерений каждого полюса до сборки ондулятора, чтобы затем, имея информацию о распределении полюсов по уровню магнитного поля, установить их в магнитную структуру в определенном порядке, уменьшив разброс магнитных полей у соседних полюсов.

В докладе описано устройство для индивидуальных магнитных измерений полюсов сверхпроводящих ондуляторов, изготавливаемых для ЦКП «СКИФ», его принцип работы. Были проведены магнитные измерения полюсов ондуляторов для станций 1-1 «Микрофокус» и 1-2 «Структурная диагностика» в количестве около 600 шт., проведен их отбор. Разработан алгоритм расстановки полюсов в магнитной структуре ондулятора. Приведены результаты магнитных измерений собранного ондулятора станции 1-1 в жидком гелии с помощью датчика Холла. По данным измерениям была рассчитана фазовая ошибка – 1,7 градусов, что является рекордно низким значением для сверхпроводящих ондуляторов.

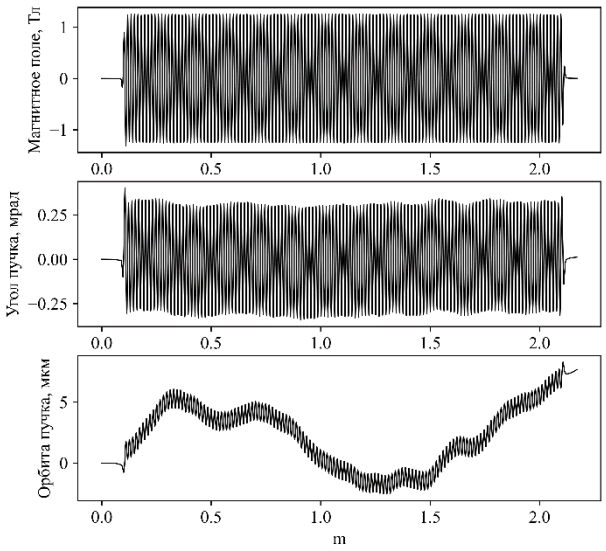


Рис. 1. Зависимость магнитного поля, угла и орбиты пучка электронов от продольной координаты сверхпроводящего ондулятора для станции 1-1 «Микрофокус»

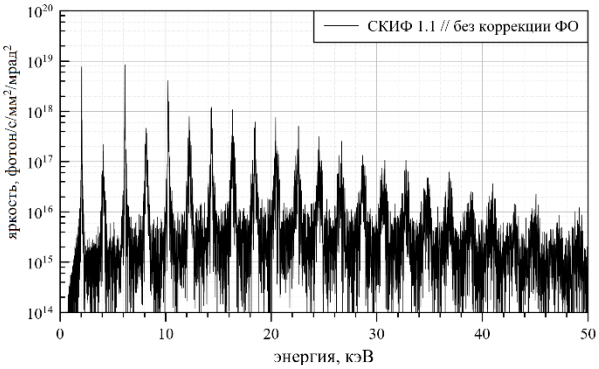


Рис. 2. Спектральная яркость сверхпроводящего ондулятора для станции 1-1 «Микрофокус»

Многослойные рентгеновские зеркала для диапазона «окна прозрачности воды»: Cr/V и Cr/Ti

А. В. Каратаев, А. У. Гайсин, Е. О. Филатова

СПбГУ, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504

Рентгеновская микроскопия в диапазоне длин волн «окно прозрачности воды» от 2,2 нм до 4,4 нм представляет большой интерес для биологических и медицинских применений, поскольку обладает значительным преимуществом над классической оптической микроскопией ввиду высокого разрешения (в десятые доли клетки) [1, 2]. Особенностью диапазона «окна прозрачности воды» является высокий контраст «водной среды», которая является естественной средой обитания любой биологической клетки и самой клетки, преимущественно состоящей из углеродосодержащих соединений. Перспективными оптическими элементами, которые могут быть использованы для коллимации, фокусировки и монохроматизации излучения являются многослойные рентгеновские зеркала на основе пар Cr/Ti, Cr/Sc и Cr/V, причем зеркало на основе пары Cr/V обладает наименьшей рабочей длиной волны в диапазоне «окна прозрачности воды», что делает эту систему наиболее интересной с точки зрения разрешающей способности. Основной проблемой многослойной рентгеновской оптики в «окне прозрачности воды» является значительное отличие теоретического коэффициента отражения от экспериментального.

Для структуры Cr/V расчетное значение коэффициента отражения при $\lambda = 2{,}41$ нм достигает 60 %, в то время как фактически измеренная величина в рабочей конфигурации рентгеновского микроскопа составляет лишь 9 % [3]. Основной причиной данного расхождения считаются межслоевые шероховатости, преимущественно вызванные кристаллизацией структуры. С помощью метода рентгеновской дифракции установлено формирование кристаллической структуры в системе Cr/V с периодом 1,25 нм. Показано, что введение тонкого слоя (0,1 нм) углерода в системе с величиной периода 1,3 нм Cr/C(0,1 нм)/V препятствует кристаллизации структуры, сохраняя ее аморфность. Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии установлено взаимодействие ванадия с углеродом с образованием VC_x, что вероятнее всего препятствует кристаллизации структуры. Методом рентгеновской рефлектометрии установлено повышение коэффициента отражения при введении барьерного слоя углерода. Также на основе рефлектометрических данных рассчитан прогнозируемый коэффициент отражения на рабочей длине волны. При помощи методов просвечивающей электронной микроскопии и САЕД подтверждена и изучена кристаллическая структура в системе Cr/V. Отметим, что кристаллическая структура интерметаллида хром-ванадий ранее не наблюдалась.

Для многослойной структуры Cr/Ti теоретический коэффициент отражения для рабочей длины волны 2,74 нм достигает 60 %, в то время как экспериментальный коэффициент отражения – всего 4,3 % [4, 5]. Проведенный комплекс теоретических и экспериментальных исследований для многослойных рентгеновских зеркал Cr/Ti показал формирование симметричных межслоевых областей Ti-on-Cr и Cr-on-Ti, независимо от периода и последовательности напыления слоев. Вклад образующегося соединения $TiCr_x$ по сравнению с основными слоями возрастает при уменьшении периода структуры. Введение барьерного слоя B_4C толщиной ~0,15 нм приводит к частичному подавлению перемешивания основных слоев. В то же время использование B_4C резко повышает термоустойчивость системы и расширяет диапазон рабочих температур.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-72-20125-П.

1. M. C. Chen, P. Arpin, T. Popmintchev, M. Gerrity, B. Zhang, M. Seaberg, D. Popmintchev, M. M. Murnane and H. C. Kapteyn // Phys. Rev. Lett. 2010. 105. 173901.
2. J. F. Adam, J. P. Moy and J. Susini // Rev. Sci. Instrum. 2005. 76. 091301.
3. N. Ghafoor, F. Eriksson, E. Gullikson, L. Hultman and J. Birch // Appl. Phys. Lett. 2008. 92. 091913.
4. Gullikson E. M., Salmassi F., Aquila A. L. & Dollar F. Progress in short period multilayer coatings for water window applications // Lawrence Berkeley National Laboratory, 2008.
5. P. Sarkar et al. Interface evolution of Cr/Ti multilayer films during continuous to discontinuous transition of Cr layer // Vacuum. 2020. Vol. 181. 109610.

Эффективность регистрации рентгеновского излучения с помощью коммерческих кремниевых матриц

А. С. Кириченко[1]*, С. В. Кузин[1], А. А. Перцов[1], Д. А. Золотов[1], А. Л. Васильев[2], В. В. Артёмов[1], И. П. Лобода[1], А. А. Рева[1], С. А. Богачёв[1]

[1]Институт солнечно-земной физики СО РАН, ул. Лермонтова, д. 126А, Иркутск, 664033
[2]НИЦ «Курчатовский институт» – КиФ (ФГУ ФНИЦ «Кристаллография и фотоника»), Ленинский просп., 59, Москва, 119333
*kirichenko@cosmos.ru

Рентгеновское излучение позволяет получать комплексную информацию о составе и структуре различных объектов. Соответствующие методы широко применяются при определении, например, дефектов кристаллических структур, исследовании археологических и биологических объектов [1, 2]. При этом важно как высокое пространственное, так и энергетическое разрешение детекторов, использующихся для решения таких задач. Перспективным выглядит использование КМОП-матриц, обладающих всеми необходимыми качествами [3, 4]. Еще одним их важным преимуществом можно считать относительно невысокую стоимость, позволяющую заменять приёмник в случае его выхода из строя. Ключевым является вопрос их чувствительности в рабочем спектральном диапазоне, поскольку эффективная толщина фоточувствительной области, как правило, невелика.

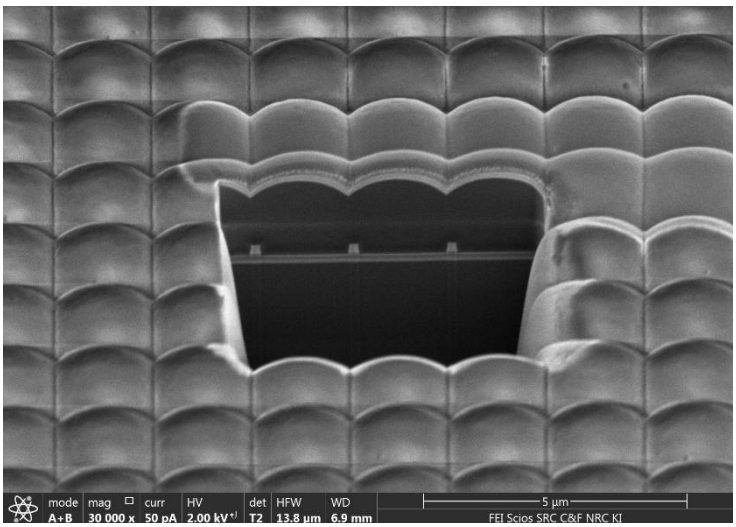


Рис. 1. Изображение матрицы IMX226, полученное с помощью растрового электронного микроскопа Scios

Мы приводим результаты анализа эффективности регистрации рентгеновского излучения с помощью коммерческих CMOS-матриц Sony: IMX265 и IMX226. Работа состояла из трех основных частей: получение информации о структуре каждой исследованной матрицы, моделирование эффективности регистрации с учетом полученных данных, а также экспериментальная верификация с использованием набора источников рентгеновского излучения. Структура матриц была исследована с помощью просвечивающего и растрового электронных микроскопов (рис. 1). Основная цель заключалась в оценке применимости таких детекторов для использования в качестве рентгеновских спектрометров для решения широкого круга задач: от рентгено-структурного анализа до получения спектров излучения Солнца.

Результаты исследования получены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (по соглашению № 075-15-2025-458 от 27.05.2025) в рамках реализации отдельных мероприятий Федеральной научно-технической программы развития синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры на период до 2030 г.

1. Bunaciu A. A., UdriŞTioiu E. G., Aboul-Enein H. Y. X-ray diffraction: instrumentation and applications // Critical reviews in analytical chemistry. 2015. V. 45, no. 4. P. 289–299.
2. Haro M. S., Bessia F., Pérez M., Blostein J., Balmaceda D., Berisso M., Lipovetzky J. Soft X-rays spectroscopy with a commercial CMOS image sensor at room temperature //Radiation Physics and Chemistry. 2020. V. 167. P. 108354.
3. Kuzin S. V., Kirichenko A. S., Pertsov A. A. et al. Soft X-ray Imaging Spectroscopy Based on Commercial Uncooled CMOS Detectors // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2025. V. 19, no. 4. P. 935–941.

Дизайн негативных резистов на основе молекулярных комплексов металлов для нанолитографии

М. А. Кискин*, Д. С. Ямбулатов, А. С. Самулионис, В. А. Бушуев

Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН, Ленинский просп., 31, Москва, 119991

Современная микроэлектроника тесно связана с развитием подходов к получению электронных компонент и сложных интегральных схем, получаемых методами фотолитографии и легирования. Развитие этой отрасли обусловлено необходимостью перехода интегральных схем устройств на наноуровень, внедрение интегральных схем с высокой плотностью компонент, что способствует ускорению и совершенствованию электронных технологий. В фотолитографии миниатюризация схемы напрямую зависит от длины волны излучения; переход от видимого света к глубокому ультрафиолету (DUV) позволил разрабатывать интегральные схемы с топологией 100–200 нм, а внедрение экстремального ультрафиолета (EUV) приблизило достижение предела возможностей метода и получение технологических узлов размером 5 нм и менее.

Переход на наноуровень предъявляет свои требования к методу, чистоте процесса и выбору фоторезиста – ключевому компоненту в процессе литографии. В DUV-литографии традиционно используют высокомолекулярные органические фоторезисты, которые в результате поглощения фотонов генерируют молекулы органической кислоты, инициирующие каскад последующих химических реакций, влияющих на растворимость материала. Для EUV-литографии востребованы фоторезисты, обладающие высокой фотоадсорбцией, которая может быть реализована путем включения в состав соединения атомов определенной природы, например, металлов – цинка, олова и др. В условиях EUV-излучения такие молекулы разлагаются с фотолитической деградацией органических лигандов, реакции полимеризации через органическую компоненту или сшивку атомов металла. Сочетание широкого спектра комплексообразователей и органических лигандов, возможность управления их структурой и свойствами является удобным инструментом для развития новых типов фоторезиста отрицательного тона.

В рамках текущего исследования по расширению компонент для нанолитографии будут представлены результаты по дизайну новых металлокомплексов цинка с карбоксилатными лигандами, исследованию их структуры и получению тонких пленок.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-73-20065.

Диагностика сверхрешёток Mo/Si методом пикосекундной акустики

А. Ю. Клоков*, Н. Ю. Фролов, А. И. Шарков, Е. Н. Рагозин

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991
*klokov@lebedev.ru

Ключевым элементом литографии экстремального ультрафиолета (EUV) являются многослойные зеркальные покрытия, например, на основе слоев Mo/Si. Получение заданных спектральных характеристик таких структур требует контроля толщин слоёв и качества интерфейсов с атомарной точностью.

В данной работе полностью оптический метод пикосекундной акустики, основанный на анализе распространения по структуре упругих импульсов, был применён к сверхрешётке, состоящей из 23 пар слоёв Mo/Si с периодом d = 9,4 нм, нанесённой на поверхность из плавленого кварца с радиусом кривизны 2 м (рентгеновское зеркало). Упругие импульсы генерируются в результате облучения фемтосекундными лазерными импульсами. Распространяясь вглубь, упругие импульсы рассеиваются на интерфейсах и других неоднородностях образца, что приводит к изменению комплексного коэффициента отражения света. Временная зависимость коэффициента отражения определяется по отражению зондирующего лазерного импульса, задержка которого относительно возбуждающего изменяется с фемтосекундной точностью. Чувствительность установки позволяет регистрировать изменения амплитуды коэффициента отражения $\sim 10^{-6}$ и фазы ~1 мкрад. Характерные длины волн импульсов деформации достигают единиц нанометров, что, в сочетании с размером пятна возбуждения ~1 мкм, позволяет осуществлять прецизионные измерения механических и структурных свойств как самих слоёв, так и интерфейсов.

Регистрируемые временные зависимости изменения коэффициента отражения структуры состоят из медленной составляющей, связанной с прогревом образца, а также быстроосциллирующей части, вызванной распространением упругого импульса в сверхрешётке. В момент времени 60 пс наблюдается приход импульса, отраженного от границы структуры с подложкой. Фурье-анализ осциллирующей составляющей позволяет определить собственные частоты колебаний структуры и по ним – её характеристики.

Используя ростовые данные об общей толщине сверхрешётки, по времени прихода отражённого импульса можно оценить среднюю скорость звука: $V_L = 7{,}28$ нм/пс.

Спектр быстроосциллирующей части представляет собой набор линий. Интенсивная линия на частоте 48 ГГц связана с рассеянием Мандельштама – Бриллюэна на продольном акустическом фононе. Используя соотношение $f_{MB} = 2n_{SL}V_L/\lambda$, можно оценить усредненный показатель преломления $n_{SL} = 2{,}26$. Линии $f_1 = 740$ ГГц и $f_2 = 810$ ГГц связаны с распространяющимися модами, находящимися в первой и второй минизонах Бриллюэна. По ним период сверхрешётки можно оценить величиной $d = 2V_L/(f_1+f_2) \approx 9{,}4$ нм, что совпадает с ростовыми данными. Линия на частоте 347 ГГц связана с возбуждением локальной поверхностной моды. Наличие этой линии, находящейся в запрещённой зоне, говорит о том, что верхний слой структуры – кремний, поскольку его волновое сопротивление меньше, чем у молибдена [1].

Полученные результаты демонстрируют возможность неразрушающей диагностики постоянства периода и соотношения толщин слоёв Mo и Si многослойных структур с высоким пространственным разрешением и точностью, сопоставимой с рентгеновскими методами.

Работа выполнена при поддержке Гранта РНФ 25-12-00314.

1. H. T. Grahn, H. J. Maris and J. Tauc // Physical Review B. 1988. V. 38, no. 9. P. 6066–6074.

Отражательная зонная пластинка: инструмент характеризации лазерно-плазменного источника мягкого рентгеновского излучения

А. О. Колесников[1]*, Е. Н. Рагозин[1], Ан. А. Фирсов[2], А. Н. Шатохин[1]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., д. 53, Москва, 119991
[2]НИЦ «Курчатовский институт» – НИИСИ, Нахимовский просп., 36, к. 1, Москва, 117218
*alexey6180@gmail.com

Революция в рентгеновской оптике привела к созданию новых эффективных отражательных спектральных элементов. К ним относятся, в частности, многослойные зеркала (МЗ) нормального падения, отражательные зонные пластинки (ОЗП, или RZP – reflection zone plates), VLS-решетки. ОЗП в определенном смысле занимает промежуточное положение между МЗ и VLS-решетками: в одном направлении она разлагает излучение в спектр, а в скрещенном направлении фокусирует излучение источника на избранной длине волны λ_0. ОЗП может быть использована в специализированном спектрометре, в котором строгая фокусировка по направлению, скрещенному по отношению к направлению дисперсии, реализуется на одной длине волны.

ОЗП на основе многослойных структур были предложены В. Аристовым и др. на рубеже 1990-х годов [1, 2]. На основе плоских МЗ Ni/C была реализована одно- и двумерная фокусировка излучения Fe K_α при помощи амплитудной или фазовой ОЗП [1] и ОЗП с эллиптическими зонами для двумерной фокусировки [2]. ОЗП, работающие на эффекте полного внешнего отражения, были предложены А. Фирсовым в 2002 г. [3].

В настоящей работе рассчитана ОЗП на длину волны $m\lambda_0 = 135$ Å ($m = 1, 2, 3, \ldots$) (рис. 1, 2) [4]. Схема ОЗП-спектрометра состоит из «точечного» лазерно-плазменного источника (ЛПИ), ОЗП/VLS-решетки и детектора излучения. Плоское поле занимает область спектра 125 – 235 Å. Апертура ОЗП составляет 50 мм×10 мм. Частота штрихов в центре апертуры 2422,5 мм$^{-1}$, а максимальная частота – около 3300 мм$^{-1}$. Число линий VLS-решетки в пределах рабочей области равно 121515 (число зон Френеля вдвое больше).

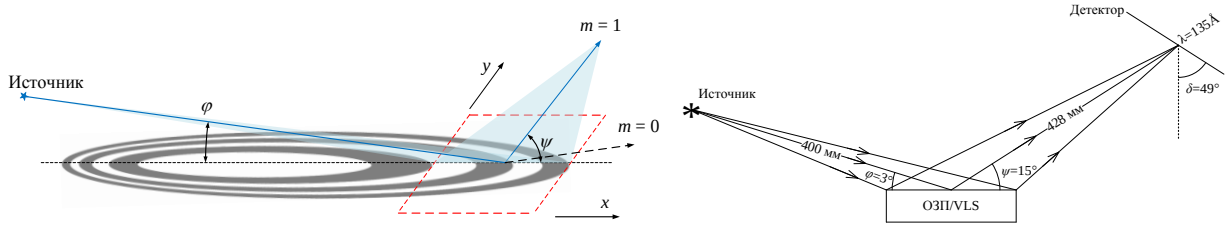


Рис. 1. Слева: схематическое изображение ОЗП скользящего падения: φ и ψ – скользящие углы падения и дифракции. Пунктирный четырехугольник ограничивает используемую рабочую область. Справа: схема ОЗП/VLS-спектрометра

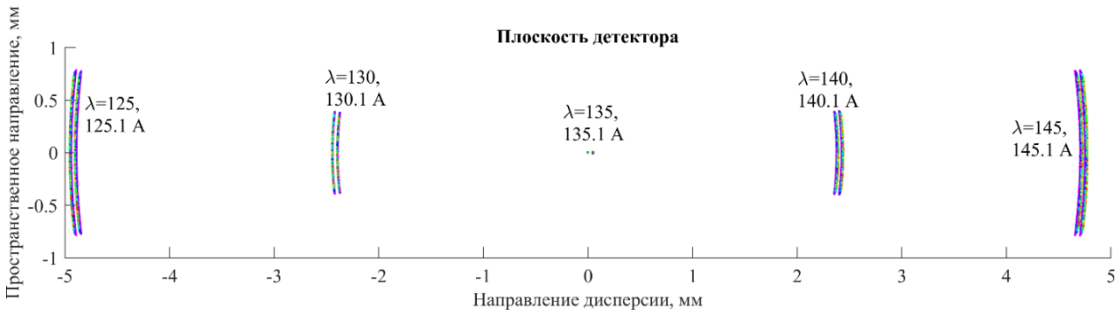


Рис. 2. Спектральные изображения точечного источника на нескольких длинах волн (численная трассировка лучей). В диапазоне 125–145 Å каждая пара спектральных линий с расстоянием 0,1 Å между ними уверенно разрешается

Спектральная разрешающая способность в области плоского поля превышает 10^3, а пространственное разрешение в скрещенном направлении на избранной длине волны 135 Å не хуже 1 мкм. ОЗП представляет собой эффективный инструмент для диагностики пространственных и спектральных параметров ЛПИ мягкого рентгеновского излучения.

Авторы признательны А. Ан. Фирсову за полезные обсуждения. Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-12-00314.

1. В. В. Аристов, С. В. Гапонов, В. М. Генкин и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44, № 4. С. 207–209.
2. А. И. Ерко, А. А. Фирсов, Н. Н. Салащенко и др. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16, № 1. С. 87–91.
3. A. Firsov et al. // 24th Advanced ICFA beam Dynamics Workshop on Future Light Sources, 1–4 May 2002. SPring-8. Japan.
4. А. О. Колесников, Е. Н. Рагозин, Ан. А. Фирсов, А. Н. Шатохин // Квантовая электроника. 2025. Т. 55, № 6. С. 354–358.

Моделирование аргоновой защитной атмосферы в источниках ЭУФ-излучения

Т. М. Линкова*

МФТИ, Физтех, Институтский пер., д. 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701
*linkova.@phystech.edu

Плазменные источники излучения с длинами волн в области экстремального ультрафиолета (ЭУФ) являются востребованными в микроэлектронике [1]. ЭУФ-источники используются как для печати микрочипов, так и в метрологических целях. Разработка таких устройств является настоящим технологическим вызовом. Источники в экстремальном ультрафиолете используют дорогостоящую чувствительную оптику. Зеркала источников подвержены повреждениям ионами высоких энергий от плазмы рабочего вещества. Защита оптики системы является актульным вопросом производства. В промышленных вариантах источников распространена газовая защита оптических элементов. Создание источника излучения требует предварительных расчетов. В работе исследуется способ моделирования газодинамических процессов в камере источника излучения, позволяющий оптимизировать параметры газовой защиты.

В работе исследуется подход к моделированию источника излучения на основе лазерной плазмы ксенона с длиной волны 11,2 нм с аргоновой защитной атмосферой. Предлагается рассмотреть газодинамическую модель, включающую в себя физику газовой смеси, химические реакции в объеме и на поверхностях установки. Кроме того, в модели необходимо учесть распространение ионов большой энергии. Предложенное решение задачи содержит две фазы. Основной является газовая фаза, которая описывается с помощью решения системы уравнений Навье – Стокса. Вторая фаза рассматривает распространение быстрых ионов. Движение быстрых частиц решается вероятностными методами моделирования до тех пор, пока частица не достигнет критерия термализации и не перейдет в газовую фазу, подчиняющуюся уравнениям гидродинамики. Такой подход позволяет изучать физику процессов защитной атмосферы в соседстве с горячей плазмой.

Параметры газовой защиты необходимо выбирать по двум критериям. С одной стороны, давление газа должно обеспечивать остановку быстрых ионов. С другой стороны, требуется сохранять достаточную прозрачность газа для рабочей длины волны источника излучения [2]. В данной работе исследуется возможность подбора параметров аргона в установке, удовлетворяющих этим условиям. Исследуются длины остановки быстрых ионов в зависимости от начальных условий. Обсуждаются результаты расчета в текущей версии модели и пути ее развития. В дальнейшем предложенный способ моделирования может быть использован для оптимизации как геометрии источника излучения на основе плазмы ксенона, так и рабочих параметров внутри установки.

1. D. B. Abramenko et al. // UFN. 2019. V. 189, no. 3. P. 323–334.
2. S. S. Harilal et. al. // Appl. Phys. B. 2007. V. 86. P. 547–553.

Результаты измерений на ЭУФ-микроскопе 345 крат и прогресс в создании МР-микроскопа 130 крат

И. В. Малышев[1]*, Д. Г. Реунов[1], А. К. Чернышёв[1], М. Н. Торопов[1], А. Е. Пестов[1], Р. М. Смертин[1], В. Н. Полковников[1], Н. И. Чхало[1], С. А. Голышёв[2], С. В. Лаврушкина[2], Е. П. Казаков[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]НИИ ФХБ им. А. Н. Белозерского, МГУ, 119899
*ilya-malyshev@ipmras.ru

В работе будет приведен тест разрешающей способности ЭУФ-микроскопа на длину волны 13,84 нм по изображениям полос с полупериодом 50, 75, 100, 150 нм, а также изображения био-объекта: нейритов клеток-зёрен в культуре в сравнении с их изображением на электронном микроскопе (рис. 1). В части разработки МР-микроскопа будут продемонстрированы аберрации двухзеркального объектива 130 крат с Cr/Sc-покрытием на 3,37 нм после асферизации и ионной коррекции формы подложек. По данным интерферометрических измерений аберраций будет сгенерирована функция рассеяния точки МР-микроскопа и приведены коэффициенты отражения зеркал объектива. Также будут представлены результаты механической и ионной полировки зеркала-коллектора для подсветки образца и его коэффициент отражения на 3,37 нм.

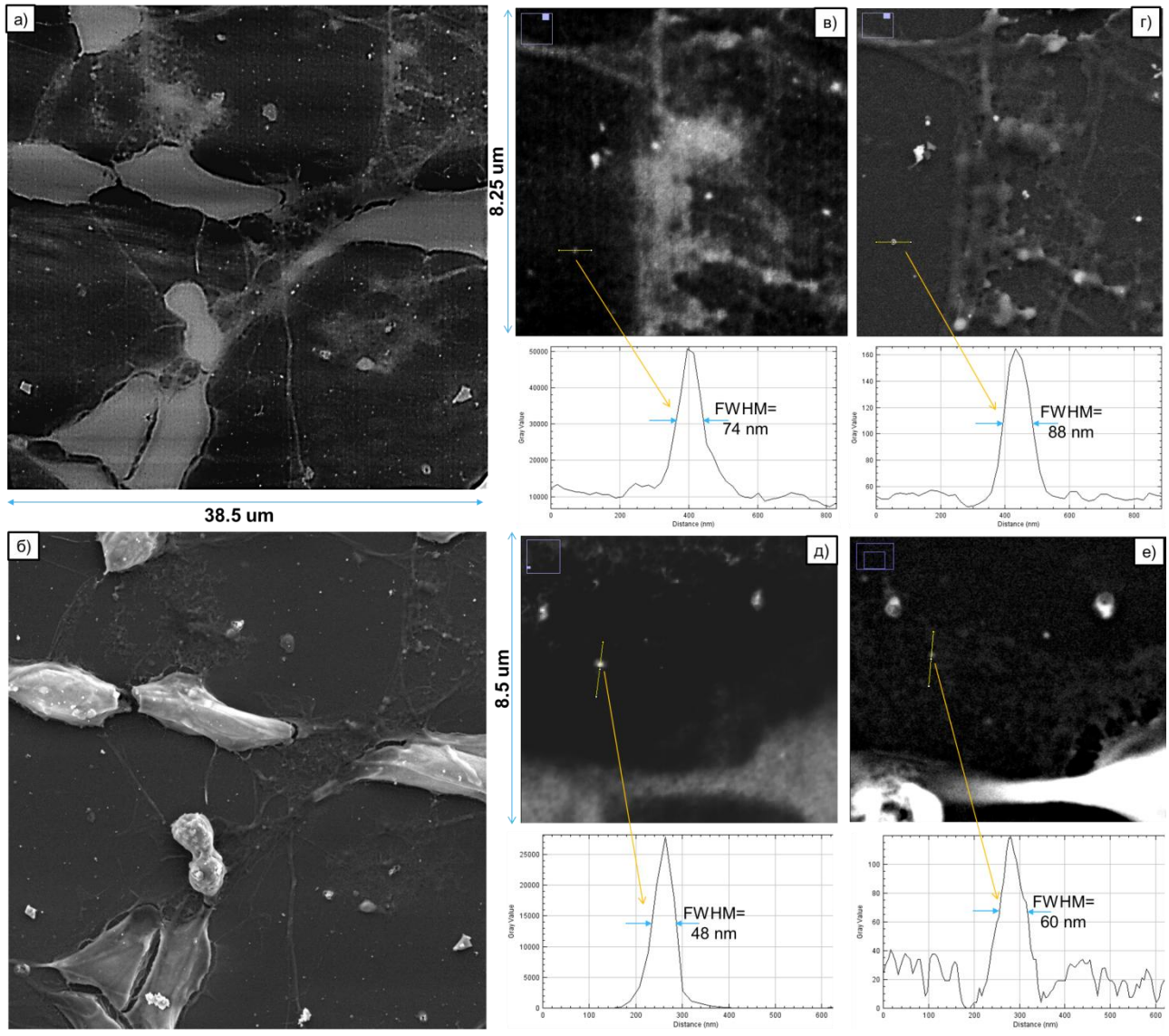


Рис. 1. Изображение в ЭУФ-микроскопе 345 крат. Нейриты клеток-зёрен в культуре: полный кадр на 13,84 нм (*а*) и на СЭМ (*б*); 1-я зона интереса и сечение неоднородности на 13,84 нм (*в*) и на СЭМ (*г*), 2-я зона интереса и сечение неоднородности на 13,84 нм (*д*) и на СЭМ (*е*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-62-00068.

Лазерно-индуцированная плазма лития как источник излучения экстремального ультрафиолетового диапазона с высокой степенью монохроматичности для задач инспекции

Н. Д. Матюхин[1,2]*, В. М. Губарев[1], Л. В. Степанов[1,3], М. С. Кривокорытов[1]

[1]Институт спектроскопии российской академии наук (ИСАН), Москва, Троицк, ул. Физическая, 5, 108840
[2]Московский физико-технический институт (НИУ), Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9, 141701
[3]НИУ «Высшая школа экономики», Москва, Покровский бульвар, д. 11, 109028
*matiukhin.nd@phystech.edu

Инспекция дефектов фотошаблонов является критически важной задачей в современной литографии с использованием излучения экстремального ультрафиолетового диапазона (ЭУФ) с длиной волны $\lambda = 13{,}5$ нм [1]. Одним из перспективных вариантов создания инспекционных микроскопов являются схемы на основе зонных пластинок Френеля, использование которых требует соблюдения технологических требований к монохроматичности источника излучения на уровне $\lambda/\Delta\lambda > 1000$ [2]. Существующие промышленные источники на основе лазерной плазмы олова не удовлетворяют этому требованию из-за широкого спектра излучения. Возможной альтернативой является использование линии Ly_α водородоподобного лития (Li^{2+}), которая находится на длине волны 13,5 нм [3].

В данной работе изучались свойства ЭУФ-излучения лазерно-индуцированной плазмы лития. Для генерации плазмы использовался импульсный оптоволоконный (Yb) лазер с параметрами $\lambda = 1030$ нм, $E = 0{,}5$ мДж, $\tau = 1$ нс, $\nu = 100$ кГц. Спектральные измерения проводились на спектрометре скользящего падения, построенного по классической Роуландовской схеме (ДФС-26) с предельным разрешением $\lambda/\Delta\lambda \sim 7000$. Полученный спектр водородоподобного лития представлен на рис. 1. Визуализация плазменного столбика осуществлялась с помощью объектива Шварцшильда, который строит монохроматическое изображение на длине волны $\lambda = 13{,}5$ нм.

В работе [4] ранее была получена оценка ширины Ly_α. Предельное разрешение, ограниченное технологическими возможностями, составило $\lambda/\Delta\lambda = 500$. В данной работе экспериментально измеренная ширина линии Ly_α составила $\lambda/\Delta\lambda = 3700$, что перекрывает минимальные требования для зонных пластинок более чем в три раза. Анализ отношений интенсивностей линий серии Лаймана (β, γ) водородоподобного лития (Li^{2+}) позволил оценить электронную температуру плазмы T ~5 эВ. Предполагая, что ширина наблюдаемых спектральных линий главным образом обусловлена штарковским уширением, получена оценка для электронной плотности $N_e \sim 3 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Наблюдения за излучающей областью с помощью объектива Шварцшильда и последующее моделирование (гидродинамическая модель, программный комплекс RZ-line, рис. 2) показали, что излучение в линии $\lambda = 13{,}5$ нм происходит из протяжённой ~100 мкм области плазмы с низкой плотностью.

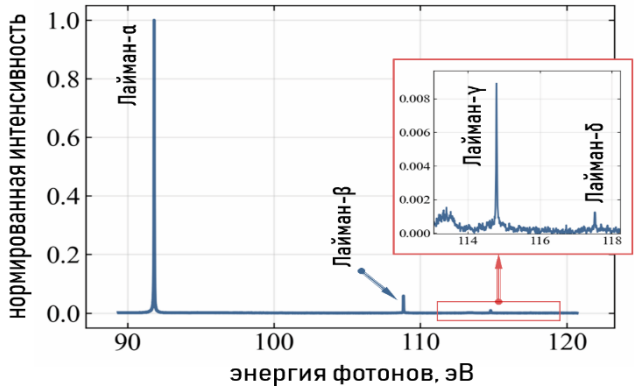


Рис. 1. Спектр излучения водородоподобного лития в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне в районе $\lambda = 13{,}5$ нм

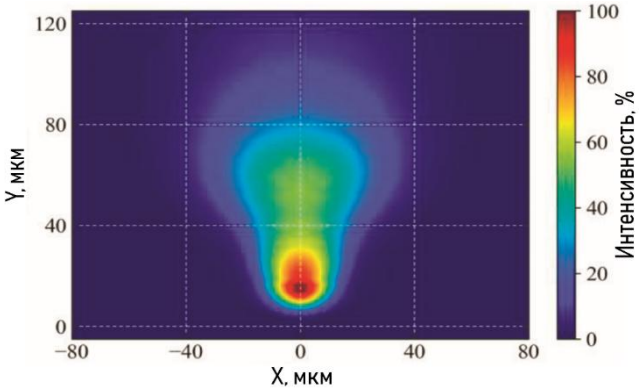


Рис. 2. Моделирование плазменного столбика (RZ-line), вид сбоку. Высота излучающей области ~100 мкм

Таким образом, продемонстрирована возможность построения источника ЭУФ-излучения на лазерной плазме лития, обладающего высокой спектральной чистотой, достаточной для применения в системах инспекции масок на основе зонных пластинок. Одним из факторов, обеспечивающих высокую монохроматичность, является рекомбинационный режим излучения в низкоплотной плазме.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-00363.

1. Juschkin L., Wack D. Source performance metrics for EUV mask inspection // Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology. 2022. № 02 (21). DOI: 10.1117/1.JMM.21.2.021204
2. Goldberg K., Mochi I. и др. An EUV Fresnel zoneplate mask-imaging microscope for lithography generations reaching 8 nm // SPIE Proceedings. 2011. Т. 7969. С. 796910. DOI: 10.1117/12.881651
3. Kramida A., Ralchenko Yu. and NIST ASD Team // NIST Atomic Spectra Database (version 5.12) (Online). Available: https://physics.nist.gov/asd [12.11.2025]. DOI:10.18434/T4W30F
4. Gubarev V., Krivokorytov M., Stepanov L., Matiukhin N. и др. Recombination mode of extreme ultraviolet radiation in a lithium laser-produced plasma // Journal of Applied Physics. 2025. № 9 (138). DOI: 10.1063/5.0288815

Методика обеспечения заданного распределения толщин тонкоплёночных покрытий при магнетронном напылении

С. М. Минеев[1,2], К. В. Дуров[2], В. Н. Полковников[2]

[1]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, 603022
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

В процессе магнетронного напыления тонких плёнок вещества для формирования потока частиц требуемой конфигурации используется фигурные диафрагмы. Сложная неоднородность картин требуемых распределений делает экспериментальное получение формы диафрагм материало- и времязатратным. Математическая модель, способная предсказывать форму диафрагм и реализованная в компьютерной программе, может существенно снизить издержки.

Была рассмотрена модель движения подложки над магнетроном, а также процесса напыления вещества подложки в приближении области эмиссии материала подложки в виде кольцевого источника с известным законом зависимости потока частиц от угловых координат (рис. 1).

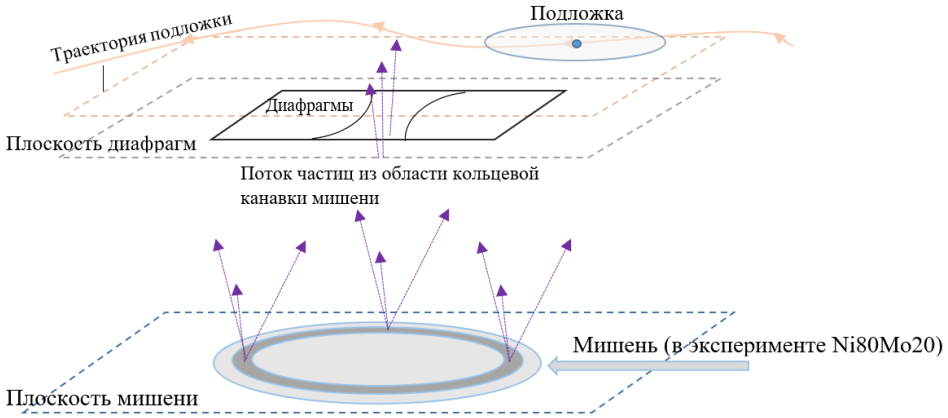


Рис. 1. Схема процесса напыления. Вид сбоку

При использованием предложенной модели написана программа для расчёта картин распределения толщины напыляемого слоя на подложке при заданных вариантах диафрагм (рис. 2). Для задания определённой формы диафрагм в прототипе присутствуют различные методы ввода параметров, позволяющие получить форму диафрагм различной точности. Также реализован метод получения формы диафрагм при заданном распределении толщины плёнки.

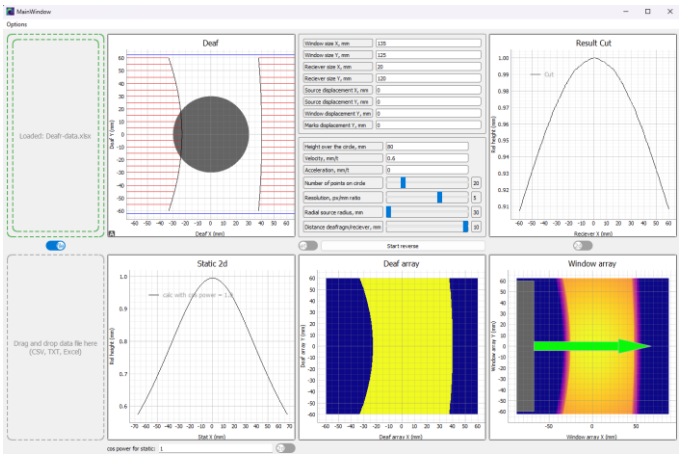


Рис. 2. Общий вид программы

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-30029-П.

Восстановление функции спектральной плотности мощности поверхностей элементов рентгеновской оптики

М. С. Михайленко*, М. В. Зорина, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев, И. Д. Оськин, Н. И. Чхало[1]

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*mikhaylenko@ipmras.ru

Развитие рентгеновской оптики требует более точной характеризации поверхности для оценки качества и отражающих/рассеивающих/разрешающих свойств оптического элемента. Одним из предпочтительных способов описания поверхности является функция спектральной плотности мощности неточностей формы поверхности (PSD-функция)[1]. В таком случае поверхность представляют в виде набора гармоник пространственных частот, разложенных в ряд Фурье. Минимальная пространственная частота определяется размерами апертуры, а максимальная – частотой Найквиста. Данные о высотах на поверхности могут быть получены из измерений функции распределения двунаправленного отражения, из профилей поверхности, измеренных с помощью профилометров, из карт высот поверхности, измеренных с помощью высококогерентного интерферометра, такого как Zygo, низкокогерентного интерферометра белого света и атомно-силового микроскопа. Если оптика имеет апертуру не квадратной и не круглой формы, то необходимо полагаться только на анализ спектральной плотности мощности для характеризации качества ее поверхности. На практике рентгенооптические элементы (в частности, для синхротронных применений) имеют прямоугольную апертуру с аспектными соотношениями, например, 1:5. Значение эффективной шероховатости (шероховатости для конкретного диапазона пространственных частот) в предельном случае равно значению СКО поверхности ($\sigma_{eff} \approx$ RMS), однако сам спектр поверхности несёт больше полезной информации для исследователей, так как показывает, как будет вести себя поверхность для заданного излучения.

В ИФМ РАН активно развиваются методики изготовления и метрологии рентгенооптических элементов. В работе рассказывается о способах восстановления функции спектральной плотности мощности шероховатости поверхности в широком диапазоне пространственных частот 10^{-6}–10^{2} мкм$^{-1}$ и о влиянии ошибок разных масштабов на качество изображения.

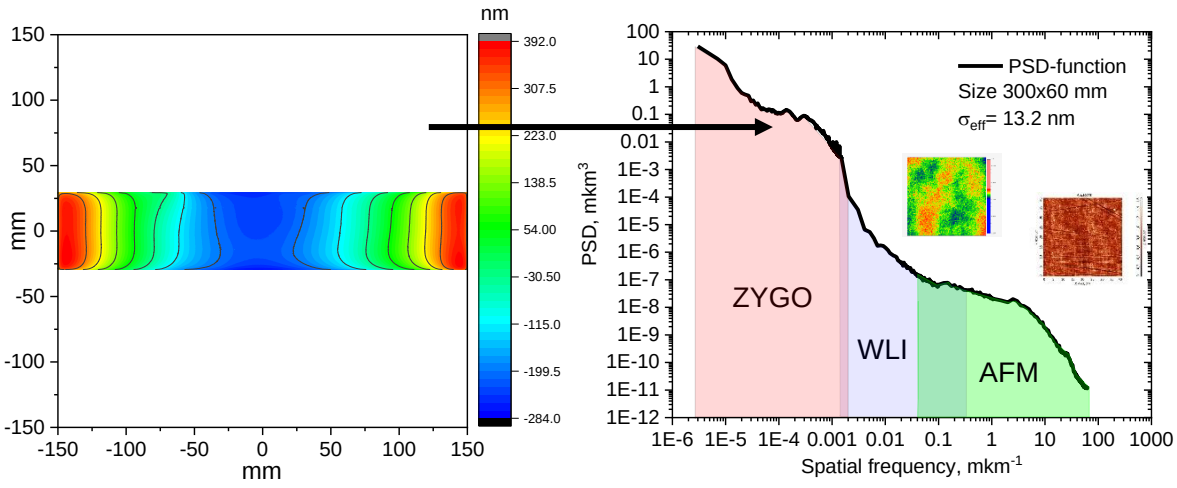


Рис. 1. Карта поверхности рентгенооптического элемента (слева) и восстановленный спектр поверхности из данных высококогерентной и низкокогерентной интерферометрии белого света, а также из данных атомно-силовой микроскопии

Математическое описание вычисления PSD-функции схоже с описанным в работе [2]. На рис. 1 в качестве примера приведена карта поверхности монокристаллического кремния 300×60 мм после ионно-пучковой коррекции формы и восстановленный спектр пространственных частот с учетом данных из интерферометрии белого света и атомно-силовой микроскопии.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20108-П.

1. М. М. Барышева, Н. И. Чхало, Ю. А. Вайнер, М. В. Зорина, М. С. Михайленко, Р. М. Смертин. Применимость интерферометров белого света для измерения шероховатости рентгенооптических элементов // Журнал технической физики. 2025. Т. 95, вып. 10. С. 1887–1897.

2. Sidick E. Power spectral density specification and analysis of large optical surfaces // Modeling aspects in optical metrology II. SPIE. 2009. V. 7390. P. 195–206.

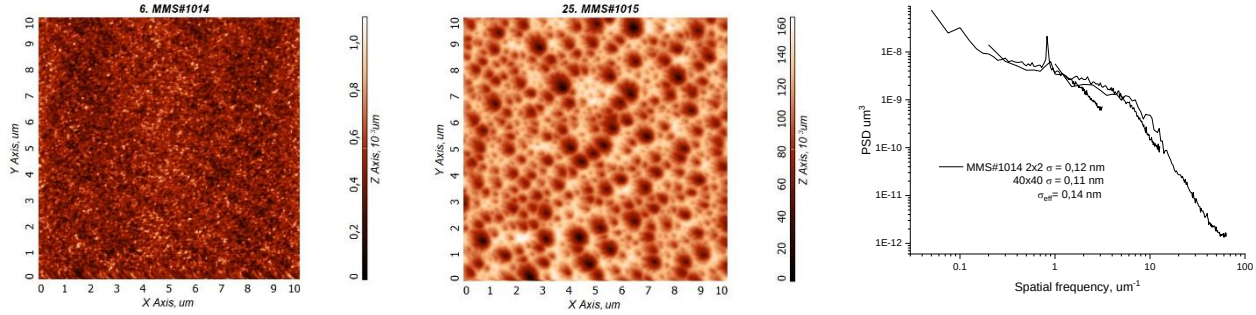
Изучение энергетической зависимости шероховатости поверхности монокристаллического кремния (001) под воздействием ускоренных ионов криптона

М. С. Михайленко*, М. В. Зорина, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев, И. Д. Оськин, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*mikhaylenko@ipmras.ru

Монокристаллический кремний является перспективным материалом, который можно использовать в качестве подложек для многослойных рентгеновских зеркал или в качестве самостоятельного кристаллического оптического элемента для жесткого рентгеновского излучения благодаря его теплофизическим свойствам. Более того, современные задачи изображающей рентгеновской оптики требуют увеличения глубины травления, в связи с переходом к более глубоким асферическим формам поверхностей с обеспечением атомарной гладкости и точности формы на уровне единиц нанометров. Основным газом, применяемым в процедуре ионной коррекции, является аргон. В данной работе предлагается использовать ускоренные ионы криптона, в связи с более высокой атомной массой ионов (84 а.е.м.), по сравнению с ионами аргона (40 а.е.м.), что позволит увеличить скорость обработки, а также обеспечивая лучшую сглаживающую способность (работа с ксеноном). Однако, согласно работам [1–4], при облучении поверхности монокристаллического кремния ускоренными ионами наблюдаетя пороговое поведение шероховатости поверхности, что и определяется энергией ионов. Целью данной работы является определить диапазон оптимальных значений энергий ионов криптона, который позволит повысить скорость травления (по сравнению с аргоном) с обеспечением сглаживания шероховатости поверхности монокристаллического кремния (001).

В работе показаны предварительные результаты облучения поверхности монокристаллического кремния (001) ускоренными ионами криптона с двумя энергиями: 400 эВ и 1000 эВ.



а *б* *в*

Рис. 1. АСМ кадр 10×10 мкм (*а*) поверхности Si(001) после травления ионами криптона с энергией 1 кэВ; *б* – АСМ кадр 10×10 мкм поверхности Si(001) после травления ионами криптона с энергией 400 эВ; *в* – восстановленная PSD-функция поверхности, соответствующая кадру поверхности *а*

На рис. 1 видно подтверждение порогового поведения шероховатости поверхности монокристаллических материалов с кубической гранецентрированной решеткой алмазного типа, описанной в работах [1–4]. Из рис. 1, *в* виден сглаживающий эффект на уровне ионов ксенона и лучше, чем на аргоне на 30 %, что удовлетворяет требованиям современным рентгенооптических элементов.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-00043.

1. M. S. Mikhailenko, A. E. Pestov, N. I. Chkhalo, M. V. Zorina, A. K. Chernyshev, N. N. Salashchenko, I. I. Kuznetsov. Influence of ion-beam etching by Ar ions with an energy of 200-1000 eV on the roughness and sputtering yield of a single-crystal silicon surface // Applied Optics. 61. 10 (2022).

2. N. Kumar, V. A. Volodin, S. V. Goryainov, A. K. Chernyshev, A. T. Kozakov, A. A. Scrjabin, N. I. Chkhalo, M. S. Mikhailenko, A. E. Pestov, M. V. Zorina. Raman scattering studies of low energy Ar+ ion implanted monocrystalline silicon for synchrotron applications // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B. 534. 2023. 97–102.

3. М. С. Михайленко, М. В. Зорина, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев, Н. И. Чхало. Изучение поведения шероховатости поверхности монокристаллического германия при облучении пучками ускоренных ионов криптона // Материалы симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород. 2025. С. 520.

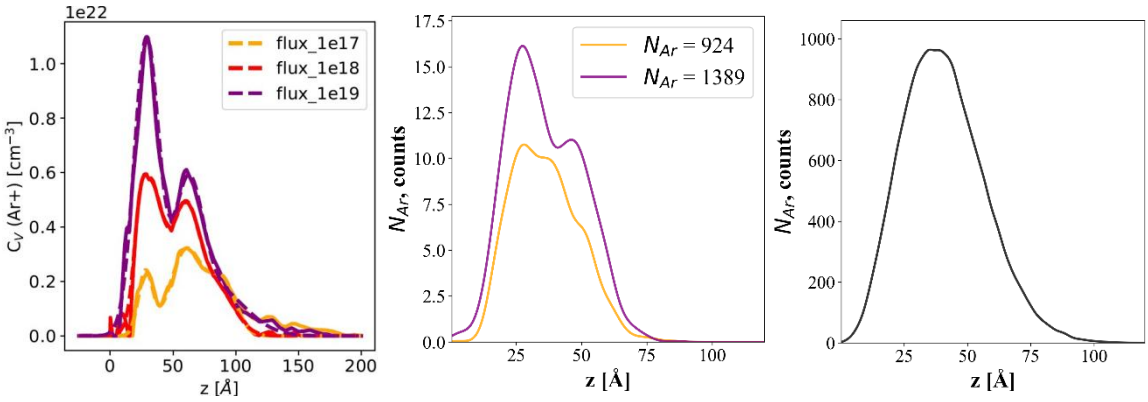
4. Mikhail S. Mikhailenko et al. Microstructure of the subsurface layer formed in monocrystalline silicon during etching with Xe+ ions investigation // Journal of Vacuum Science & Technology. A. 43.6 (2025).

Молекулярно-динамическое моделирование внедрения ионов Ar при распылении плавленого кварца

М. С. Михайленко[1]*, А. А. Назаров[1], А. Е. Пестов[1], П. А. Юнин[1], Ю. С. Шаблов[2], Б. С. Рощин[2], Ю. О. Волков[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]НИЦ «Курчатовский институт», Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, 123182
*mikhaylenko@ipmras.ru

Весьма распространенным материалом подложек для элементов рентгеновской оптики из-за относительной простоты изготовления и обработки является плавленый кварц. Для формирования поверхности элемента с заданной шероховатостью и точности формы применяется метод ионно-пучковой обработки низкоэнергетическими ионами инертных газов. Однако при этом происходит внедрение падающих ионов в приповерхностный слой, что может приводить к нежелательному диффузному рассеянию рентгеновского излучения [1]. Исследование распределения внедренных ионов по глубине важно для прогнозирования повреждений подложки, а понимание механизмов и динамики их поведения – для оптимизации режимов обработки. В данной работе предлагается использовать молекулярно-динамическое (МД) моделирование, которое, в отличие от метода Монте-Карло (МК), позволяет учитывать коллективные атомные взаимодействия и отслеживать динамику дефектов. МД-моделирование процесса распыления плавленого кварца ускоренными ионами аргона проводилось в программном пакете LAMMPS. Для описания межатомного взаимодействия атомов матрицы в SiO_2 использовался потенциал Vashishta [2], для Si-Ar ZBL-потенциал, а для Ar-Ar потенциал Леннарда – Джонса. В качестве мишени выступала суперъячейка плавленого кварца размером 20×20×20 нм, в направлении X и Y задавались периодические граничные условия, вдоль Z граница оставалась свободной. Энергия падающих ионов аргона соответствовала эксперименту и составляла 1 кэВ. За время моделирования в несколько наносекунд проводилась бомбардировка ячейки 10 000 ионами аргона. При моделировании исследовались динамика и распределение внедренных ионов, строился профиль распределения Ar по глубине для корректного сравнения результатов моделирования с экспериментами по рефлектометрии с учетом рассеяния [3]. Результаты сравнения приведены на рис. 1.



а *б* *в*

Рис. 1. Распределение ионов Ar по глубине: *а* – по данным эксперимента, *б* – МД-моделирование в LAMMPS, *в* – МК-моделирование в SRIM

Анализ полученных данных показывает, что результаты МД-моделирования качественно согласуются с экспериментальными профилями распределения внедренных ионов аргона, в то время как МК-моделирование не описывает формирование нескольких пиков на профиле. МД-моделирование показало, что эволюция формы профиля, а именно изменение количества и ширины максимумов с увеличением флюенса ионов, обусловлена процессом агрегации внедренных атомов аргона в стабильные кластеры (пузырьки), их ростом, динамикой и коагуляцией, т. е. явлением блистеринга. Увеличение флюенса в эксперименте и при моделировании приводит к качественно схожим результатам. Таким образом, МД-моделирование подтвердило экспериментальные результаты и прояснило механизмы их получения на атомарном уровне. Понимание всех аспектов ионной полировки плавленого кварца аргоном необходимо для лучшей управляемости процессом ионно-пучковой обработки.

Молекулярно-динамическое моделирование производилось с использованием ресурсов вычислительного кластера ННГУ «Суперкомпьютер Лобачевский». Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики микроструктур РАН (FFUF-2024-0042).

1. M. M. Barysheva, N. I. Chkhalo, M. N. Drozdov et al. // J. of X-Ray Sci. Techn. 2019. 27. P. 857–870.
2. P. Vashishta, R. K. Kalia and J. P. // Phys. Rev. B. 1990. 41. P. 12197–12209.
3. Ю. С. Шаблов и др. Материалы школы молодых ученых «Современная рентгеновская и нейтронная оптика». 2025. С. 52.

Компактный VLS-спектрограф для исследования спектров источников излучения мягкого рентгеновского диапазона

С. С. Морозов[1]*, С. А. Гарахин[1], М. В. Зорина[1], Б. А. Уласевич[1], Н. И. Чхало[1], Д. Г. Реунов[1], М. Ю. Знаменский[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», ул. Липатова, д. 2, Казань, Татарстан, 420075
*morozov_sv@ipmras.ru

Компактный спектрограф высокого разрешения позволяет решать широкий круг научных задач, связанных со спектрометрией в мягком рентгеновском (МР) и экстремальном ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазонах длин волн, как в лабораториях, так и на установках класса Мега-сайнс. Наиболее широким классом задач, решаемых с помощью таких приборов, является диагностика плазмы, в части измерения спектров излучения из плазмы, получаемой как при лазерном, так и электрическом пробое [1]. Также такой класс приборов может применяться в том числе и на синхротронах для анализа неупругих процессов при взаимодействии рентгеновского излучения с веществом. В этом случае – например, для изучения процессов, связанных с возбуждением фононов, – энергетическое разрешение должно быть на уровне 0,01 эВ, для рассеяния на магнонах – 0,1 эВ, межзонные переходы – 1 эВ и плазмоны – 10 эВ. В окрестности 100 эВ соответствующее спектральное разрешения прибора лежит в диапазоне 10^{-4}–10^{-1}. Для спектроскопии плазмы, где требуется надежно идентифицировать линии ионов различной кратности ионизации или определить материал иона, достаточно разрешение на уровне несколько единиц на 10^{-3}.

В работе описывается оптическая схема, характеристики и конструкция разработанного в ИФМ РАН спектрографа на основе решетки с переменным числом штрихов (VLS-решетки). Также в работе приведены результаты измерений спектров созданных в лабораториях ИФМ РАН лазерно-плазменных источников мягкого рентгеновского излучения. Особенностями данного спектрографа, по сравнению с одним из наиболее совершенных представителей такого класса приборов [2], являются:

- единая платформа, на которой собраны все рентгенооптические элементы, и малые габаритные размеры, что позволяет его встроить внутрь прибора, например, установить на плече гониометра вместо детектора в рефлектометр, для анализа спектра, отраженного от образца излучения;
- наличие на входе фокусирующего зеркала, кратно увеличивающего приемную апертуру спектрографа; зеркало и прибор целиком могут настраиваться в широком диапазоне расстояний до исследуемого объекта;
- для автономного использования спектрограф собран внутри одной вакуумной камеры, с фланцем с проходным диаметром 100 мм для откачки турбомолекулярным насосом, что крайне актуально при исследовании ионов тяжелых газов, где поглощение в газе может кардинально повлиять на интенсивность линий и форму спектра в целом.

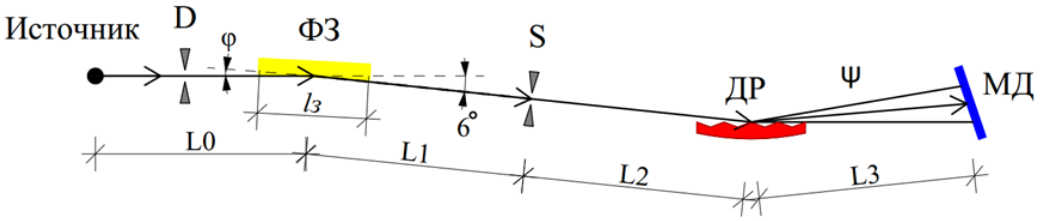


Рис. 1. Оптическая схема спектрографа: D – диафрагма, φ – угол падения излучения на зеркало, l3 – фокусирующее зеркало, L0 – расстояние от источника излучения до зеркала, L1 – расстояние фокусировки зеркала l3, S – щель, L2 – расстояние от щели до дифракционной решетки, L3 – расстояние от решетки до детектора, ψ – угол дифракции, МД – плоскость матрицы детектора

Работа выполнена в рамках госзадания № FFUF-2024-0022.

1. Rev. Sci. Instrum. 91, 063103 (2020); https://doi.org/10.1063/1.5144489 Submitted: 30 December 2019. Accepted: 05 June. 2020. Published Online: 23 June. 2020.
2. М. В. Зорина, С. А. Гарахин, А. О. Колесников, Е. Н. Рагозин, А. А. Соловьев, А. Н. Шатохин. Транспортабельный спектрограф с плоским полем для мягкого рентгеновского диапазона // Квантовая электроника. 54:1 (2024). 58–62 [Bull. Lebedev Physics Institute, 51:suppl. 4 (2024), S337–S344].

Изготовление металлических копий дифракционных решеток с блеском для рентгеновского диапазона

Д. В. Мохов[1,2,*], Т. Н. Березовская[1], К. Ю. Шубина[1], Н. Д. Прасолов[3], Е. В. Пирогов[1], Л. И. Горай[1,2,4], А. Д. Буравлёв[2,3,4]

[1]Академический университет им. Ж. И. Алферова РАН, Санкт-Петербург, 194021
[2]СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 19702
[3]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021
[4]Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург, 190103
*dm_mokhov@rambler.ru

Наша группа достигла прогресса в изготовлении [1] и исследовании [2] отражательных Si-решеток-мастеров с блеском с плотностью штрихов от 100 до 2500 мм$^{-1}$ и углом блеска $\leq 4^{\circ}$, получаемых анизотропным жидкостным травлением и предназначенных для применения в широчайшей области спектра – от мягкого рентгена до дальней инфракрасной области. Для обеспечения возможности изготовления дифракционных решеток с одинаковыми параметрами и/или большой площади необходим эффективный способ копирования кремниевых мастеров.

В настоящее время для копирования объектов с размерами в наномасштабе используется контактное копирование (наноимпринт), основанное на впечатывании Si-решетки-мастера или штампа в мягкую полимерную пленку с последующим термическим или УФ-отверждением [3, 4]. Однако наноимпринт не обеспечивает необходимую точность передачи формы профиля штрихов Si-решетки-мастера из-за скругления углов, уменьшения угла блеска и глубины штриха вследствие усадки материала, увеличения шероховатости и изогнутости поверхности отражающей грани.

С конца 19 века и до настоящего времени изготовленные гальванопластикой металлические шаблоны широко используют для получения копий различных рельефных изображений способом впечатывания в пластичный отверждаемый материал. При этом, несмотря на высокое качество металлических штампов и неудовлетворительное качество полимерных копий, металлические штампы по-прежнему практически не используют непосредственно в качестве копий дифракционных решеток.

Мы представляем новый подход к копированию дифракционных решеток с блеском, предусматривающий изготовление металлических копий. Металл как материал копии дифракционной решетки имеет множество преимуществ перед полимерами: прочность, твердость, теплопроводность, электропроводность, высокая износостойкость, высокая отражательная способность некоторых металлов (Au, Al, Pt) в различных спектральных диапазонах. В качестве рельефообразующего слоя используется термически напыленное золото нанометровой толщины (~ 25–40 нм), которое точно передает профиль Si-решетки-мастера. Планаризующим слоем служит гальванически осаждаемый никель толщиной не менее 10 мкм. Металлическую копию приклеивают к кремниевой подложке. Значение постоянной решетки для реплики совпадает с исходным значением Si-решетки-мастера в пределах погрешности измерений (рис. 1). Шероховатость Si-решетки-мастера 0,42 нм, а первой полученной реплики – менее 1 нм.

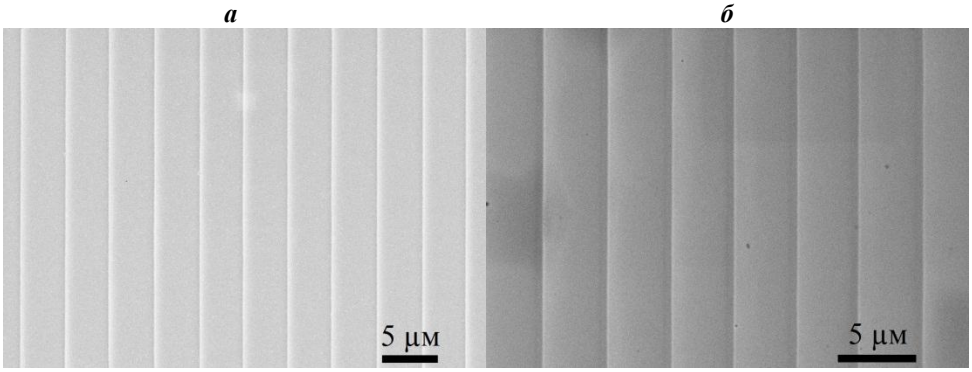


Рис. 1. РЭМ-изображения поверхности решетки 250 мм$^{-1}$: *а* – Si-мастер 7 К; *б* – металлическая реплика 10 К

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (FSRM-2026-0034).

1. Д. В. Мохов, Т. Н. Березовская, К. Ю. Шубина и др. // ЖТФ. 2022. Т. 92 (8). С. 1192–1198.
2. Л. И. Горай, В. А. Шаров, Д. В. Мохов и др. // ЖТФ. 2023. Т. 93 (78). С. 859–866.
3. D. M. Miles, J. A. McCoy, R. L. McEntaffer et al. // The Astrophysical Journal. 2018. V. 869 (2).
4. J. A. McCoy, M. A. Verschuuren, D. M. Miles et al. // OSA Continuum. 2020. V. 3 (11). P. 3141–3156.

Об оптимизации алгоритмов восстановления фазы в исследованиях методом CDI

А. В. Мурзина[1,2]*, И. А. Артюков[2], А. В. Виноградов[2], Н. Л. Попов[2]

[1]МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, 119991
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, ГСП-1, Москва, Ленинский просп., д. 53, 119991
*murzina.anastasiia@yandex.ru

Развитие доступных вычислительных ресурсов обусловило стремительный прогресс в области безлинзовой микроскопии, а именно компьютерных методов восстановления фазы. Ведущую роль среди них играет метод когерентного дифракционного имиджинга («coherent diffraction imaging», CDI), находящий применение в таких областях, как материаловедение, микроэлектроника и науки о жизни [1]. Преимущество CDI заключается в исключении оптических аберраций и возможности одновременной реконструкции амплитуды и фазы рассеянного поля по зарегистрированной дифракционной картине некристаллического объекта, что обеспечивает пространственное разрешение на уровне, ограниченном длиной волны и разрешающей способностью детектора.

Вместе с тем практическая реализация CDI сталкивается с рядом ограничений. Стандартная постановка задачи, предполагающая расположение детектора в зоне Фраунгофера, использует в основе алгоритмов преобразование Фурье [2]. В случае же эксперимента в ближней зоне возникает необходимость учета волнового пропагатора, что влечет за собой удвоение числа преобразований Фурье на каждой итерации [3]. Эффективность реконструкции также ограничивается симметрийными свойствами преобразований Фурье, наличием систематических ошибок эксперимента и неидеальностью источника. Кроме того, разрешение снижается из-за дефицита априорной информации о точном размере домена объекта.

В настоящей работе представлены алгоритмические модификации, направленные на оптимизацию параметров алгоритма и повышение разрешения реконструируемых изображений объектов в указанных условиях без существенного роста объема и сложности вычислений. Предложенный подход был опробован на цифровом эксперименте с частично-когерентным ондуляторным излучением в мягком рентгеновском диапазоне.

1. Miao J. // Nature. 2025. V. 637, no. 8045. P. 281–295.
2. Fienup J. R. // Applied optics. 1982. V. 21, no. 15. P. 2758–2769.
3. Артюков И. А. и др. // Краткие сообщения по физике Физического института им. П. Н. Лебедева Российской Академии Наук. 2023. Т. 50, № 10. С. 11–19.

Рентгеноспектральные исследования мультиэлементных высокоэнтропийных танталатов/ниобатов висмута, допированных атомами 3d-металлов

С. В. Некипелов[1,2]*, Н. А. Жук[2], В. Н. Сивков[1]

[1]Физико-математический институт ФИЦ КНЦ УрО РАН, ул. Оплеснина, д. 4, Сыктывкар, 167982
[2]Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина, Октябрьский просп., д. 55, Сыктывкар, 167001
*NekipelovSV@mail.ru

Мультиэлементные высокоэнтропийные пирохлоры в зависимости от химического состава перспективны в качестве диэлектриков, смешанных и ионных проводников, фотокатализаторов процессов окисления. В частности, синтетические оксидные пирохлоры на основе антимонатов висмута обладают высокой диэлектрической проницаемостью и низкими диэлектрическими потерями, что делает их перспективным материалом для использования в многослойных керамических конденсаторах и перестраиваемых СВЧ-диэлектрических компонентах.

Отличительной особенностью висмутсодержащих пирохлоров, легированных катионами 3d-элементов, является частичная вакансия подрешетки висмута и распределение легирующих примесей в катионных подрешетках как висмута, так и сурьмы, вызывающее релаксационные процессы в керамике. Смешанное распределение ионов переходных элементов в двух катионных подрешетках пирохлора можно объяснить ограниченной емкостью октаэдрической подрешетки сурьмы пирохлора по отношению к катионам 3d-элементов. Соответственно, остается открытым вопрос о положении в кристаллической решетке атомов допантов (3d-металлов) в зарядовом состоянии. В работе на основании рентгеноспектральных методов определяется зарядовое состояние как атомов допантов, так и атомов основной матрицы пирохлора.

Керамические образцы Bi2Cu1/3Ni1/3Co1/3Nb(Ta)2O9±δ были синтезированы твердофазным методом из оксидов исходных металлов и исследованы методами рентгеновской фотоэлектронной (XPS) и абсорбционной (NEXAFS) спектроскопии (рис. 1). Для всех пирохлоров наблюдается характерный сдвиг спектров XPS Ta 4f и Nb 3p в сторону меньших энергий на 0,65 эВ, что связано с распределением малозарядных катионов переходных элементов в октаэдрические позиции тантала/ниобия(V). Эффективный заряд катионов ниобия/тантала составляет +(5-δ). В пирохлоре ниобия сдвиг Bi 4f составил 0,25 эВ, заряд катионов висмута – +(3-δ). Катионы кобальта и никеля в пирохлорах имеют преимущественно заряд +2. Спектры NEXAFS Cu 2p оксидной керамики представляют собой суперпозицию полос поглощения катионов Cu(I) и Cu(II), при этом содержание катионов меди (I, II) в пирохлорах варьируется в зависимости от природы катионов октаэдрической подрешетки.

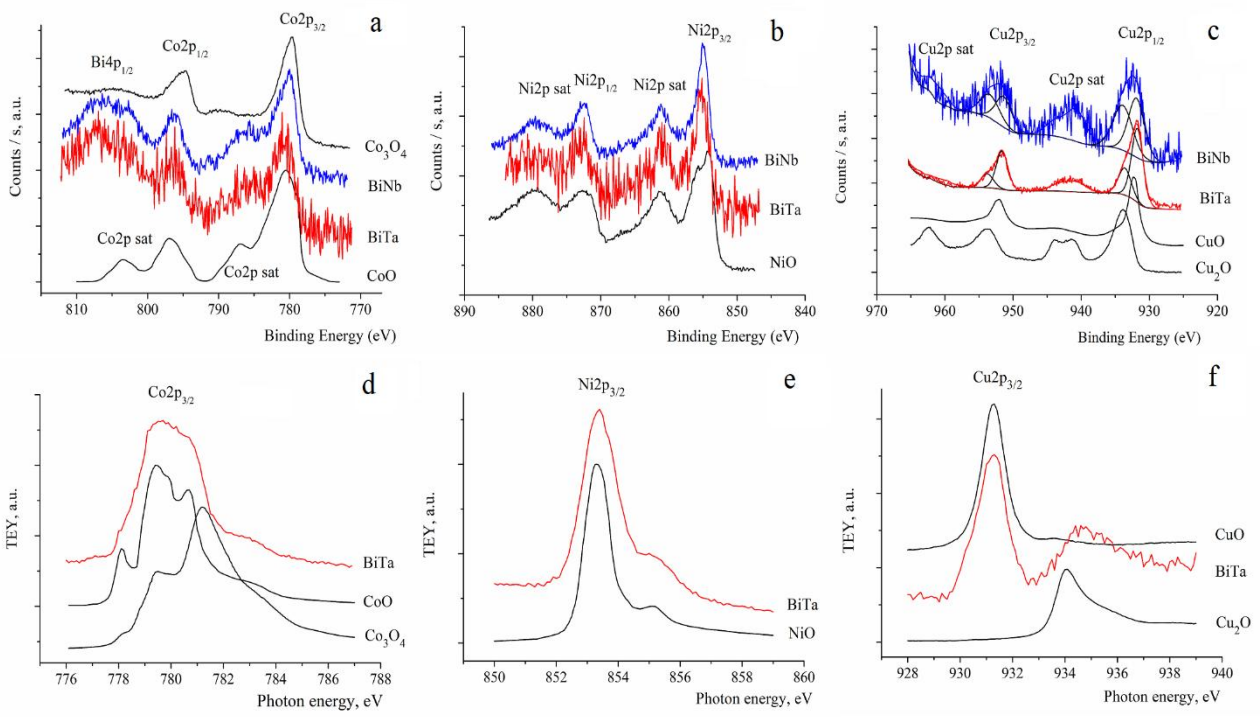


Рис. 1. XPS (a-c) и NEXAFS (d-f) исследуемых образцов

Исследование выполнено в рамках госзадания Коми НЦ УрО РАН (№ 125020501562-1), а также при поддержке Министерства науки и высшего образования России в рамках Соглашения № 075-15-2025-455 от 26.05.2025 в части NEXAFS исследований.

Исследования лазерной плазмы, получаемой при использовании кластерных мишеней

А. Н. Нечай*, В. Е. Гусева, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*nechay@ipmras.ru

В настоящее время в ИФМ РАН проводится разработка различных лазерно-плазменных источников экстремального ультрафиолетового (ЭУФ) и мягкого рентгеновского (МР) излучения. Данные источники излучения планируется использовать как в лабораторных целях, так и при изготовлении литографических машин [1]. В качестве мишени для лазерно-плазменных источников излучения чаще всего используется газовая струя. Интенсивность излучения газоструйных источников увеличивается с ростом концентрации частиц в газовой струе. Повышение концентрации частиц в зоне образования лазерной искры может быть достигнуто как увеличением давления на входе в сопло, так и понижением температуры, что приводит к кластеризации вещества газоструйной мишени. Повышение давления газа на входе в сопло связано с ростом нагрузки на откачную систему, имеющую ограниченую производительность. Использование кластеризованных мишеней не требует увеличения скоростей откачки и может быть применено в существующих источниках излучения.

В проводимых экспериментах для возбуждения газоструйной мишени использовался импульсный Nd:YAG лазер (длина волны 1064 нм, ширина лазерного импульса на полувысоте 7,8 нс, энергия импульса 0,8 Дж). Газовая мишень формировалась при истечении струй газа в вакуумную камеру из конического сверхзвукового сопла с диаметром критического сечения 150 мкм, длиной 5 мм, углом раствора 12 градусов. Откачка производилась криоконденсационным и двумя криосорбционными насосами КВ 250-3,2. Исследовался эмиссионный спектр лазерной плазмы с использованием спектрометра-монохроматора РСМ-500. Исследовались следующие газоструйные мишени: N_2, CO_2, Ar, Kr, Xe.

В процессе проведения исследований были получены следующие результаты.

1. При кластеризации получен рост интенсивности излучения для всех газов-мишеней. В среднем для аргона он составил 1,5 раза; для криптона 1,8 раза; для ксенона 2,5 раза; для углекислоты 1,5 раза; для азота 3 раза; для трифторметана 3 раза.

2. При кластеризации температура плазмы в зоне лазерной искры, как правило, снижается.

3. Мишени на основе кластерных струй, полученных при охлаждении газа либо при увеличении давления газа на входе в сопло не эквивалентны. Описание кластерных струй с помощью только среднего размера кластеров не полно. Для корректного описания кластеризованных струй-мишеней необходимо учитывать концентрации кластеризованных частиц, долю образовавшегося конденсата и распределение кластеров в сечении струи.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-62-00068.

1. Chkhalo N. I. et al. High-reflection Mo/Be/Si multilayers for EUV lithography // Optics Letters. 2017. V. 42, no. 24. P. 5070–5073.

Разработка компактного масс-спектрометра для контроля ионно-пучковой коррекции формы поверхности оптических элементов

И. Д. Оськин*, М. С. Михайленко, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев, И. Г. Забродин, Д. С. Дмитриев, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*oskilya@impras.ru

Развитие современной оптики, в первую очередь коротковолнового (рентгеновского и экстремального ультрафиолетового) диапазона, требует существенного повышения качества элементов. Основной методикой, использующейся для финишной доводки оптических поверхностей до расчётной точности, является ионно-пучковое травление [1, 2]. На финишных стадиях коррекции формы поверхности глубины травления уже ~1 нм, что приводит к уменьшению и времени воздействия ионного пучка в каждой точке поверхности ≈0,001 секунды. Следствием этого является увеличение вклада в процесс ионного травления различных технологических особенностей, что приводит к росту ошибок процедуры коррекции от расчётной карты травления. Решением данной проблемы может стать контроль количества удаляемого материала в процессе обработки посредством масс-спектрометрии.

В рамках работы предложена схема компактного масс-спектрометра, которая включает в себя пять блоков (рис. 1): коллиматор частиц, отвечающий за отбор частиц, движущихся исключительно от центра гониометра; ионизатор частиц, производящий ионизацию пролетающих сквозь него атомов; сепаратор скоростей, отсекающий частицы, движущиеся со скоростью, соответствующей максимуму энергетического распределения распыленных атомов Si при бомбардировке ионами Ar с энергией ~1000 эВ; масс-анализатор, производящий непосредственно сепарацию частиц по атомной массе; детектор, регистрирующий количество ионов ^{28}Si, прошедших через выходную апертуру масс-спектрометра.

Были проведены расчёты пространственного распределения электромагнитных полей методом конечных элементов в пакете FEMM[3] с целью уточнения габаритов и материалов конструкции. Полученное пространственное распределение полей было использовано для расчёта траектории ионов ^{28}Si сквозь всю конструкцию прибора. Рассчитанные траектории позволили оценить точность прибора и его разрешение.

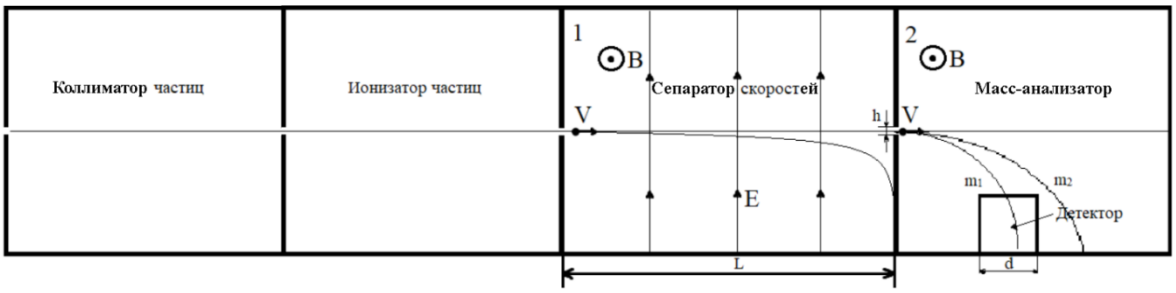


Рис. 1. Схема масс-спектрометра

Разработанный масс-спектрометр позволяет отслеживать интенсивность потока распыленных частиц с атомной массой m = 28 а.е.м. (основной изотоп кремния – ^{28}Si). Кремний является основным компонентом материалов, применяемых в современной оптике. При разработке прибора был проведен анализ количества распыляемого материала при рабочих параметрах источника КЛАН-12М, применяемого для финишной коррекции локальных ошибок формы в установке УИП-300 [4]; с учётом оценочных данных разработан облик, произведён расчёт параметров составных частей и ЭКД прибора.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-30029-П.

1. T. Wang, L. Huang, Y. Zhu et al. Ion Beam Figuring System for Synchrotron X‐Ray Mirrors Achieving Sub‐0.2‐μrad and Sub‐0.5‐nm Root Mean Square // Nanomanuf. Metrol. 6, 20 (2023).

2. R. Shurvinton, H. Wang, P. Pradhan et al. Ion beam figuring for X-ray mirrors: history, state-of-the-art and future prospects // J. Synchrotron Rad. 31, 655 (2024).

3. https://www.femm.info/wiki/HomePage.

4. А. Е. Пестов и др. // ЖТФ. 2025. 95 (9). С. 1825–1935.

Численное моделирование интерферометра на рабочей длине волны с использованием программного пакета WaveOpticsPropagation

И. О. Панкратов*, В. Паульс

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*ivanpankratov@ipmras.ru

Одним из наиболее важных этапов изготовления высокоточных оптических приборов, например, таких как объективы литографов, является аттестация используемых в них оптических схем, в большинстве случаев производящаяся путем измерения аберраций волнового фронта на рабочей длине волны [1]. Основной задачей данной работы является создание такой метрологии для установок, разрабатываемых в ИФМ РАН.

На первом этапе, после рассмотрения различных схем интерферометров были выявлены наиболее перспективные для использования на рабочей длине волны. В целях тестирования работоспособности планируется реализация одной из выбранных схем в видимом диапазоне, на длине волны 632,8 нм. Для выявления параметров схемы для проведения эксперимента производится её численное моделирование. В рамках данной работы используется программный пакет на языке программирования Julia [2], позволяющий производить численное моделирование распространения волн, в том числе с использованием строгих решений [3]. В модели поддерживается возможность задания нескольких видов волнового фронта, например, цилиндрического, сферического и плоского. Также могут быть заданы аберрации сферического фронта. Реализована возможность установки различных диафрагм, например, круглой диафрагмы, дифракционной решётки или щели.

Работа выполнена при поддержке гранта № FFUF-2024-0022.

1. Q. Wang, H. Quan, S. Hu, J. Liu, X. Hou, Review of absolute measurement of wavefront aberration in lithography objective // Opto-Electron. Eng. Vol. 50, No. 5. 2023.
2. Программный пакет WaveOpticsPropagation.
3. Виноградова М. Б, Руденко О. В, Сухоруков А. П. // Теория волн. М. : Наука, 1979. Глава 8.

О вычислении аберраций высокого порядка в системах с асферическими зеркалами

В. Паульс*

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*wpa@ipmras.ru

Постоянное совершенствование методов нанесения многослойных отражающих покрытий [1], изготовления, метрологии и коррекции подложек [2] делают возможным разработку оптических схем с использованием асферических зеркал с углом падения, близким к нормальному, для самых разных длин волн от 2 до 60 нм, например, в рентгеновских микроскопах [3] или литографических установках [4]. В то же время растущие требования к такого рода оптическим системам требуют применения все более сложных оптических дизайнов, с асферическими зеркалами или даже зеркалами свободной формы [5], расчет которых уже сам по себе является очень непростой задачей. Данная работа является продолжением и развитием работ [6, 7], посвященных разработке систематического подхода к дизайну катоптрических систем с небольшим количеством зеркал с помощью систем компьютерной алгебры. Для избежания так называемого «раздувания выражений» [8] предлагается использование методов типа автоматического дифференцирования [9].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029-П.

1. В. Н. Полковников, Н. И. Чхало // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXIX Международного симпозиума. 2025. С. 511.
2. М. С. Михайленко, А. Е. Пестов, А. К. Чернышев, И. Д. Оськин, Н. И. Чхало // Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника, 2026 (В печати).
3. I. V. Malyshev, D. G. Reunov, N. I. Chkhalo, M. N. Toropov, A. E. Pestov, V. N. Polkovnikov, N. N. Tsybin, A. Ya. Lopatin, A. K. Chernyshev, M. S. Mikhailenko, R. M. Smertin, R. S. Pleshkov, O. M. Shirokova // Optics Express. V. 30, No. 26. 2022.
4. А. А. Егоров, М. В. Зорина, И. В. Малышев, А. Е. Пестов, В. Н. Полковников, Н. Н. Салащенко, М. Н. Торопов, Н. Н. Цыбин, Н. И. Чхало // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. № 6. С. 19–30.
5. A. Epple, H.-J. Rostalski // DE102012218558A1. 2013.
6. В. Паульс, А. А. Чертовских // ЖТФ. Т. 95, № 10. 2025. С. 1870–1978.
7. W. Pauls // Days on Diffraction. 2025 (В печати).
8. G. F. Corliss // Reliability in Computing. The Role of Interval Methods in Scientific Computing. 1988. P. 127–148.
9. A. H. Gebremedhin, A. Walther // WIREs Data Mining and Knowledge Discovery. V. 10, No. 1. 2020.

Измерение конверсионной эффективности ЛПИ для ЭУФ-литографии на длине волны 11,2 нм с различными соплами

А. А. Перекалов*, А. Н. Нечай, Н. И. Чхало, В. Е. Гусева

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*perekalov@ipmras.ru

В ЭУФ-литографе нового поколения с рабочей длиной волны 11,2 нм планируется использовать лазерно-плазменный источник (ЛПИ) ЭУФ-излучения с газовой мишенью Xe [1]. Одно из ключевых требований, предъявляемых к источникам излучения для ЭУФ-литографии, – высокая конверсионная эффективность (CE). В данной работе проводились измерения конверсионной эффективности ЛПИ, для формирования газовых струй в которых использованы конусные сверхзвуковые сопла с разными углами раскрыва конуса.

Экспериментальные исследования проводились на стенде описанном в работе [2]. Для формирования плазменного облака использовалось излучение Nd:YAG лазера 5,2 нс/0,7 Дж. Измерение интенсивности излучения лазерной плазмы в полосе 11,2 нм ±1 % осуществлялось с помощью двухзеркального монохроматора. Характеристики изученных сверхзвуковых сопел приведены в табл. 1. Все сопла оснащались импульсным клапаном, длительность импульса открытия клапана 350 мкс. Давление газа на входе в сопло изменялось от 4 до 12 бар.

Таблица 1. Характеристики изученных сверхзвуковых сопел

Номер сопла	Диаметр критического сечения, мкм	Диаметр выходного сечения, мкм	Угол раскрыва конуса, град	Длина, мм
1	252	850	6,8	5
2	220	550	3,8	5
3	230	370	1,6	5
4	235	1110	10	5

Таким образом, в работе изучена линейка конусных сопел с диаметром критического сечения порядка 250 мкм и углами раскрыва конуса от 1,6° до 13°. Полученные зависимости конверсионной эффективности излучения от давления газа на входе в сопло показаны на рис. 1.

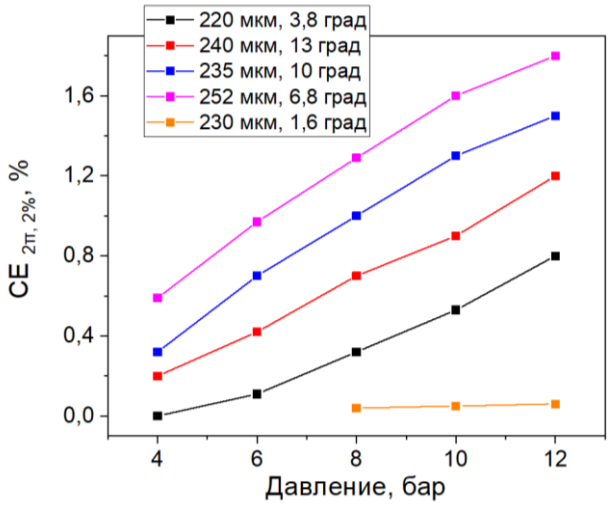


Рис. 1. Зависимости конверсионной эффективности от давления газа на входе в сопло

По результатам экспериментов наибольшая конверсионная эффективность зарегистрирована при использовании сопла 250 мкм с углом раскрыва порядка 7 градусов. При давлении газа 12 бар эффективность конверсии составила $CE_{2\pi,2\%} = 1,7$ %.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029-П.

1. Н. И. Чхало // Микроэлектроника. 2024. Т. 53(5). С. 375–388.
2. А. А. Перекалов и др. // Журнал технической физики. 2025. Т. 95(9). С. 1639–1646.

Исследование динамики поглощения лазерного излучения газоструйной мишенью Xe

В. Е. Гусева, В. И. Лучин, А. Н. Нечай, А. А. Перекалов*, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*perekalov@ipmras.ru

В ИФМ РАН проводится разработка лазерно-плазменного источника ЭУФ-излучения высокой мощности для ЭУФ-литографии нового поколения на длине волны 11,2 нм [1]. В качестве мишени для лазерного излучения выбрана газовая струя Xe, использование которой позволяет рассчитывать на получение конверсионной эффективности на уровне единиц процентов. Для разработки и оптимизации источника ЭУФ-излучения высокой мощности необходимы данные о пороге пробоя газовой струи, оптической толщине и эффективности поглощения образующейся плазмой лазерного излучения.

Экспериментальные исследования проводились на стенде, описанном в работе [2]. Для формирования плазменного облака использовалось излучение Nd:YAG лазера (5,2 нс/0,7 Дж, диаметр перетяжки в фокусе объектива – 30 мкм). Формирование газовой струи осуществлялось с помощью конусного сверхзвукового сопла ($d_{кр}$ = 250 мкм, угол раскрыва конуса 7°, длина – 5 мм), оснащенного импульсным клапаном. Энергия лазерного пучка, а также осциллограммы лазерных импульсов контролировались до и после взаимодействия пучка с мишенью с помощью калориметров и p-i-n фотодиодов с высоким временным разрешением. После обработки экспериментальных данных определялись: доля излучения поглощаемого плазмой, оптическая толщина плазменного облака, порог формирования пробоя мишени (нормированная на максимальную в импульсе интенсивность лазерного излучения, при которой формируется пробой).

На рис. 1 показаны полученные зависимости порога формирования пробоя мишени и оптической толщины плазменного облака от давления Xe на входе в сопло и от расстояния между областью формирования пробоя и краем сопла.

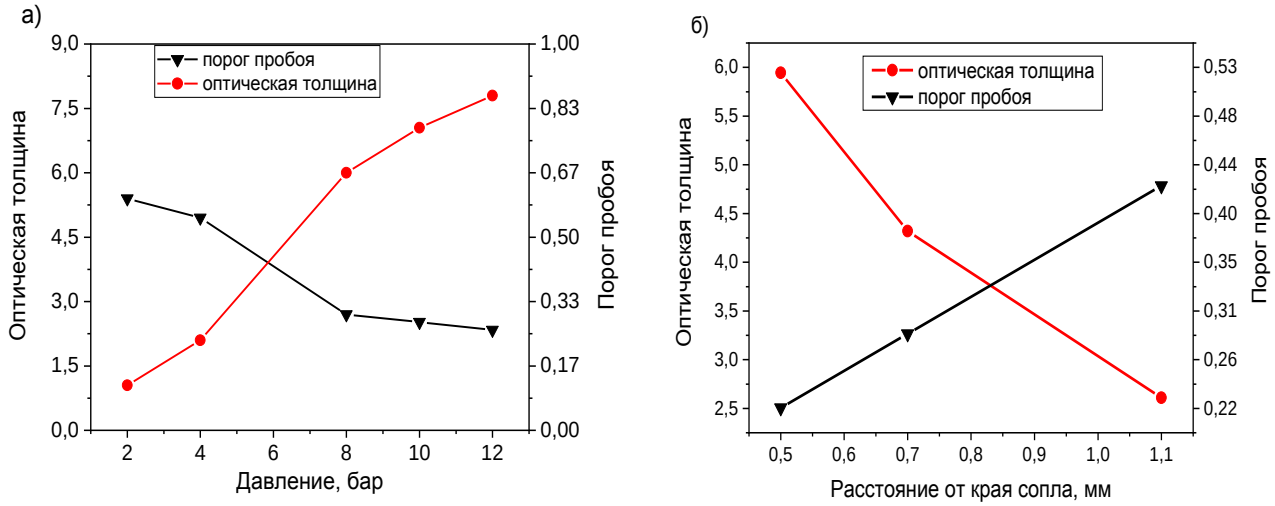


Рис. 1. Зависимости порога формирования пробоя и оптической толщины от давления

Из рис. 1, *а* видно, что при увеличении давления газа на входе в сопло порог формирования пробоя существенно уменьшается и при давлениях свыше 8 бар начинается выход зависимости на насыщение. Оптическая толщина плазменного облака при этом увеличивается, что может быть связано как с увеличением плотности плазмы, так и с увеличением геометрического размера облака. Зарегистрированнные при высоких давлениях 8–12 бар коэффициенты конверсии составляют $CE_{2\pi,2\%}$ = 1,3 – 1,7 %. Зависимости, изображенные на рис. 1, *б* показывают, что при удалении лазерной искры от края сопла существенно уменьшается оптическая толщина плазменного облака и увеличивается порог пробоя. Это связано со значительным снижением концентрации атомов вдали от края сопла.

В дальнейшем планируется продолжение данной работы, а именно расчет профилей концентрации атомов в газовой струе Xe по полученным экспериментальным данным в рамках модели лавинной ионизации без учета диффузионных потерь электронов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029-П.

1. Н. И. Чхало // Микроэлектроника. 2024. Т. 53(5). С. 375–388.
2. А. А. Перекалов // Журнал технической физики. 2025. Т. 95(9). С. 1639–1646.

Исследование топологии поверхности плёнок олово-оксокластерных соединений, проэкспонированных ЭУФ-излучением с длиной волны 13,55 нм

А. Е. Пестов[1,*], М. С. Михайленко[1], А. Н. Нечай[1], А. Я. Лопатин[1], А. А. Перекалов[1], М. Ю. Захарина[2], К. В. Арсеньева[2], А. Н. Конев[2], М. А. Батенькин[2], А. В. Пискунов[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]Институт металлоорганической химии им. Г. А. Разуваева РАН, ул. Тропинина, д. 49, Нижний Новгород, 603137
*aepestov@ipmras.ru

С целью создания чувствительных и стойких к экстремальному ультрафиолетовому (ЭУФ) излучению полимеров (резистов) ведётся исследование соединений, имеющих в своем составе химические элементы, обладающие значительным поглощением в окрестности длины волны 13,5 нм (длина волны ЭУФ-литографии – наиболее перспективной технологии современной наноэлектроники). Зависимость мнимой части показателя преломления, которая отвечает за поглощение, от длины волны в окрестности λ = 13,5 нм для ряда химических элементов представлена на рис. 1.

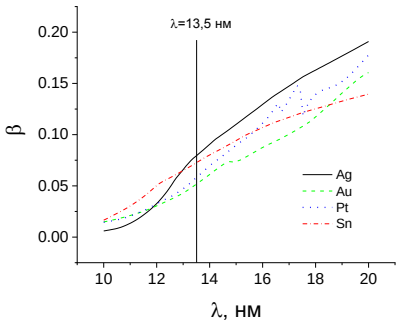


Рис. 1. Зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости металлов (Ag, Au, Pt, Sn) от длины волны

Как можно видеть, в основном в этом диапазоне существенным поглощением обладают благородные металлы, однако они не образуют устойчивых металлоорганических соединений. В то время как олово, которое также имеет большое значение мнимой части показателя преломления, в такие реакции вступает. В частности, в работе [1] было проведено исследование чувствительности олово-оксокластерных соединений **ТОС-21 (**$Sn_{14}(\mu_3\text{-}O)_{12}(\mu_2\text{-}O)_4(\mu_2\text{-}OH)_4(PZ)_8(HPZ)_4Cl_{12}$) и **TinS** ($[(C_4H_9Sn)_{12}O_{14}(OH)_6]^{2+}[PTSA^-]_2$) к излучению с длиной волны 13,5 нм.

В данной работе было проведено исследование топологии поверхности плёнок из ТОС-21 на поверхности монокристаллического кремния толщиной $d_{TOC\text{-}21}$ = 30 нм, после экспонирования с различными дозами и проявления в смеси изопропанол/вода в соотношении 3:2. Экспонирование проводилось на стенде [2] пучком монохроматизованного ЭУФ-излучения с длиной волны 13,55 нм размером порядка 0,5×1,0 мм. На рис. 2, *а* представлена морфология поверхности образца в области пятна засветки для недоэкспонированного случая (плёнка частично растворилась).

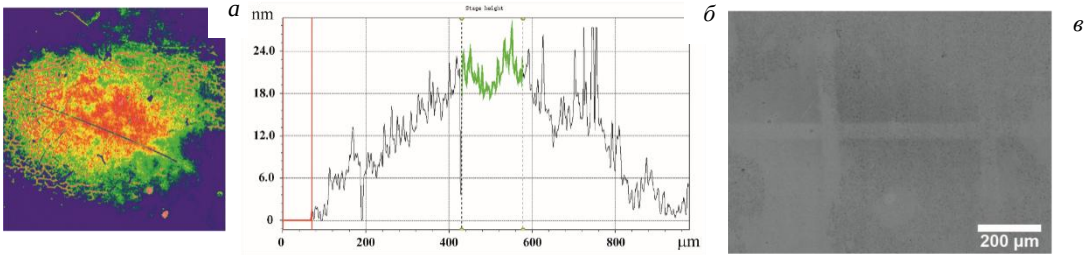


Рис. 2. Топологический рисунок после проявления образца ТОС-21

Как можно видеть, на поверхности подложки плёнка осталась только в области пятна засветки, причем в максимуме высота объекта совпадает с толщиной исходной плёнки, что говорит о формировании стойкого к проявлению соединения. Кроме того, был поставлен эксперимент по формированию рисунка методом контактной литографии (рис. 2, *в*), в качестве объекта маскирующего часть пятна ЭУФ-излучения использовалась металлическая сетка с ячейкой 0,5 мм и шириной перемычки 0,05 мм (рис. 3). Таким образом, в ходе исследования показана перспективность олово-оксокластерных соединений для создания стойких к ЭУФ-излучению фотополимеров, в том числе негативных ЭУФ-резистов.

Формирование и проявление плёнок выполнено в рамках государственного задания ИМХ РАН с использованием оборудования Аналитического центра Института металлоорганической химии им. Г. А. Разуваева РАН, экспонирование – при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-30029-П.

1. М. Ю. Захарина, К. В. Арсеньева, М. А. Батенькин и др. // ЖТФ (2026) (принято в печать).
2. А. Я. Лопатин, В. И. Лучин, А. Н. Нечай и др. // ЖТФ. 94(7), 1323 (2024).

Методика создания крупногабаритных рентгеновских зеркал скользящего падения на подложках из монокристаллического кремния

А. Е. Пестов*, А. А. Ахсахалян, М. В. Зорина, М. С. Михайленко, А. К. Чернышев, Н. И. Чхало, В. Н. Полковников, Е. С. Антюшин, И. В. Малышев, Е. И. Глушков, Е. В. Петраков, А. И. Артюхов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*aepestov@ipmras.ru

Исследования на современных источниках рентгеновского излучения, в первую очередь на синхротронах 4 и 4+ поколения, осваивают всё более жесткий спектральный диапазон. В частности, для задач материаловедения, рентгеновского имиджинга и рентгеновской микроскопии востребован диапазон энергий 20–40 кэВ [1, 2]. На строящемся в России синхротроне 4+ поколения «СКИФ» (Новосибирск) данный диапазон планируется использовать на станции 1–3 «Быстропротекающие процессы» [3].

Высокое качество пучка рентгеновского излучения на синхротронах 4 и 4+ поколения – когерентность, малый размер и малая расходимость – требует существенного повышения качества колимирующей и фокусирующей оптики с точки зрения формы поверхности и шероховатости, а высокая энергия кванта вынуждает использовать в качестве отражающего покрытия плёнки из тяжёлых элементов (Pt, Ir, Au, Ta), что, тем не менее, не спасает от экстремально малых скользящих углов падения излучения на отражающую поверхность. Так, для Pt критический угол падения излучения с энергией 40 кэВ составляет всего 2 мрад, что при размере пучка 10 мкм требует линейный размер оптического элемента на уровне 300 мм. Таким образом, для данного диапазона энергий требуется создание крупногабаритных высокоточных рентгенооптических элементов.

В рамках исследования разработана методика коррекции формы и одномерной асферизации поверхности крупногабаритных подложек рентгеновских зеркал скользящего падения из монокристаллического кремния. Найдено оптимальное отражающее покрытие – плёнка Pt толщиной 40 нм, обеспечивающая расчётное отражение рентгеновского излучения в диапазоне энергий 20–40 кэВ более 90 % при угле падения менее 1 мрад. Для выбранного отражающего покрытия проведён поиск адгезионного подслоя, и экспериментально установлено, что наилучшие адгезионные характеристики для плёнки Pt, наносимой на кремниевую подложку, обработанную пучком ускоренных ионов, обеспечивает плёнка Ti толщиной около 5 нм.

Результатом работы стало создание пары зеркал для фокусирующей системы для секции 1–3–1 станции 1–3 синхротрона СКИФ. Рентгенооптическая схема фокусирующей системы и фотография одного из зеркал в бездеформационной оправе представлены на рис. 1.

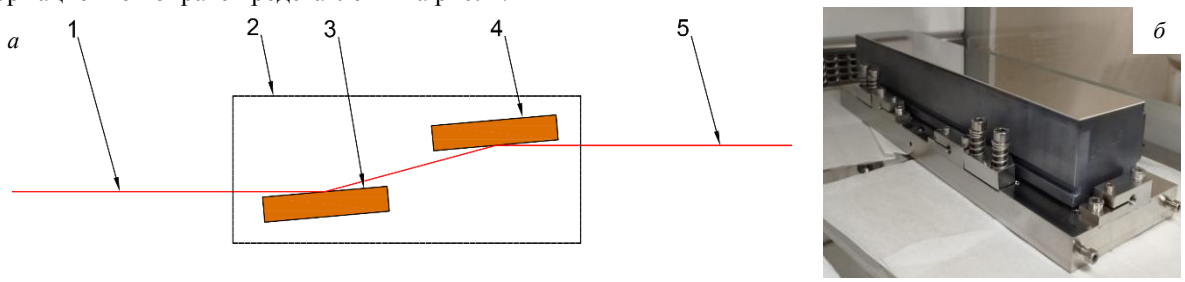


Рис. 1. Рентгенооптическая схема комплекта зеркал для станции 1-3 синхротрона СКИФ (*а*): *1* – входящий пучок СИ; *2* – вакуумный бокс; *3* – фокусирующее зеркало; *4* – ориентационное зеркало; *5* – выходящий пучок СИ; фотография ориентационного зеркала в бездеформационной оправе (*б*)

Форма поверхности фокусирующего зеркала – сегмент эллиптического цилиндра, обеспечивающего фокусировку пучка СИ из источника на расстоянии до зеркала 34±1 м на образце на расстоянии от источника 122,1 м, а форма ориентационного зеркала – плоскость. После финишной коррекции формы и нанесения отражающего покрытия были получены поверхности со следующими ошибками формы: зеркало (3) – PV = 68 нм, RMS = 12,0 нм , δθ = 0,45 мкрад, зеркало (4) – PV = 60 нм, RMS = 12,0 нм, δθ = 0,4 мкрад.

Исследование выполнено на средства гранта Российского научного фонда № 21-72-20108-П, с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

1. P. Cloetens, R. Barrett, J. Baruchel et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 29. 133 (1996).
2. J. F. Ji, H. Guo, Y. L. Xue et al. // Nucl. Sci. Tech. 34. 197 (2023).
3. И. А. Рубцов, Я. В. Зубавичус, К. А. Тен и др. // Известия РАН. Сер. физ. 87(5). 680 (2023).

Оптическая обработка поверхности подложек рентгеновских зеркал из АКК «Скелетон» с технологическим покрытием из поликристаллического кремния

А. Е. Пестов[1,*], А. А. Ахсахалян[1], М. В. Зорина[1], М. С. Михайленко[1], А. К. Чернышев[1], Н. И. Чхало[1], П. А. Юнин[1], С. К. Гордеев[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ЦНИИ Материалов, ул. Парадная, д. 8, Санкт-Петербург, 191014
*aepestov@ipmras.ru

С развитием мощных источников синхротронного излучения (СИ) и лазеров на свободных электронах остро встала проблема прецизионных рентгенооптических элементов, стойких к большим (~ кВт) радиационным и тепловым нагрузкам. В настоящее время в качестве материала подложек рассматривается монокристаллический кремний (*mc*-Si) [1] при охлаждении жидким азотом. Однако такой метод охлаждения из-за кипения жидкого азота при контакте с охлаждаемой деталью приводит к заметной вибрации, что ухудшает параметры пучка рентгеновского излучения. Альтернативные материалы, в том числе SiC и металлы (медь, алюминий, бериллий) по своим теплофизическим или рентгенооптическим характеристикам сильно уступают *mc*-Si [2]. Лучшими характеристиками обладает только монокристаллический алмаз, однако существуют сложности изготовления образцов с большими размерами.

В работе предлагается использование алмазокарбидокремниевого композита (АКК) «Скелетон» [3] с переходом к водяному охлаждению. Структура материала сформирована алмазными зернами, связанными в единый композит карбидокремниевой матрицей. Материал уступает по своим физико-механическим и теплофизическим свойствам монокристаллическому алмазу, однако позволяет формировать заготовку практически произвольных размеров и формы (технология «net-shape»), например, развитую тыльную сторону для повышения теплоотдачи при жидкостном охлаждении. На поверхности образца из АКК «Скелетон» было сформировано технологическое покрытие из поликристаллического Si (*pc*-Si).

Исследованы теплоемкость (*C*), теплопроводность (λ) и ТКЛР (α) образца в сравнении с *mc*-Si. Значение ТКЛР оказалось на уровне *mc*-Si и составило $\alpha = 4{,}2*10^{-6}$ 1/К, а величины λ=1,2 Дж/(К*г) и C = 6,5 Вт/(см*К) значительно превосходят *mc*-Si. На основе полученных констант проведен расчет термоиндуцированной деформации образца под воздействием рентгеновского (E = 20 кэВ) излучения мощностью P = 200 Вт и при водяном охлаждении. Расчет показал почти втрое меньшую деформацию в сравнении с *mc*-Si.

Проведены планаризация на оптическом станке 3ПД-350 с последующей химико-механической полировкой, получена эффективная шероховатость поверхности σ_{eff} = 0,2 нм в диапазоне пространственных частот $q \in [4{,}9\cdot10^{-2}–6{,}3\cdot10^{1}\ \mu m^{-1}]$, что удовлетворяет требованиям рентгеновского диапазона длин волн для обеспечения высоких (близких к теоретическому пределу) коэффициентов отражения многослойных рентгеновских зеркал. Фотография обработанной подложки представлена на рис. 1.

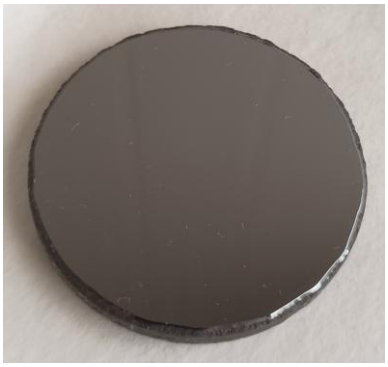


Рис. 1. Образец из АКК «Скелетон» с технологическим покрытием из поликристаллического кремния

Таким образом, показана перспективность применения АКК «Скелетон» с *pc*-Si покрытием в качестве подложек рентгеновских зеркал для мощных источников СИ (3+ и 4-го поколения) и лазеров на свободных электронах при водяном охлаждении.

Исследование выполнено на средства гранта Российского научного фонда № 21-72-30029-П и с использованием оборудования ЦКП «Физика и технологии микро- и наноструктур» при ИФМ РАН.

1. A. R. Belure, A. K. Biswas, D. Raghunathan et al. // Mater. Today: Proc. 26. 2260 (2020).
2. Н. И. Чхало, М. В. Зорина, И. В. Малышев et al. // ЖТФ. 89(11). 1686 (2019).
3. С. Катаев, В. Сидоров, С. Гордеев // Электроника: НТБ. 3. 60 (2011).

Влияние азотирования на формирование межфазной границы слоев в NiMo/C многослойных зеркалах

А. О. Петрова[1]*, А. У. Гайсин[1], К. В. Дуров[2], В. Н. Полковников[2], Е. О. Филатова[1]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9, 199034
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*ani_petrova@mail.ru

В настоящее время для фокусировки и коллимации рентгеновских пучков широко применяются гёбелевские зеркала на основе градиентных многослойных структур, позволяющие на порядок увеличить эффективность отбора излучения рентгеновских трубок. В данный момент повсеместно используется система W/Si, которая демонстрирует высокое отражение на линии Cu Kα, однако она подвержена квазибрэгговскому рассеянию линии Cu Kβ, что искажает результаты дифрактометрии. Одним из вариантов решения этой проблемы является использование фильтра из никеля, который способен подавлять нежелательное излучение Cu Kβ, однако это уменьшает интенсивность полезного сигнала и усложняет оптическую схему. Перспективной альтернативой являются многослойные зеркала на основе никеля. Однако магнитные свойства чистого Ni осложняют технологический процесс магнетронного напыления. Решением становится использование сплава $Ni_{0,8}Mo_{0,2}$/C [1], который сохраняет рентгенооптические характеристики никеля, но подавляет его магнитные свойства [2], что делает системы NiMo/C технологически перспективными для создания эффективных рентгеновских зеркал. Для структурного совершенствования исследуемых зеркал используется метод реактивного распыления в среде активного газа – например, азота. Согласно исследованиям, проведенным в работе [3], добавление азота в камеру при проходе над углеродной мишенью позволяет повысить отражательные характеристики зеркал $Ni_{0,8}Mo_{0,2}$/C.

В работе проведено исследование состава межслоевых областей многослойных структур $Ni_{0,8}Mo_{0,2}$/C, осажденных в том числе с применением азотирования. Анализ фотоэлектронных спектров (рис. 1) свидетельствует о формировании карбидов металлов на границе слоев, а также о наличии аморфного и графитоподобного углерода в слое. Распыление углерода в атмосфере азота приводит к формированию в спектре компоненты, соответствующей C-N связи. Относительная интенсивность компонент, соответствующих карбиду никеля и карбиду молибдена, при азотировании уменьшается, что свидетельствует о препятствовании перемешивания слоев $Ni_{0,8}Mo_{0,2}$ и углерода. Исследования многослойных структур с разным периодом, проведенные методом дифракции рентгеновских лучей, указывают на то, что слой $Ni_{0,8}Mo_{0,2}$ в азотированных структурах имеет больший размер кристаллитов, чем в образцах, синтезированных в отсутствие азота. Этот эффект косвенно подтверждает уменьшение диффузионного взаимодействия между металлом и углеродом на границах слоев: в отсутствие интенсивного формирования карбидов кристаллиты металлического слоя могут более свободно расти, что приводит к их укрупнению.

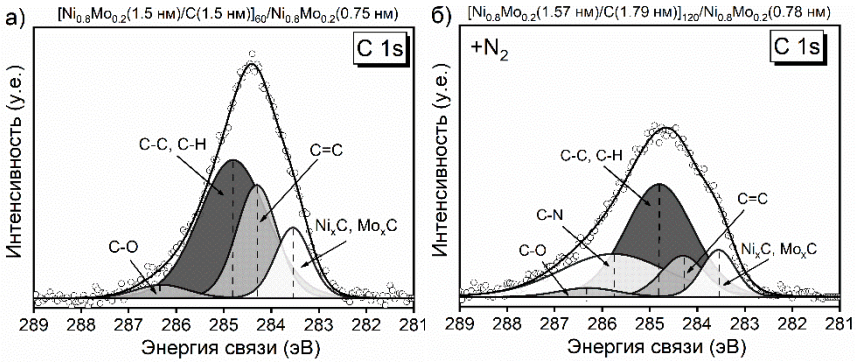


Рис. 1. Экспериментальные и аппроксимированные фотоэлектронные спектры C 1s линии: *а* – многослойной структуры $[Ni_{0,8}Mo_{0,2}$ (1,5 нм)/C (1,5 нм)$]_{60}$/ $Ni_{0,8}Mo_{0,2}$ (0,75 нм) и *б* – азотированной многослойной структуры $[Ni_{0,8}Mo_{0,2}$ (1,57 нм)/C (1,79 нм)$]_{120}$/ $Ni_{0,8}Mo_{0,2}$ (0,78 нм)

Исследования были проведены на лабораторном модуле ЭСХА станции НАНОФЭС в НИЦ «Курчатовской институт» и на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover в ресурсном центре «Рентгенодифракционные методы исследования» Научного парка СПбГУ. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-72-20125-П.

1. Дуров К. В., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Ахсахалян А. А., Малышев И. В. Многослойные структуры на основе Ni для зеркал гебелевского типа. Журнал технической физики. 2024. 94(8). 1280–1287.
2. Kovács-Mezei R., Th. Krist and Zs. Révay. Non-magnetic supermirrors produced at Mirrotron Ltd. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 586.1 (2008): 51–54.
3. Дуров К. В., Ахсахалян А. Д., Малышев И. В., Полковников В. Н., Чхало Н. И. Многослойные структуры NiMo/C, изготовленные методом реактивного магнетронного распыления // ЖТФ. 95:9 (2025). 1808–1816.

Исследование состава межслоевых областей многослойных наноструктур Cr/C

А. О. Петрова[1]*, А. У. Гайсин[1], Р. А. Шапошников[2], В. Н. Полковников[2], Е. О. Филатова[1]

[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7-9, 199034
[2]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*ani_petrova@mail.ru

«Углеродное окно», лежащее в интервале от 4,4 нм до 6,6 нм, представляет особый интерес, поскольку в этом диапазоне длин волн углеродосодержащие материалы, такие как различные биологические объекты, полимеры, нанотрубки и др., наиболее прозрачны для мягкого рентгеновского излучения. Развитие рентгеновской микроскопии «углеродного окна» тесно связано с созданием высокоотражающих покрытий на основе многослойных интерференционных структур. В этих зеркалах углерод рассматривается в качестве материала разделителя с минимальным поглощением рентгеновского излучения на К-крае. Теоретически коэффициент отражения рентгеновских зеркал нормального падения в диапазоне «окна прозрачности углерода» может достигать 60 %. Однако максимальный полученный экспериментально коэффициент отражения для подобных зеркал составляет 15,4 % [1]. Как известно, основными причинами низких коэффициентов отражения многослойных интерференционных наноструктур являются переходные слои, обусловленные ростовой шероховатостью и образованием дополнительных соединений на границе слоёв. Для исследования механизма формирования соединений и подбора оптимальных методов интерфейс-инжиниринга требуется исследовать протяженность и состав скрытых межслоевых областей.

В работе методом фотоэлектронной спектроскопии проведено исследование состава многослойных наноструктур Cr/C с различными значениями периода d и разным соотношением толщин слоев γ. Фотоэлектронные спектры линий Cr 2p3/2 и C 1s всех исследуемых многослойных структур свидетельствуют о формировании на границе слоёв карбида хрома (рис. 1). Однако даже в многослойной структуре с наименьшим периодом d = = 0,4 нм не наблюдается полного перемешивания слоёв, и большая часть сигнала соответствует не провзаимодействовавшим атомам хрома и углерода. Поверхностный слой углерода толщиной 0,7 нм в зеркалах с периодом 1,4 нм препятствует окислению нижележащих слоёв хрома. Дифракционный анализ структуры системы демонстрирует аморфность слоёв в зеркалах с периодом 2,7 нм и менее. Кристаллизация слоёв хрома наблюдается только в многослойных структурах с периодом d = 4 нм и γ = 0,5.

Теоретический анализ энергий взаимодействия химических соединений, которые образуются при разных методах интерфейс-инжиниринга, в том числе с использованием барьерных слоёв и азотирования, указывает на то, что использование Cr_2O_3 в качестве слоя поглотителя является наиболее эффективным способом препятствия взаимодействию хрома и углерода без потери отражения.

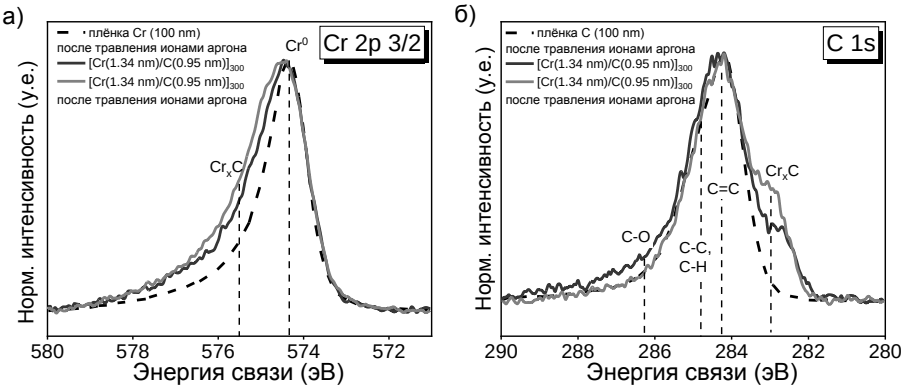


Рис. 1. Фотоэлектронные спектры Cr 2p 3/2 линии плёнки Cr (100 нм) и многослойной структуры $[Cr(1{,}38\text{ нм})/C(0{,}95\text{нм})]_{300}$ до и после травления поверхности ионами аргона (*а*); *б* – фотоэлектронные спектры C 1s линии плёнки C (100 нм) и многослойной структуры $[Cr(1{,}38\text{ нм})/C(0{,}95\text{нм})]_{300}$ до и после травления поверхности ионами аргона

Исследования были проведены на лабораторном модуле ЭСХА станции НАНОФЭС в НИЦ «Курчатовский институт» и на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover в ресурсном центре «Рентгенодифракционные методы исследования» Научного парка СПбГУ. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-72-20125-П.

1. Андреев С. С., Барышева М. М., Вайнер Ю. А., Гайкович П. К., Парьев Д. Е., Пестов А. Е., ... & Чхало Н. И. Многослойные рентгеновские зеркала для спектральной области «окна прозрачности углерода» 4,4–4,5 нм // Кристаллография. 2013. 58(3). 497.

Разработка резистов для электронно-лучевой и рентгеновской литографии

Д. В. Петрова*, В. Е. Гусева, А. А. Перекалов, А. Н. Нечай, Н. И. Чхало, И. А. Федотов, Е. В. Скороходов

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*petrovadar@ipmras.ru

Резисты на основе ПММА являются наиболее широко используемыми резистами для электронно-лучевой литографии и имеют потенциал для использования литографии экстремального ультрафиолета (ЭУФ) и рентгеновской литографии.

Однако у стандартных коммерческих резистов есть ряд недостатков, ограничивающих их применение: низкая устойчивость и селективность сухого травления, низкая чувствительность, а также зависимость от органических растворителей.

Повышения чувствительности и стойкости к травлению можно добиться несколькими методами.

Увеличение молекулярной массы полимерной основы позитивных резистов приводит к увеличению чувствительности и повышению стойкости к травлению.

Сополимеризация метилметакрилата с различными мономерами, такими как бутилметакрилат, акрилонитрил, а также массивными циклическими группами типа адамантильных или норборнильных приводит не только к увеличению молекулярной массы полимера, но и к повышению соотношения эффективного углерода к кислороду в полимерной основе, что значительно повышает стойкость резиста к плазмохимическому травлению.

В работе были синтезированы полимерные основы с молекулярными массами более 1000 кДа. Полимеры были получены эмульсионной полимеризацией метилметакрилата, как с добавлением сополимеров, так и без них. Полученные полимеры были использованы для приготовления резистных композиций. Растворители и концентрации полимерных основ подбирались в зависимости от толщины пленки, которая образуется при нанесении резиста центрифугированием со скоростью 3000 об/с.

Полученные резисты были исследованы методами электронно-лучевой и рентгеновской литографии с длиной волны 11,2 нм. Экспонирование проводили в диапазоне от 1 мКл/ см^2 до 50 мКл/см^2 с шагом 2 мКл/см^2 для электронно-лучевой литографии; и диапазоном энергии лазерно-плазменного источника 0,015 мДж и 0,2 мДж для рентгеновской литографии с длиной волны 11,2 нм. Были определены значения чувствительности и контраста для полученных резистов. На рисунках 1 и 2 представлены дозовые кривые (зависимости приведенной толщины d/d_0 от логарифма дозы экспонирования) для раствора 1,7 % ПММА в смеси МОПА и МИБК для электронно-лучевой литографии и для рентгеновской литографии с длиной волны 11,2 нм.

Полученные высокомолекулярные резисты ПММА имеют в целом бóльшую чувствительность к электронно-лучевому и рентгеновскому излучению с длиной волны 11,2 нм, чем стандартный коммерческий резист ПММА 950К А2.

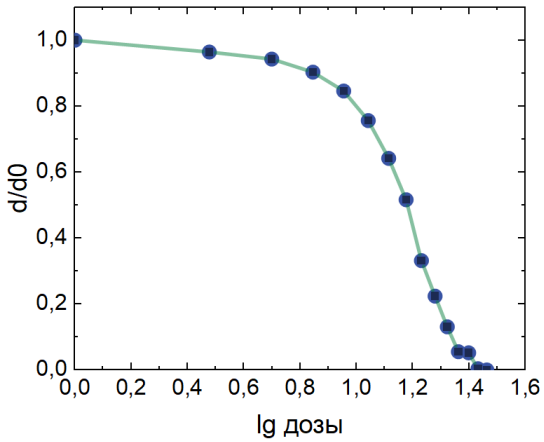


Рис. 1. Вид дозовой кривой для резиста ПММА, построенной для электронного луча

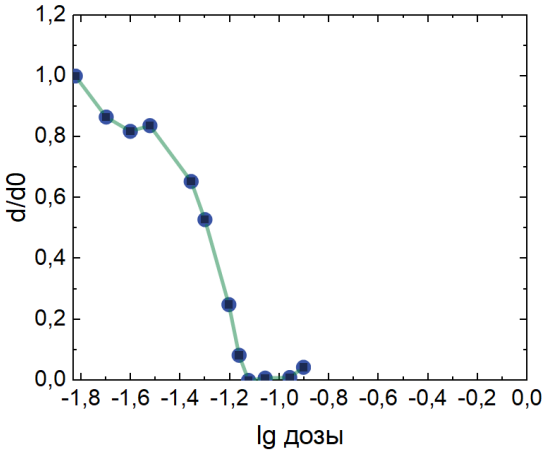


Рис. 2. Вид дозовой кривой для резиста ПММА, построенной для лазерной установки с длиной волны 11,2 нм

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029.

Распределение сил осцилляторов рентгеновских переходов в области NEXAFS C1s-края поглощения фуллеритов C_{60} и C_{70}

О. В. Петрова[1,2]*, К. А. Бакина[1], С. В. Некипелов[1], Р. Н. Скандаков[1], В. О. Рутковский[1], У. С. Третьякова[1,3], Е. А. Степучев[1,3], В. Н. Сивков[1]

[1]ФИЦ Коми НЦ УрО РАН, ул. Коммунистическая, д. 24, Сыктывкар, Республика Коми, 167982
[2]СЛИ, ул. Ленина, д. 49, Сыктывкар, Республика Коми, 167982
[3]СГУ им. Питирима Сорокина, Октябрьский пр., д. 55, Сыктывкар, Республика Коми, 167001
*teiou@mail.ru

Спектральные зависимости сечений поглощения и определяемые из них распределения сил осцилляторов (СО) рентгеновских переходов в области ближней тонкой структуры рентгеновских спектров поглощения («near edge x-ray absorption fine structure», NEXAFS) является источником уникальной информации о системе, состоящей из поглощающего атома и атомов ближайшего окружения [1]. Количественные характеристики элементов NEXAFS и СО рентгеновских переходов представляют собой фундаментальные константы, важные для тестирования теоретических моделей, описывающих процессы взаимодействия рентгеновского излучения с веществом, и необходимы для интерпретации данных, полученных методами резонансной рентгеновской дифрактометрии, рефлектометрии, флуоресценции, фотоэлектронной спектроскопии и фотоэмиссии, а также применяются для расчета спектральных зависимостей оптических констант в области резонансного фотопоглощения с использованием соотношений Крамерса – Кронига.

В настоящей работе представлены результаты измерений спектральных зависимостей сечений поглощения и распределения СО рентгеновских переходов в области C1s-порога ионизации фуллеритов C_{60} и C_{70} методом полного электронного выхода (TEY, «total electron yield») с применением синхротронного излучения с корректным учетом длинноволнового немонохроматического фона и излучения кратных порядков методом абсорбционного Ti-фильтра [2, 3].

В качестве образцов использовались порошки фуллеритов C_{60} и C_{70} чистотой 99,98 % с размером кристаллитов 0,05–0,5 мм (производство ООО «Фуллерен-Центр», Нижний Новгород, Россия). Образцы фуллеритов были предварительно протестированы методами XRD, рамановского рассеяния, фотоэлектронной спектроскопии.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости парциальных (за вычетом вклада валентных оболочек) сечений поглощения в области NEXAFS C1s – порога ионизации фуллеритов C_{60} и C_{70} с разложением на составляющие рентгеновских переходов и выделением кулоновского поглощения (штриховая линия). В докладе приводятся данные по идентификации и величинам сил осцилляторов рентгеновских переходов.

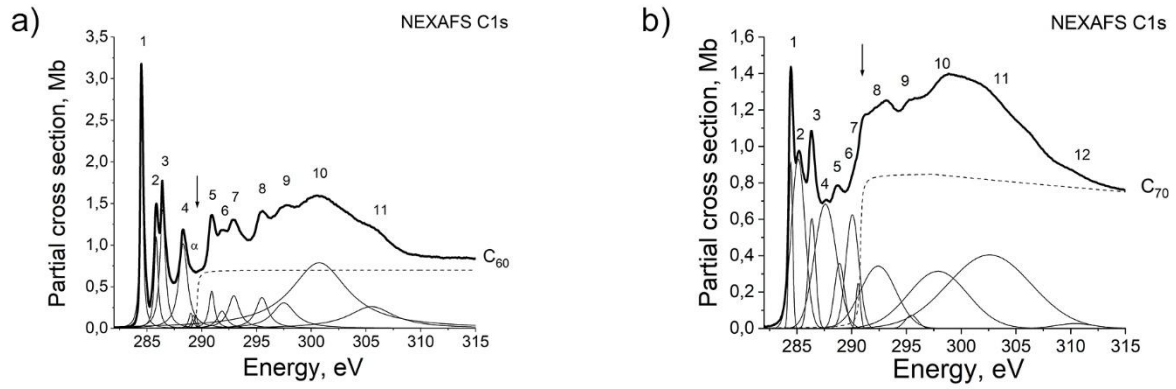


Рис. 1. Спектральные зависимости парциальных сечений поглощения фуллеритов C_{60} (*a*) и C_{70} (*b*) в абсолютной шкале в мегабарнах с разложением на составляющие полосы (1–12) и C1s-край поглощения (пунктирная линия). Стрелкой отмечены положения C1s-энергии ионизации в фуллеритах C_{60} (289,6 эВ) [4] и C_{70} (290,61; 290,65; 290,79; 290,98 эВ, усредненная) [5]

Исследование выполнено в рамках госзадания ФИЦ Коми НЦ УрО РАН (тема №125020501562-1), а также при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках Соглашения № 075-15-2025-455 от 26.05.2025 при проведении NEXAFS-исследований.

1. J. Stohr, NEXAFS Spectroscopy // Springer, Berlin. 1992. 403 p.
2. K. Kummer, V. N. Sivkov, D. V. Vyalikh et al. // Phys. Rev. B. 2009. V. 80(15). P. 155433.
3. D. Sivkov, O. Petrova, A. Mingaleva et al. // Nanomaterials. 2020. V. 10(2). P. 374.
4. A.J. Maxwell, P.A. Bruhiler, D. Arvanitis et al. // Chem. Phys. Lett. 1996 . V. 260. P. 71–77.
5. M. Nyberg, Y. Luo, L. Triguero et al. // Phys. Rev. B. 1999. V. 60(11). P. 7956–7960.

Исследование многослойных периодических систем Ni/Ti с прослойками Si для применения их в нейтронных неполяризующих суперзеркалах с m = 3 и m = 5

Р. С. Плешков[1]*, В. Н. Полковников[1], П. С. Савченков[2]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, д. 1, Москва, 123182
*pleshkov@ipmras.ru

В настоящее время в России интенсивно развиваются существующие и создаются новые нейтронные исследовательские установки. Ключевую роль в эффективной работе нейтронных экспериментальных установок играют нейтронно-оптические элементы, среди которых особое значение имеют суперзеркала [1]. Неполяризующие суперзеркала широко применяются в составе нейтроноводов и позволяют формировать нейтронный пучок. Наиболее распространенные неполяризующие зеркала представляют собой многослойные апериодические структуры Ni/Ti. Одним из ключевых факторов, влияющих на эффективность таких зеркал, является межслоевая шероховатость. Повышенная шероховатость может приводить к диффузному рассеянию нейтронов и снижению общей отражательной способности оптического элемента.

В данной работе исследовались многослойные периодические системы (МПС) Ni/Ti без прослоек и с прослойками Si на разных границах. Число периодов во всех МПС составило N = 90. Рассматривались МПС для двух случаев: m = 3 и m = 5, где m – параметр суперзеркала, характеризующий критический угол отражения, а именно: отношение критического угла отражения нейтронов от суперзеркала к критическому углу отражения от пленки никеля. В случае m = 5 толщины в МПС меньше, чем при m = 3, следовательно, эффект от добавления Si-прослойки в них ожидался более выраженным. В табл. 1 приведены структурные параметры исследуемых МПС, восстановленные по рефлектометрическим измерениям с помощью программы Multifitting [2]. Наиболее сильный эффект при добавлении прослойки наблюдается в случае, когда Si находится на обеих границах.

Таблица 1. Структурные параметры исследуемых МПС с m = 5 (d – период зеркала; d_M – толщина слоя; M – материал слоя; s_M – ширина интерфейса)

Образец	d, нм	d_M, нм	s_M, нм
Ti/Ni	5,95	d_{Ti} = 3,20; d_{Ni} = 2,75	s_{Ti} = 0,76; s_{Ni} = 0,76
Ti/Si/Ni	5,41	d_{Ti} = 2,10; d_{Si} = 0,40; d_{Ni} = 2,91	s_{Ti} = 0,53; s_{Ni} = 0,46
Ti/Si/Ni/Si	5,93	d_{Ti} = 1,76; d_{Si} = 0,39; d_{Ni} = 3,33; d_{Si} = 0,46	s_{Ti} = 0,46; s_{Ni} = 0,48

На рис. 1 приведены измеренные кривые диффузного рассеяния (кривые качания образцом) для двух типов МПС: Ti/Ni и Ti/Si/Ni/Si. Из рисунка видно, что на МПС типа Ti/Ni рассеяние заметно сильнее, чем в случае такой же структуры, но с добавленными прослойками Si на обеих границах. Аналогичный эффект наблюдался в работе [3], где снижение рассеяния было связано с уменьшением межслоевой шероховатости из-за того, что прослойка аморфного Si предотвращала быстрое развитие кристаллизации основных слоев многослойного зеркала.

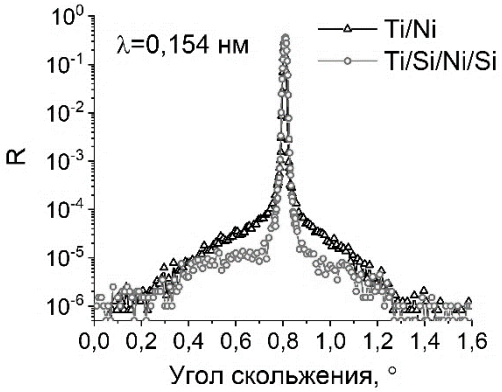


Рис. 1. Измеренные на длине волны 0,154 нм кривые диффузного рассеяния МПС типа Ti/Ni и Ti/Si/Ni/Si для случая m = 5

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 25-72-00156.

1. C. Schanzer, M. Schneider and P. Böni // J. Phys. Conf. Ser. 2016. V. 746 (1). P. 012024.
2. M. Svechnikov // Journal of Applied Crystallography. 2020. V. 53 (1). P. 244–252.
3. R. S. Pleshkov, N. I. Chkhalo, K. V. Durov et al. // Optics Letters. 2023. V. 48 (20). P. 5301–5304.

Нитридизация как метод улучшения отражательных характеристик рентгеновских зеркал

В. Н. Полковников*, К. В. Дуров, Р. М. Смертин, Р. А. Шапошников, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*polkovnikov@ipmras.ru

Значения коэффициентов отражения, полученные экспериментально для реальных структур, зачастую оказываются существенно ниже теоретического для идеальных структур. Существует несколько факторов, которые негативно сказываются на отражательных характеристиках. Во-первых, к таким факторам относится образование переходных областей на границах между слоями различных материалов, которые получаются в силу перемешивания, химического взаимодействия, а также взаимной диффузии атомов разных слоев. Этот эффект приводит к тому, что значение скачка диэлектрической проницаемости на границах многослойной структуры понижается, что, в свою очередь, ведет к ухудшению отражения от каждой границы, а следовательно, структура в целом имеет меньший коэффициент отражения по сравнению с идеальной с абсолютно резкими границами. Во-вторых, помимо размытия границ существует также эффект их искажения как целого, то есть образование так называемых межслоевых шероховатостей. Они приводят к тому, что часть излучения рассеивается в углы, отличные от зеркального, что в свою очередь приводит к снижению коэффициента отражения в направлении зеркального угла. Этот эффект также называется диффузным рассеянием. В-третьих, плотности материалов в тонких пленках, а также в многослойных структурах могут существенно отличаться от табличных значений. Данный факт может оказывать как положительное влияние на отражательные характеристики (и приводить к увеличению коэффициента отражения) так и отрицательное (и приводить к уменьшению коэффициента отражения). Отражение от каждой границы определяется скачком диэлектрической проницаемости, что для рентгеновского диапазона длин волн означает скачок электронной плотности. Таким образом, в случае, когда плотность легкого материала меньше табличной, оптический контраст увеличивается, а следовательно, увеличивается коэффициент отражения. В случае если в многослойной структуре понижается плотность тяжелого материала, то оптический контраст, наоборот, ухудшается, и коэффициент отражения падает.

Для снижения влияния указанных эффектов в реальных структурах применяют методики интерфейс-инжиниринга. Среди данных методик можно выделить следующие. Во-первых, распространенным методом интерфейс-инжиниринга является пассивация слоев азотом. Данный метод заключается в следующем. Слои в структуре синтезируются в чистом аргоне. При этом после того, как слой материала был нанесен, в рабочий вакуумный объем напускается азот. Напуск азота прекращается до того, как начинается нанесение следующего слоя материала. Данный метод был успешно применен в работе [1]. Для многослойных структур на основе пары материалов Cr/Sc пассивация слоев хрома позволила получить рекордные значения коэффициента отражения R = 23,8 % на длине волны 3,14 нм.

Другим хорошо развитым методом интерфейс-инжиниринга, связанным с применением азота, является так называемое реактивное распыление, которое заключается в синтезе многослойной структуры в смеси газов «аргон + азот». Применение данного метода для структур вида LaN/B, оптимизированных на работу в окрестности длины волны 6,7 нм, позволило получить рекордный для данной спектральной области коэффициент отражения R = 64,1 % при угле падения 1,5 градуса от нормали на длине волны 6,65 нм [2].

В данной работе дается обзор методов нитридизации многослойных структур, анализируются эффекты, возникающие в тонких пленках и на границах между ними.

Исследование выполнено на средства гранта Российского научного фонда № 21-72-30029-П.

1. R. M. Smertin, M. M. Barysheva, N. I. Chkhalo, S. A. Garakhin, I. V. Malyshev and V. N. Polkovnikov // Optics Express, 32 (15). 26583 (2024). DOI: 10.1364/OE.524921.
2. D. S. Kuznetsov, A. E. Yakshin, J. M. Sturm, R. W. E. van de Kruijs, E. Louis and F. Bijkerk // Optics Letters, 40 (16). 3778–3781 (2015). DOI: 10.1364/OL.40.003778.

Изготовление VLS-решетки с экспоненциальным изменением частоты линий методом электронно-лучевой нанолитографии

А. И. Аржанов[1,2], В. В. Шульга[1], А. С. Шелковников[1], К. Е. Алексашин[1], А. О. Колесников[1], М. Д. Логачев[1], А. Н. Шатохин[1], Е. А. Вишняков[1], Е. Н. Рагозин[1]*, А. В. Наумов[1,2]

[1]Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., д. 53, Москва, 119991
[2]Московский педагогический государственный университет, Москва, 119435
*enragozin@gmail.com

В работе [1] была сформулирована концепция монохроматора высокого разрешения с неподвижными щелями и постоянным углом отклонения, основанного на одном оптическом элементе – плоской VLS-решётке. Частота линий решётки экспоненциально возрастает вдоль её поверхности в направлении, перпендикулярном её штрихам. Сканирование длины волны осуществляется простым перемещением решётки вдоль её поверхности.

Мы сообщаем об изготовлении плоской VLS-решётки с экспоненциально изменяющейся вдоль её поверхности частотой линий приблизительно от 160 до 560 мм$^{-1}$ [2]. Решетка изготовлена методом электронно-лучевой литографии и предназначена для одноэлементного монохроматора, в котором сканирование длины волны достигается перемещением решётки вдоль её поверхности. При ширине решётки 60 мм рабочий диапазон в первом порядке дифракции составляет 9–20 нм. Рис. 1 поясняет принцип действия монохроматора.

Для когерентного суммирования волн, отражённых всеми штрихами решётки, их положение должно быть определено с точностью не хуже $d/(2\pi m)$ (d – шаг решётки, m – порядок дифракции). Это подразумевает, что электронно-лучевой литограф должен обеспечивать высокую «сквозную» точность позиционирования. В Троицком филиале ФИАН модернизируется электронный нанолитограф ZBA-21 [2]. Он обеспечивает возможность изготовления структур по технологическому стандарту 200 нм на поверхностях с максимальными размерами 178×178 мм. Особенностью комплекса является высокая точность позиционирования литографируемой структуры по всей её площади («сквозная точность») при использовании прецизионной лазерной интерферометрической системы. Заготовкой служила стеклянная пластина (5"×5"), покрытая слоем Cr (160 нм) и слоем электронно-лучевого резиста. Литографированная область (VLS-решётка) имела размеры 60 мм (ширина) на 10 мм (высота). После экспонирования резист проявлялся, слой хрома травился, слой резиста удалялся, а полученный продукт промывался. Общее количество штрихов в решётке превышает 19 тысяч. Оптические измерения частоты линий от координаты показывают идеальное совпадение между изготовленной и проектной зависимостями.

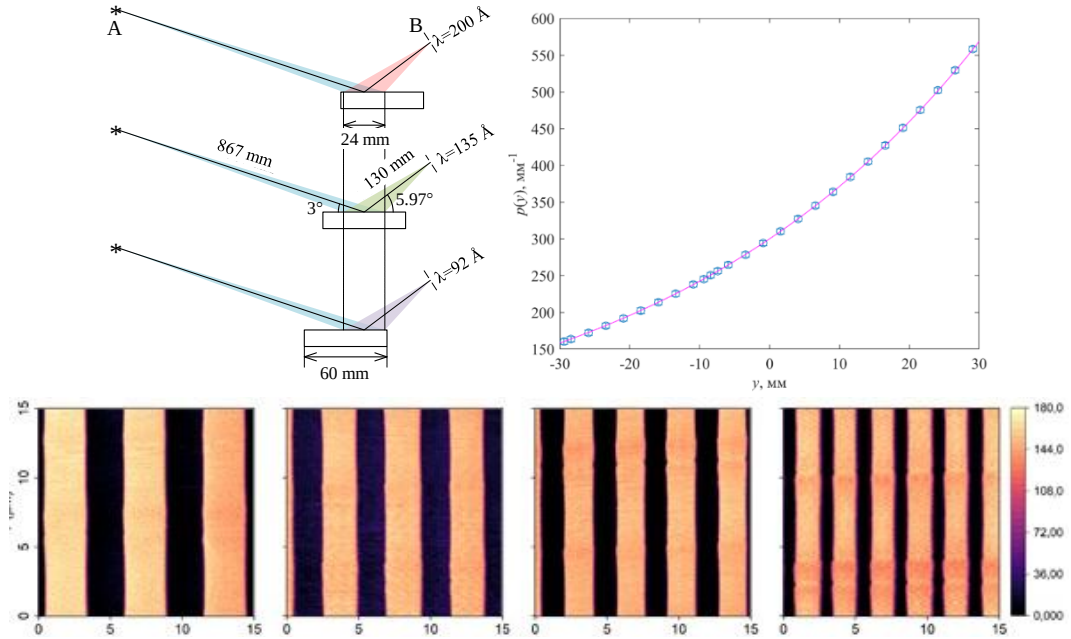


Рис. 1. Слева: монохроматор с линейно перемещаемой плоской VLS-решеткой. Источник (A) и выходная щель (B) неподвижны. При трансляции частота линий в освещённой области решётки изменяется, а с ней и длина волны излучения, собранного VLS-решёткой в т. B. Справа: измеренное (круги) и проектное изменение частоты линий VLS-решётки. Внизу: фрагменты топографии различных участков решётки с частотой около 180, 230, 270 и 420 мм$^{-1}$, полученные методом АСМ

Работа А. О. Колесникова, М. Д. Логачева, А. Н. Шатохина, Е. А. Вишнякова и Е. Н. Рагозина поддержана Российским научным фондом в рамках гранта № 25-12-00314.

1. A. Kolesnikov et al. // Appl. Optics. 2022. V. 61, No. 17. P. 5334–5340. https://doi.org/10.1364/AO.462053.
2. А. И. Аржанов et al. // ФОТОНИКА. Photonics Russia. 2025. Т. 19, № 4. С. 292–295.

Параболические цилиндрические зеркала Гебеля с многослойным покрытием $Ni_{0,2}Mo_{0,8}/C$

Д. Г. Реунов*, А. А. Ахсахалян, А. Д. Ахсахалян, К. В. Дуров, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*reunov_dima@ipmras.ru

Ni/C многослойные рентгеновские зеркала имеют рекордные коэффициенты отражения в окрестности длины волн 0,154 нм (CuKα линия). Однако напыление Ni-слоев методом магнетронного распыления крайне затруднено из-за экранирования мишенью магнитного поля. Поэтому в серийных дифрактометрах для коллимации рентгеновского излучения используются параболические цилиндрические зеркала с многослойным покрытием на основе W/Si. У W/Si-структур наблюдается ряд недостатков по сравнению с Ni/C. Во-первых: большая ширина брэгговского пика отражения ухудшает спектральное разрешение дифрактометра. Во-вторых: в отраженном сигнале заметно присутствие линии Cu Kβ, длина волны 0,139 нм. Для подавления этой линии необходимо использовать Ni-фильтр, что снижает величину сигнала.

В недавних работах [1, 2] было показано, что замена Ni немагнитным сплавом $Ni_{0,8}Mo_{0,2}$ с содержанием Ni 80 % в Ni/C многослойных зеркалах практически не ухудшает их рентгенооптические характеристики. В данной работе впервые изготовлено и исследовано параболическое многослойное зеркало $Ni_{0,8}Mo_{0,2}/C$ с фокусным расстоянием F = 100 мм и с рабочими углами, идентичными зеркалу на основе W/Si.

Зеркала наносились на стандартные кремниевые пластины методом магнетронного распыления с градиентом периода многослойной структуры вдоль зеркала, более подробно описано в работах [1, 2]. Далее получившиеся зеркала изгибались на пуансоне. После посадки пластины с зеркалом на оптический контакт с пуансоном с обратной стороны пластины приклеивалась толстая стальная матрица. После затвердевания клея матрица с уже сформированным в виде параболы зеркалом снималась с пуансона. Точность формы зеркал измерялась на 3D-оптическом профилометре Super View W1, а на дифрактометре Philips X'Pert измерялись брэгговские углы и коэффициенты отражения.

На рис. 1, *а* приведены коэфициенты отражения зеркал W/Si и $Ni_{0,8}Mo_{0,2}/C$ в середине рабочей области параболы, где видно, что брэгговский пик для $Ni_{0,8}Mo_{0,2}$ на ~6 % больше и в ~1,6 раз уже, чем пик у W/Si. Однако при сравнении поперечных сечений интенсивности отраженных от зеркал квазипараллельных фронтов, измеренных на стенде, описанном в работе [3], рис. 1, *б*, можно увидеть, что профиль от зеркала MoNiC уже, но менее интенсивный в сравнении с W/Si. В данной работе на основе теоретических расчетов и экспериментальных данных дается объяснение этому эффекту. Описывается стенд с острофокусной рентгеновской трубкой, где проводились дополнительные эксперименты. Также приводятся результаты сравнения подавления тем и другим зеркалами линии Cu Kβ.

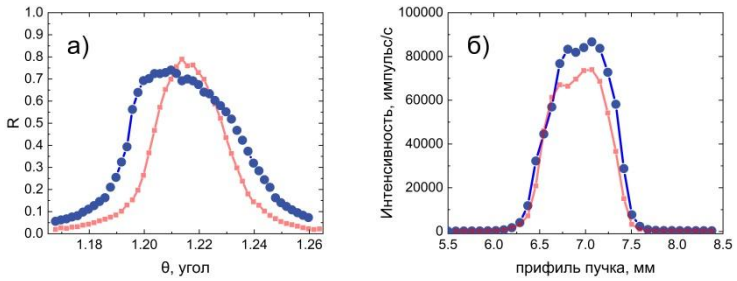


Рис. 1. Сравнение брэгговского пика отражения $Ni_{0,8}Mo_{0,2}/C$ (красным) и W/Si (синим) зеркал (*а*); профили сколлимированных пучков, отраженных от готовых оптических элементов $Ni_{0,8}Mo_{0,2}$ (красным) и W/Si (синим) зеркал (*б*)

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 21-72-20108-П и FFUF-2024-0022.

1. К. В. Дуров и др. // Журнал технической физики. 2025. Т. 95, № 9. С. 1808–1816.
2. К. В. Дуров, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало, А. Д. Ахсахалян // Journal of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2025. 19, № 4.
3. D. G. Reunov et al. // Journal of Applied Crystallography. 2024. V. 57, no. 4. P. 925–930.

Определение спектральных зависимостей оптических констант Ni в области резонансного фотопоглощения методом Крамерса – Кронига с использованием кусочно-лоран-полиномиальной аппроксимации

В. О. Рутковский[1]*, С. В. Некипелов[1], Д. В. Сивков[1], Р. Н. Скандаков[1], О. В. Петрова[1], К. А. Бакина[1], У. С. Третьякова[1,2], Е. А. Степучев[1,2], В. Н. Сивков[1]

[1]ФИЦ Коми НЦ УрО РАН, ул. Коммунистическая, д. 24, Сыктывкар, Республика Коми, 167982
[2]СГУ им. Питирима Сорокина, Октябрьский пр., д. 55, Сыктывкар, Республика Коми, 167001
*valeriy.rutkovskiy@mail.ru

Определение спектральных зависимостей (СЗ) оптических констант (коэффициентов поглощения, преломления и отражения, атомного форм-фактора) в области резонансного фотопоглощения (ОРФ) для материалов и химических соединений является актуальной задачей для современного материаловедения. Прямое измерение данных СЗ напрямую в рентгеновской области спектра не представляется возможным из-за больших погрешностей и физических ограничений, а теоретические модели не позволяют построить точные зависимости, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными. Однако данная задача может быть решена путем измерения сечений поглощения с использованием соотношений Крамерса – Кронига (КК). Интегральные соотношения КК связывают коэффициенты поглощения и преломления и позволяют определить СЗ оптических констант через измеренные в широком спектральном интервале сечения поглощения. Реализованный программно кусочно-полиномиальный метод [1], основанный на аппроксимации отрезков данных полиномами Лорана, для которых соотношения КК заданы аналитически, позволяет за приемлемое время получить точные СЗ оптических констант по экспериментальным данным.

В настоящей работе показано на примере металлического никеля, что метод, основанный на кусочно-полиномиальной аппроксимации, может быть применен для 3d-переходных металлов в ОРФ 3p, 2p и 1s краев фотопоглощения. Для расчетов были использованы данные по СЗ сечений поглощения в интервале 2 – 100 КэВ, взятые из таблиц Хенке. В области Ni1s-края использовались данные по коэффициентам поглощения из базы данных [2]. Сумма сил осцилляторов по правилу Томаса – Рейхе – Куна составила 26,9 эВ (Z(Ni) = 28).

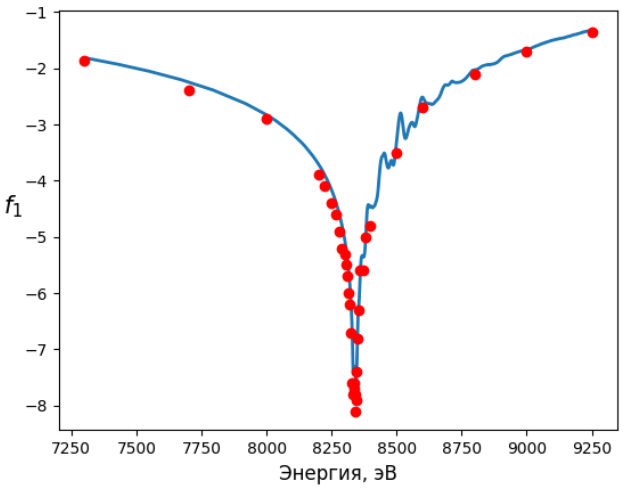


Рис. 1. СЗ атомного форм-фактора f_1 металлического никеля в области Ni1s-края (сплошная линия), полученная методом Крамерса – Кронига в сравнении с данными из работы [3] (точки)

Полученные вещественная и мнимая части атомного форм-фактора f_1 и f_2 ($f = f_0 + f_1 + if_2$) хорошо согласуются с экспериментальными данными. В работе определены СЗ коэффициентов преломления n и отражения R. Результаты были получены средствами языка программирования Python с использованием библиотеки kkcalc. [1].

Исследование выполнено в рамках госзадания Коми НЦ УрО РАН (тема №125020501562-1), а также при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования России в рамках Соглашения № 075-15-2025-455 от 26.05.2025 при проведении NEXAFS-исследований.

1. B. Watts // Optics Express. 2014. V. 22, no. 19. P. 23628–23639.
2. Ni K edge XAS transmission of Ni metallic foil reference at ambient conditions FAME @ SSHADE Université Grenoble Alpes (UGA) (Франция, Гренобль). Ссылка на интернет-ресурс https://www.sshade.eu/, дата обращения 10.09.2025.
3. Stanglmeier et al. // Acta Cryst. A. 1992. V. 48. P. 626–639.

Исследование формирования переходных слоёв в многослойных структурах Cu/Ti

С. С. Сахоненков[1]*, А. У. Гайсин[1], А. В. Каратаев[1], А. О. Петрова[1], В. А. Матвеев[2], Е. О. Филатова[1]

[1]Санкт-Петербургский государственый университет, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504
[2]Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, мкр. Орлова Роща, д. 1, Гатчина, Ленинградская обл., 188300
*s.sakhonenkov@spbu.ru

Многослойные покрытия на основе периодически повторяющейся пары слоёв Cu/Ti могут использоваться в качестве нейтронных недеполяризующих суперзеркал [1] в экспериментах, требующих использования одновременно высоких магнитных полей и прецизионного сохранения поляризации пучка нейтронов при прохождении нейтроновода [2]. Примером таких экспериментов может служить изучение β-распада нейтрона. В этом контексте суперзеркала на основе Cu/Ti являются альтернативой суперзеркалам на основе NiMo/Ti (NiMo – никель, с добавлением 5–20 % Mo), поскольку замена NiMo на диамагнитный Cu позволяет практически полностью нивелировать магнитные свойства слоёв и достигнуть предела деполяризации $<10^{-4}$.

Основной проблемой нейтронно-физических исследований является относительно невысокие интенсивности нейтронных потоков, даже для самых современных строящихся источников [3]. Это накладывает жёсткие требования на эффективность оптических элементов, применяемых для транспортировки, коллимации, фокусировки и монохроматизации нейтронных пучков. На эффективность нейтронных многослойных зеркал существенное влияние оказывает качество межслоевых границ. Формирование переходных слоёв вследствие взаимодействия материалов и геометрических шероховатостей приводит к снижению нейтронно-оптического контраста, нарушению интерференции и увеличению рассеяния нейронов на границах.

В данной работе представлено исследование системы Cu/Ti методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), рентгеновской рефлектометрии (РР) и рентгеновской дифракции (РД). Исследования проводились на оборудовании ресурных центров «Физические методы исследования поверхности» и «Рентгенодифракционные методы исследования» СПбГУ. Образцы синтезировались методом магнетронного распыления на оборудовании ПИЯФ и наносились на стеклянные подложки.

РФЭС применялась для исследования модельных бислойных структур, представляющих собой относительно толстый слой одного материала (~20 нм) с нанесенным на него тонким слоем другого материала (~1–3 нм). Исследование систем, в которых содержится титан, сильно осложняется его чрезвычайно высоким сродством к кислороду. Это приводит к образованию относительно протяженного TiO_2, даже в случаях, когда Ti находится под несколькими нм Cu. Вследствие этого в простых бислойных структурах не удалось обнаружить взаимодействие Cu и Ti. Чтобы предотвратить влияние окисления на формирование интерметаллидов меди и титана в межслоевой области, была синтезирована трехслойная структура Ti/Cu/Ti. В такой конфигурации ожидалось, что первый слой титана после окисления и формирования TiO_2 будет выступать в качестве пассивационного слоя и не даст окисляться нижележащим слоям. В таком случае уже удалось обнаружить химическое взаимодействие слоев с образованием соединений Cu-Ti неустановленной стехиометрии.

Многослойные структуры Cu/Ti с разной величиной периода (4 нм, 10 нм, 15 нм, 20 нм) были изучены методами РД и РР. Согласно полученным дифракционным кривым, в многослойных структурах Cu/Ti наблюдается кристаллизация слоёв меди и титана с образованием фаз ГЦК-Cu и α-Ti. Наблюдаемое преимущественное направление [100] кристаллизации зёрен в плёнках титана в многослойных структурах с периодом 10 нм и выше отличается от стандартной для ГПУ-решетки – [002]. В многослойной структуре с периодом 10 нм хорошо заметны пики, соответствующие фазам интерметаллидов $CuTi_2$ и CuTi. В многослойной стрктуре с периодом 4 нм отсутствует кристаллизация слоёв титана. В свою очередь, слой меди демонстрирует кристаллизацию с образованием интерметаллических фаз.

Согласно подгонке кривых отражения РР, в многослойных структурах с номинальным периодом 20 нм и 15 нм протяженность межслоевых областей не превышает 1,3 нм. В многослойных структурах с периодом 10 нм размер межслоевой области составляет почти 2 нм на обеих границах. При этом наблюдается уменьшение размера межслоевой области на несколько процентов от поверхности к подложке, что характерно для ростовой шероховатости, образующейся в связи с появлением нового направления текстуры. Для многослойной структуры с периодом 4 нм отсутствует ярко выраженный брегговский пик, что говорит о слабой интерференции вследствие сопоставимости размеров переходных областей с протяженностью слоев титана и меди.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10107.

1. J. M. Gomez-Guzman, M. Opel, T. Veres et al. // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research. A. 1059. 2024. P. 169005.
2. D. Dubbers, H. Abele, S. Baessler et al. // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research. A. 596. 2008. P. 238–247.
3. H. Danared, M. Eshraqi and M. Jensen // Proceedings of HB-2016. 2016. P. 6–8.

Разработка сверхпроводящих спиральных ондуляторов для ЦКП «СКИФ»

А. А. Седов[1], Н. А. Мезенцев[1], Я. В. Ракшун[1,2], А. Н. Сафронов[1], Ю. В. Хомяков[1,3], В. А. Чернов[1], В. А. Шкаруба[1]

[1]Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Новосибирск, 630090
[2]Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, пр. Академика Коптюга, д. 3, Новосибирск, 630090
[3]Центр коллективного пользования «Сибирский кольцевой источник фотонов», просп. Никольский, д. 1, Кольцово, 630559
*andrey.sedov1999@gmail.com

Современные источники синхротронного излучения с энергией ≤ 3 ГэВ, благодаря использованию вставных устройств, позволяют генерировать излучение с высокой плотностью потока фотонов в спектрально узких линиях в энергетическом диапазоне ≤ 2 кэВ, что представляет интерес для таких задач, как микроскопия в «окне прозрачности воды», экстремальная ультрафиолетовая литография (EUV-литография), микроскопия биологических образцов в диапазоне «tender x-ray» и других.

Одной из серьёзных проблем, возникающих при работе рентгеновской оптики с интенсивными пучками излучения, является тепломеханическая стабильность. Существует решение, которое позволяет пространственно разделить гармоники излучения, – генерация излучения с круговой поляризацией [1]. В этом случае фундаментальная гармоника излучения ондулятора распространяется вдоль его оси, а все остальные гармоники излучения – в конусе вокруг этой оси, что позволяет значительно снизить тепловую нагрузку на оптику. Также это снижает требования для величины фазовой ошибки, которая определяется геометрической точностью изготовления вставного устройства, так как большая фазовая ошибка снижает интенсивность излучения более высоких гармоник.

Была предложена и рассчитана модель двухпериодного сверхпроводящего ондулятора для СКИФ. Устройство состоит из пары соосных сверхпроводящих спиральных ондуляторов с периодами λ_u = 44 мм (внутренняя обмотка) и λ_u = 70 мм (внешняя обмотка), запитываемых независимо. Каждое вставное устройство представляет собой каркас из алюминиевого сплава с высокой теплопроводностью при низких температурах и обмоток, выполненных в форме двойной спирали с противоположными направлениями токов, причем одна спираль смещена относительно другой на половину магнитного периода вдоль оси ондулятора. Проведены расчёты геометрии обмотки на краях вставного устройства для минимизации первого и второго интегралов магнитного поля. Для расчётов магнитного поля был выбран коммерчески доступный на сегодняшний день сверхпроводящий провод из NbTi диаметром 0,92 мм. Данный провод способен выдерживать токи до 550 А в магнитном поле 7 Тл и температуре 4,2 К. Все расчёты для оптимизации выполнялись с помощью программы Mathcad. Оптимальные число витков и слоёв было выбрано по параметрам критической поверхности используемого сверхпроводника. Характеристики спектров излучения, генерируемых оптимизированными устройствами, были рассчитаны с использованием кода SPECTRA [2].

Изменение тока обмоток позволяет перестраивать энергию фундаментальной гармоники ондуляторного излучения в широком спектральном диапазоне. На рис. 1 показана огибающая спектральной плотности потока фотонов 1-й гармоники ондулятора для обоих периодов. Модель сверхпроводящего спирального ондулятора представлена на рис. 2.

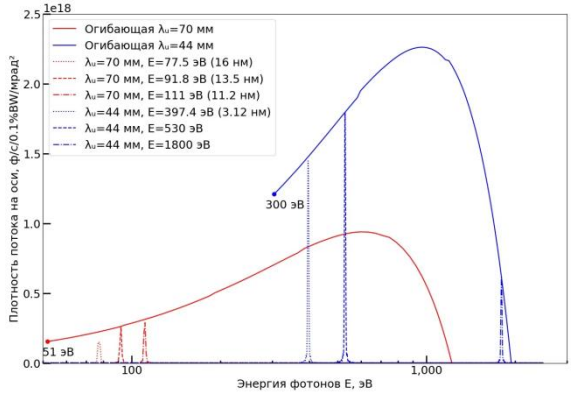


Рис. 1. Спектральный поток фотонов ондулятора для основных режимов работы станции и их огибающая

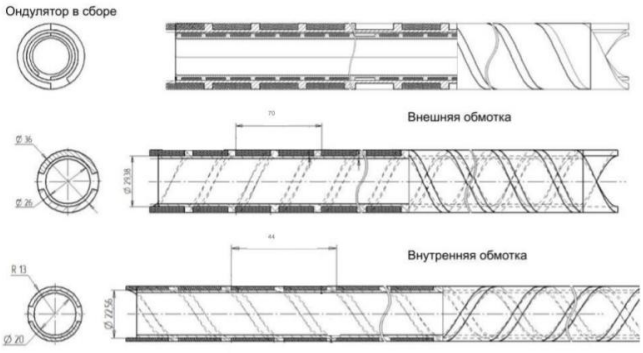


Рис. 2. Модель сверхпроводящего спирального ондулятора

1. M. Kasa, M. Borland, L. Emery, J. Fuerst, K. C. Harkay et al. Development and operating experience of a 1.2-m long helical superconducting undulator at the Argonne Advanced Photon Source // Phys. Rev. Accel. Beams. 2020. 23. 5.
2. T. Tanaka, H. Kitamura. SPECTRA : a synchrotron radiation research papers // J. Synchrotron Radiat. 2001. Vol. 8, no. 6. P. 1221–1228.

Характеризация нанокомпозитов на основе графитизированных биоматериалов, покрытых соединениями меди

В. Н. Сивков[1]*, С. В. Некипелов[1], О. В. Петрова[1], Р. Н. Скандаков[1], К. А. Бакина[1], Д. В. Сивков[1], В. О. Рутковский[1], У. С. Третьякова, А. М. Объедков[2], Б. С. Каверин[2], И. В. Вилков[2]

[1]Физико-математический институт ФИЦ Коми НЦ УрО РАН, ул. Коммунистическая, д. 24, Сыктывкар, 167982
[2]Институт металлоорганической химии им. Г. А. Разуваева РАН, Нижний Новгород, 603950
*sivkovvn@mail.ru

Моноуглеродные соединения, такие как графит, графен, многостенные углеродные нанотрубки, широко используются для получения новых наноструктурированных материалов. Альтернативой нанотрубкам являются графитизированные природные биоматериалы, которые имеют разветвленную архитектуру с большой площадью внешней поверхности, изучение которых является задачей биомиметики – современного научного направления по заимствованию природных структур и реализации их в виде оригинальных материалов путем термической обработки в инертных средах. Так графитизация губчатого каркаса морских губок в аргоне при температурах до 1200 °C приводит к образованию 3D нанопористой структуры турбостратного графита, которая оказалась перспективной для формирования композиционных материалов и создания катализаторов химических процессов [1]. Альтернативой морским губкам является ягель, широко распространенный на территории России, который графитизируется в процессе термической обработки с сохранением исходной 3D-структуры с большой пористостью и площадью поверхности, стойкой к агрессивным средам, механическим и термическим воздействиям.

В докладе обсуждаются результаты NEXAFS и XPS исследований с использованием синхротронного излучения канала НаноФЭС КИСИ «Курчатов» [2] и комплементарного набора методов, проводится сравнительный анализ структуры спектров наноразмерных моноуглеродных соединений и графитизированных биоматериалов, а также нанокомпозитов на их основе с покрытиями из соединений меди, приготовленных методом MOCVD. На рис. 1 приведены рамановские спектры исходных образцов губок и ягеля, а также после термической обработки 1200 °C в аргоне, в сравнении со спектрами многостенных нанотрубок и высокоориентированного пиролитического графита.

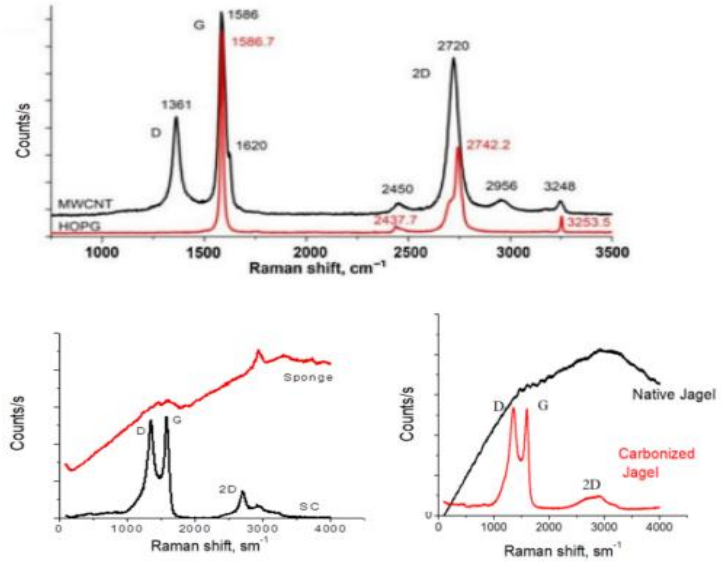


Рис. 1. Рамановские спектры многостенных нанотрубок и высокоориентированного пиролитического графита (верхний), исходной и графитизированной морской губки (внизу слева) и ягеля (внизу справа)

Рисунок наглядно демонстрирует графитизацию биоматериалов. Данные по электронной микроскопии показывают сохранение при этом исходной разветвленной 3D-структуры губки и ягеля, на поверхность которой методом пиролиза металлоорганических соединений могут быть нанесены слои соединений металлов.

Работа выполнена в рамках госзадания Коми НЦ УрО РАН (№ 125020501562-1) и при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования России в рамках Соглашения № 075-15-2025-455 от 26.05.2025.

1. I. Petrenko, A. P. Summers, P. Simon et al. // Sci. Adv. 5. 2019. eaax2805.
2. A. M. Lebedev, K. A. Menshikov, et al. // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2021. 15. 1039.

Баротермическая модификация фуллеритов C_{60} и C_{70} в атмосфере аргона

Р. Н. Скандаков[1]*, А. М. Объедков[2], В. Н. Сивков[1]

[1]Физико-математический институт ФИЦ Коми НЦ УрО РАН, ул. Коммунистическая, д. 24, Сыктывкар, 167982
[2]Институт металлоорганической химии им. Г. А. Разуваева РАН, Нижний Новгород, 603950
*scanick@yandex.ru

Работы по изучению поведения фуллеритов C_{60} и C_{70} в процессе их модификации при высоких давлениях и температурах начались с середины 90-х годов [1, 2], как только их стали получать в граммовых количествах, и активно продолжаются в настоящее время. В результате были изучены полимерные фазы фуллеритов и фазы, образующиеся при температурах выше термической устойчивости фуллеритов C_{60} и C_{70}, и получена подробная фазовая диаграмма фуллеритов в области высоких давлений выше 1 ГПа. Однако область умеренных давлений при температурах выше разрушения молекулярной структуры молекул фуллерена (коллапса) еще недостаточно изучена.

В настоящей работе баротермическая обработка фуллеритов осуществлялась в Лаборатории гибридных наноматериалов Института металлоорганической химии им. Г. А. Разуваева РАН. Образцы в виде прессованного в таблетки порошка подвергались HIP-обработке в газостате с многоуровневым рабочим столом для размещения образцов и термопарами для контроля температуры. Синтез проводили при постоянном давлении 0,1 ГПа в среде аргона при температурах 920, 1120, 1170 и 1270 К и времени выдержки 3 ч. Изучение модифицированных фуллеритов C_{60} и C_{70} и исходных образцов фуллеритов проводилось комплиментарным набором методов, результаты тестирования последних приведены на рис. 1.

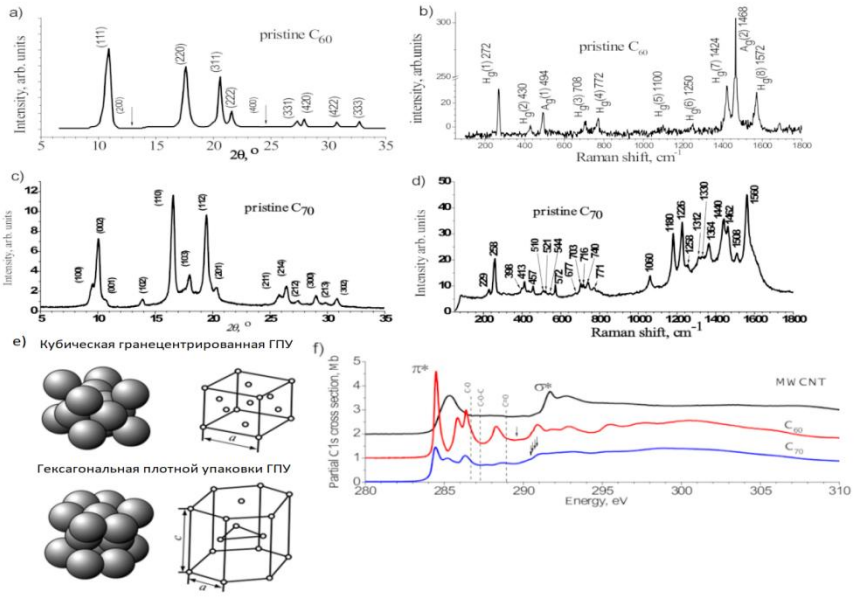


Рис. 1. Характеризация исходных фуллеренов C_{60} и C_{70}: рентгенограмма C_{60} (*a*) и C_{70} (*c*); рамановские спектры C_{60} (*b*) и C_{70} (*d*); NEXAFS C1s-спектров поглощения MWCNT, фуллеритов C_{60} и C_{70} (*f*). Стрелками отмечены положения C1s-края поглощения фуллерита C_{60} (289,6 эВ) и C1s-краёв поглощения неэквивалентных атомов углерода в фуллерите C_{70} (290,61−290,98 эВ) [3]. Положения полос поглощения в атомных группах C – O (288,9 эВ), C – O – C 287,2 эВ) и C – O (286,7 эВ) [5] отмечены пунктирными линиями; ГЦК (C_{60}) и ГПУ (C_{70}) структуры (*e*)

Исследование выполнено в рамках госзадания Коми НЦ УрО РАН (тема №125020501562-1), а также при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования России в рамках Соглашения № 075-15-2025-455 от 26.05.2025 при проведении NEXAFS-исследований.

1. Kroto H. W., Heath J. R., O'Brien S. C. et al. // C_{60} – Buckminsterfullerene. Nature. 1985. V. 318, no. 6042. P. 162–163.
2. Howard J. B., McKinnon J. T., Makarovsky Y. et al. // Fullerenes C_{60} and C_{70} in Flames. Nature. 1991. V. 352, no. 6331. P. 139–141.
3. Nyberg M., Luo Y., Triguero L. et al. Core-hole effects in x-ray-absorption spectra of fullerenes // Physical Review B. 1999. V. 60, no. 11. P. 7956.

Влияние кремниевых прослоек на структурные и отражательные характеристики Cr/Be многослойных зеркал

Р. М. Смертин*, В. Н. Полковников, Д. Г. Реунов, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*smertin_ruslan@ipmras.ru

В наших прошлых работах [1, 2] исследовались малопериодные многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) Cr/Be. Было установлено, что при малых значениях периода d < ~2,5 нм слои состоят из чередующихся слоев бериллидов Cr: $CrBe_2$ и $CrBe_{12}$, что не позволяет использовать такую систему в качестве отражающей оптики в мягком рентгеновском диапазоне в «окне прозрачности воды». Также были определены значения шероховатостей межслоевых границ – они не изменяются в широком диапазоне значений периода МРЗ от 0,8 нм до 2,3 нм и составляют ~0,2нм. Такое малое значение шероховатости межслоевых границ позволяет использовать данную систему в качестве отражающей оптики в жестком рентгеновском диапазоне. Такая система (МРЗ Cr/Be) очень актуальна для синхротронов нового поколения, т. к. обладает очень малым значением dE/E. Исследованию малопериодных МРЗ Cr/Be посвящена данная работа.

Исследовались МРЗ Cr/Be, со значением периода МРЗ d ~ 2 нм, с буферными слоями и без них Si на разных границах раздела. Увеличение числа рабочих слоев в МРЗ Cr/Be приводит сначала к небольшому росту коэффициента отражения в первом брэгговском, а после N = 300 к падению коэффицинета отражения (табл. 1). Определена причина такого падения – в системах металл/металл с увеличением количества слоев наблюдается рост шероховатостей переходных границ, что и влечет за собой уменьшение коэффициента отражения.

Таблица 1. Значения R в первом брэгговском максимуме в зависимости от числа периодов в МРЗ Cr/Be

Структура	Число периодов (N)	R, % в первом брэгговском максимуме
Sub[Cr/Be]	100	8,5
	200	11,9
	300	12,6
	400	10,7
	500	10,2

Внедрение буферных слоев Si как на одну границу раздела, так и на другую, приводит к увеличению коэффициента отражения в первом брэгговском максимуме. При этом максимальное увеличение коэффициента отражения достигается при толщине буферных слоев Si ~ 0,3 нм, а при дальнейшем увеличении толщины коэффициент отражения падает (табл. 2).

Таблица 2. Значения R в первом брэгговском максимуме в зависимости от толщин слоев Si в МРЗ Si/Cr/Be и Cr/Si/Be

Структура	Число периодов (N)	Толщина слоя Si, нм	R, % в первом брэгговском максимуме
Sub[Cr/Be]	300	-	12,6
Sub[Si/Cr/Be]		0,65	11,0
		1,3	18,6
		3,0	21,5
		4,0	15,8
Sub[Cr/Si/Be]		1,0	13,9
		1,3	19,2
		3,0	23,9
		4,0	17,2

В результате исследований методами рентгеновской рефлектометрии и рентгеновского диффузного рассеяния будет определена внутренняя микроструктура МРЗ-значения ширин переходных границ и проведено разделение вкладов диффузии и шероховатостей в межслоевых границах, которые приводят к ухудшению отражательных характеристик. Также будут определены изменения внутренней микроструктуры после добавления буферных слоев Si на разные границы раздела.

Исследование выполнено на средства гранта Российского научного фонда № 21-72-20108-П.

1. Pleshkov R., Chkhalo N., Polkovnikov V. et al. // Applied Crystallography. 2021. 54(6). 1747–1756.
2. Sakhonenkov S. S., Filatova E. O., Kasatikov S. A. et al. // Applied Surface Science. 2021. 570. 151114.

Самоподобие в антиферромагнитных сверхрешётках CoCr на основе секвенции Фибоначчи

Д. А. Татарский[1]*, В. Д. Жакетов[2,3]

[1]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, просп. Гагарина, д. 23, корп. 3, 603022
[2]Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, ул. Жолио Кюри, д. 6, 141980
[3]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, 141701
*TatarskiyDA@yandex.ru

Квазикристаллы – это такие структуры, которые обладают дальним порядком, но не имеют трансляционной симметрии. Это достигается вследствие того, что расположение структурных элементов (атомов, слоёв) определяется не одной, а двумя периодическими функциями с несоизмеримыми периодами. Одномерный квазикристалл можно сформировать с помощью последовательности Фибоначчи. Кубические аппроксиманты составляются из слоёв S и L с соотношением их толщин $\frac{L}{S} = \tau = \frac{1+\sqrt{5}}{2}$, которые обозначаются двумя соседними числами Фибоначчи F_{n+1}/F_n. При этом предполагается, что аппроксимант $1/1 = \{LS\}$, а каждый следующий аппроксимант получается по правилу инфляционной замены слоёв $[S \to L; L \to LS]$. Каждый следующий по порядку аппроксимант является прямой суммой предыдущих, а суммарная толщина аппроксиманта легко определяется по формуле $d_n = LF_{n+1} + SF_n$. Такие кубические аппроксиманты обладают фрактальным самоподобием. Иначе говоря, если взять два последовательных аппроксиманта F_{n+1}/F_n и F_n/F_{n-1} и обозначить их опять как элементы λ и σ соответственно, то из них вновь получится последовательность Фибоначчи. Другой особенностью является то, что любой аппроксимант состоит только из элементов S, L и LL. Положение квазибрэгговских пиков в обратном пространстве в случае идеального бесконечного квазикристалла можно определить по формуле $Q_{hh'} = \lim_{n\to\infty} \frac{2\pi\tau^2}{(1+\tau^2)d_n}\left(h + \frac{h'}{\tau}\right)$. При этом форм-фактор $|f_{hh'}|$ для каждого пика определяется следующими соотношениями $|f_{hh'}| = \operatorname{sinc} \pi \frac{\tau}{1+\tau^2} h' \left(\tau - \frac{h}{h'}\right)$. Как следует из данного соотношения, наиболее яркие пики будут наблюдаться в том случае, когда отношение индексов Миллера близко к значению «золотого сечения», т. е. эти индексы принимают значение чисел Фибоначчи.

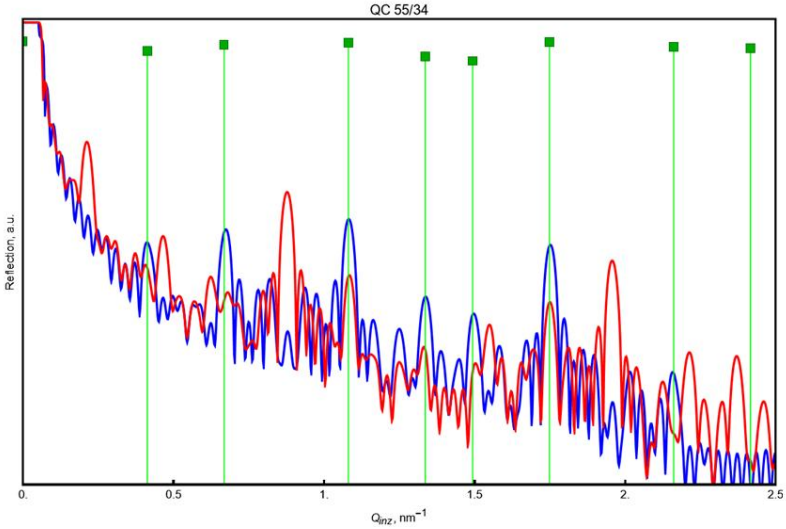


Рис. 1. Результаты расчёта рефлектометрии неполяризованных нейтронов от одномерного квазикристалла Co/Cr. Синяя линия – ферромагнитное упорядочение, красная линия – альтернирующий магнитный порядок, зелёные метки – расчётное положение квазибрэгговских пиков

Наиболее интересна ситуация, когда в качестве слоёв толщиной L выбран материал (Ru, Cr, Cu, W), обеспечивающий антиферромагнитную связь между магнитными слоями S (Fe, Co, CoFe). При этом удвоение толщины слоя, т. е. элемент LL даст ферромагнитную связь между слоями S. Таким образом, квазикристалл разобьётся на «кластеры», которые будут намагничены друг относительно друга антиферромагнитно. Например, «кластеры» в структурном кубическом аппроксиманте 55/34 станут аппроксимантом 8/5, без учёта антиферромагнитного порядка. Такая структура не является антиферромагнитной в полном смысле, поэтому такое упорядочение можно назвать альтернирующим (т. е. переменным) магнитным порядком. Эта структура существенно повлияет на форм-факторы $|f_{hh'}|$ и даст аналог запрещённых рефлексов (на примере структуры Co/Cr, рис. 1).

Работа выполнена в рамках государственного задания № FSWR-2026-0004.

Изучение фазового состава пленок углерода в многослойных структурах NiMo/C и Cr/C методом комбинационного рассеяния света

П. В. Тюленев[1], К. В. Дуров[1], А. В. Нежданов[2], В. Н. Полковников[1], Н. И. Чхало[1], Р. А. Шапошников[1]

[1]Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
[2]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород
ptuleneff@gmail.com

Неразрушающий метод КРС (комбинационное рассеяние света) хорошо подходит для определения характеристик кристаллического, нанокристаллического и аморфного углерода [1]. Спектры КРС существенно отличаются для различных аллотропных модификаций углерода. Наиболее интенсивная полоса в спектре КРС у алмаза – пик моды, связанной с центральной точкой зоны Бриллюэна, с частотой 1332 $см^{-1}$ [1]. Спектр комбинационного рассеяния света графита показывает пик с частотой 1580 $см^{-1}$, который связан с центральными фононами моды E2g [2, 3].

Каждая полоса в спектре соответствует определенному колебанию молекулы, причем ее частота чувствительна к пространственной ориентации связей и массе атомов. Дополнительные полосы в спектре графита указывают на наличие в его структуре различных углерод-углеродных связей [4].

В данной работе метод КРС применен для изучения фазового состава слоев углерода в многослойных рентгеновских зеркалах (МРЗ) Cr/C и NiMo/C. МРЗ Cr/C предназначены для работы в области мягкого рентгеновского излучения на длинах волн $\lambda > 4{,}47$ нм. МРЗ NiMo/C применяются для повышения эффективности коллимирующих и фокусирующих зеркал для жесткого рентгеновского диапазона длин волн. Для обоих типов структур крайне важным является состояние слоев углерода. Выступая в качестве слабопоглощающего материала, углерод для повышения отражательной способности зеркал должен иметь как можно меньшую плотность.

Комбинационное рассеяние света (КРС) проводилось на спектрометре NTEGRA NT-MDT (Зеленоград, Россия) при комнатной температуре в режиме обратного рассеяния света с использованием твердотельного лазера с диодной накачкой с длиной волны 473 нм. Лазерное излучение фокусировалось на образцах с помощью 100-кратного объектива с числовой апертурой (NA), равной 0,9, в пятно диаметром 1 мкм, мощность излучения равнялась 0,5 мВт. Мощность лазера измеряли с помощью кремниевого фотоприемника 11PD100-Si (Standa Ltd). Спектральное разрешение спектрометра составляло 0,8 $см^{-1}$, дифракционная решетка 2400 штрихов/мм. Сигнал регистрировался охлаждаемой кремниевой ПЗС матрицей, время экспозиции составило 10 секунд.

В докладе будут представлены результаты исследований.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-72-30029-П.

1. D. S. Knight and W. B. White // J. Mater. Res. 4. 385. 1989.
2. F. Tuinstra and J. L. Koening // J. Chem. Phys. 53. 1126. 1970.
3. C. Mapelli, C. Castiglioni, G. Zerbi, and K. Mullen // Phys. Rev. B 60. 12. 710. 1999.
4. С. Тихомиров, Т. Кимстач. Спектроскопия комбинационного рассеяния – перспективный метод исследования углеродных наноматериалов // Аналитика. 1/2011(1). С. 28–32.

Преобразование рентгеновского излучения полимерными трековыми мембранами с полыми биконическими порами

Р. М. Фещенко*, А. В. Митрофанов

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991
*rusl@sci.lebedev.ru

В работе исследуется распространение жёсткого рентгеновского излучения в сквозных биконических полых (типа песочных часов) нано- и микропорах полимерных трековых мембран. Пористые трековые мембраны находят применение в качестве высокопрочных подложек для фильтров мягкого рентгеновского диапазона, дифракционных фильтров, устраняющих паразитную засветку в солнечных рентгеновских телескопах [1], и в качестве миниатюрных радиаторов для сброса тепла в вакууме. Поры конической или биконической формы, естественным образом возникающие при травлении треков в плёнках, представляют интерес по ряду причин. Во-первых, сужающаяся коническая пора – это концентрирующий элемент, способный увеличить интенсивность излучения в фокальном пятне, возникающем за выходным торцом поры [2]. Во-вторых, биконические поры представляют собой, по сути, рентгеновские аналоги оптических аксиконов, способных трансформировать падающий на них гауссов пучок в слаборасходящийся бесселев пучок [3].

Для численного моделирования биконических пор в среде *Matlab* был разработан программный код для численного решения 3D параболического уравнения с использованием безусловно устойчивых конечно-разностных схем в скалярном приближении [2]. Расчёты проводились для мембран из полиэтилентерефталата (ПЭТФ) при нормальном и наклонном падении плоских волн, либо гауссовых пучков на входной торец поры для различных длин волн λ, углов конуса поры α, входного диаметра D, толщины мембраны L и толщины переходного слоя на внутренней поверхности поры d.

На рис. 1 представлены рассчитанные амплитуды поля для биконических пор (λ = 0,154 нм). Видно, что излучение в основном сконцентрировано в выходном фокальном пятне. Входной (и выходной) диаметр поры равен 100 либо 200 нм (углы конуса поры – 0,01 и 0,02), длина поры – 10 мкм. Образец освещается гауссовым пучком, а стенки поры считаются имеющими резкую границу.

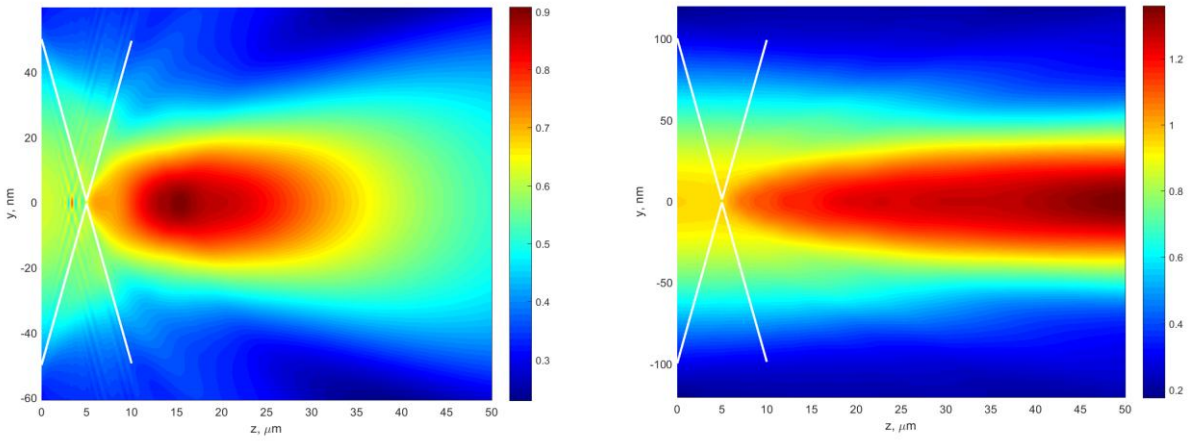


Рис. 1. Модуль амплитуды поля в биконической поре (в линейном масштабе). Слева – пора с входным диаметром 100 нм, справа – 200 нм. Белые линии показывают положение стенок поры. Образец освещается гауссовым пучком с диаметром перетяжки 44 и 88 нм соответственно, расположенной на расстоянии 100 мкм от входного торца

Из рис. 1 видно, что биконическая пора меньшего диаметра (слева) формирует хорошо выраженное фокальное пятно, расположенное примерно в 5 мкм от выходного торца. Амплитуда поля в нём в 1,5–2 раза больше, чем в центре гауссова пучка на входном торце. Фокальное пятно для поры большего диаметра (справа) вытянуто вдоль оси z с максимумом в более чем 40 мкм от выходного торца при амплитуде поля, увеличенной в 1,5–2 раза. Такое поведение связано с тем, что поры меньшего диаметра могут рассматриваться как параболические преломляющие линзы, преобразующие расходящийся гауссов пучок в сходящийся. Тогда как в порах большего диаметра уже проявляется их коническая форма. Поэтому с увеличением диаметра пора начинает работать как аксикон, трансформируя гауссов пучок в бесселев, центральный максимум которого проявляется в виде продольно растянутого фокального пятна на рис. 1 (справа).

1. Митрофанов А. В., Апель П. Ю. // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2009. Т. 73, № 1. С. 61–65.
2. Митрофанов А. В., Фещенко Р. М. // КСФ. 2025. Т. 52, № 8. С. 10–18.
3. Zverev D. et al. // Optics Express. 2017. V. 25, no. 23. P. 28469–28477.

Интерфейс-инжиниринг ультратонких многослойных рентгеновских зеркал

Е. О. Филатова

СПбГУ, ул. Ульяновская, д. 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504

Многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) находят свое применение в различных областях науки и техники. Одним из важных приложений МРЗ является микроскопия в мягкой рентгеновской (МР) области спектра. В частности, для биологических исследований представляет интерес микроскопия в области «окна прозрачности воды» ($2{,}3 < \lambda < 4{,}4$ нм) [1, 2]. Перспективными оптическими элементами, обеспечивающими коллимацию, фокусировку и монохроматизацию рентгеновских лучей, для этой области являются многослойные рентгеновские зеркала на основе пар Cr/Ti, Cr/Sc и Cr/V. Основной проблемой многослойной рентгеновской оптики в «окне прозрачности воды» является значительное отличие теоретического коэффициента отражения от экспериментального. Одним из важных факторов, влияющих на снижение коэффициента отражения МРЗ, являются переходные области, формирующиеся на границах слоёв в многослойных структурах в результате диффузного перемешивания и химического взаимодействия материалов. Для уменьшения величины переходных областей в МРЗ применяются методы интерфейс-инжиниринга. К данным методам относятся прежде всего нанесение барьерных слоев на границы раздела материалов и реактивное распыление (распыление материалов в смеси газов «аргон + азот»), также достаточно эффективной оказывается пассивация слоёв азотом (напуск азота в рабочий объём после синтеза слоя материала) [3]. В докладе будут рассмотрены МРЗ Cr/Ti, Cr/Sc и Cr/V без/с барьерными слоями. Для системы Cr/Sc будет проведено сопоставление двух методов интерфейс-инжиниринга (введение барьерных слоев и нитридизация). Особое внимание будет уделено изучению термостойкости МРЗ.

Особый интерес представляют гёбелевские зеркала на основе градиентных многослойных структур, обеспечивающие фокусировку и коллимацию рентгеновских пучков и позволяющие на порядок увеличить эффективность отбора излучения рентгеновских трубок. Комплексное исследование, проведенное методами XPS, XRD, XRR, HRTEM and SAED МРЗ NiMo/Si показало формирование силицидов различной стехиометрии в зависимости от соотношения толщин основных слоев (NiMo и Si), а также влияние температуры отжига на процессы, происходящие в многослойных системах, что позволило получить информацию о формировании интерфейса не только в приповерхностной области исследуемых систем, но и понять влияние отжига на процессы, происходящие на границе многослойная система/подложка. В частности, установлено, что в системах с преобладающим содержанием никеля (NiMo) при отжиге 600 °C ярко выражена интенсивная диффузия Ni в кремниевую подложку с образованием чётких границ между диффузионной зоной и подложкой, причём тем больше, чем больше отношение толщины слоя никеля к толщине слоя кремния, что свидетельствует о сильном перемешивании многослойной системы с подложкой. Важно отметить, что, по данным энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, содержание Ni в зоне многослойной системы меньше, чем в зоне перемешивания с подложкой в обеих системах с преобладанием никеля. Именно в этих системах, согласно данным как рентгеновской, так и электронной дифракции, обнаружен большой вклад соединения $MoSi_2$ в результате диффузии Ni в подложку. Наиболее термостойкой оказалась система $[NiMo(1{,}4\text{ нм})/Si(2{,}9\text{ нм})]_{60}$, характеризующаяся максимальным содержанием кремния. Эта система остаётся аморфной даже после отжига при 450 °C. В свете вышесказанного были изучены системы NiMo/C с разной величиной периода. Установлено формирование карбидов металлов на границе слоёв, а также наличие аморфного и графитоподобного углерода в слое. Использование метода нитридизации позволило понизить перемешивание основных слоёв.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-72-20125-П.

1. M. Bertilson, O. von Hofsten, U. Vogt et al. // Opt. Express. 2009, 17. 11057.
2. R. B. Hoover, P. C. Baker, D. L. Shealy et al. // Proc. SPIE. 1991. 1426. 84.
3. К. В. Дуров, А. Д. Ахсахалян, И. В. Малышев и др. // ЖТФ. 2025. 95:9. 1808.

Эффект ускорения и принцип эквивалентности

А. И. Франк

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна Моск. обл., ул. Жолио-Кюри, 6, 141980

В настоящем докладе продолжается обсуждение физических явлений, имеющих место при взаимодействии волны с ускоряющимися объектами. В работе [1] было показано, что исходя только из принципа эквивалентности можно показать, что передача сигнала любым объектом, движущимся с ускорением, неизбежно сопровождается изменением частоты, определяемым соотношением

$$\Delta\omega = kw\tau, \tag{1}$$

где k – волновое число, w – ускорение, τ – временная задержка рассеянной волны по отношению к падающей.

Проявлением такого эффекта ускорения является наблюдавшееся в эксперименте изменение энергии нейтронов при прохождении через ускоряющиеся образцы [2, 3]. В этом случае происхождение эффекта хорошо объясняется разностью допплеровских сдвигов частоты, возникающей из-за различия скоростей границ образца в моменты пересечения нейтроном каждой из них. Очень похожий эффект был предсказан К. Танакой для случая прохождения электромагнитной волны через диэлектрическую пластину, движущуюся с ускорением [4]. Исходя из уравнений Максвелла в ковариантном виде, им было получено следующее выражение для изменения частоты волны, прошедшей через образец

$$\Delta\omega = \frac{\omega_0}{c^2}(n-1)wd\,. \tag{2}$$

Легко видеть, что ф. (2) в точности совпадает с общим выражением (1), поскольку задержка э/м волны из-за преломления в образце есть $\tau = (d/c)(n-1)$. Однако, как легко показать, в этом случае эффект не может быть объяснен разностным эффектом Доплера при преломлении на движущихся границах [5]. Очевидно, этого и следовало ожидать, поскольку, в отличие от нейтронной оптики, в электродинамике нельзя пренебрегать эффектами, связанными с движением собственно среды [6]. Насколько известно, эффект Танаки в эксперименте не наблюдался, что, вероятно, связано с его малостью.

Однако, если отвлечься от рассматриваемого в работе [4] случая прохождения волны через пластинку диэлектрика и поставить более общий вопрос о проверке справедливости закона ускорения в электродинамике, то первоначальную схему опыта можно модифицировать, заменив относительно тонкий преломляющий образец длинной волоконной линией. В свернутом виде она может быть достаточно компактной. Замена короткого образца длинной волоконной линией увеличивает на много порядков величины время задержки, а с ним, как следует из формулы (1), и величину сдвига частоты. Возможная схема опыта показана на рис. 1. Открытыми полуокружностями обозначены торцы волоконного кабеля, жестко связанные с линией задержки – компактно упакованным волоконным кабелем. Все эти элементы как целое совершают колебательное движение, двигаясь с переменным ускорением.

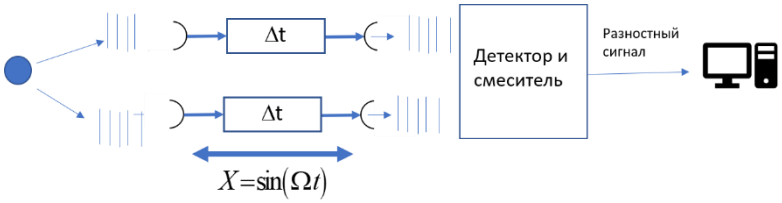


Рис. 1. Возможная схема интерферометрического опыта для регистрации эффекта ускорения для света

Отметим, что изложенное здесь предложение является в каком-то смысле парадоксальным. Дело в том, что, как отмечалось выше, полный сдвиг частоты определяется формулой (1), что прямо следует из принципа эквивалентности. При этом доплеровские сдвиги частоты на торцах волоконной линии в каждый момент времени также могут быть известны точно, если известна их скорость [5], а их разность, как отмечено выше, не совпадает с величиной полного эффекта. Поэтому вклад волоконной линии в общий эффект изменения частоты определяется разностью полного эффекта и сдвига частоты из-за эффекта Доплера. И он, таким образом, также не определен точно. Но при этом вопрос о механизме возникновения сдвига частоты при распространении света в свернутом волоконном кабеле, движущимся с ускорением, остается, видимо, открытым.

1. A. I. Frank // Physics-Uspekhi. **53**. 500–502 (2020).
2. A. I. Frank, P. Geltenbort, M. Jentschel et al. // Phys. At. Nucl. **71**. 1656–1674 (2008).
3. Y. P. Braginetz, Y. A. Berdnikov, V. V. Fedorov et al. // Phys. Atom. Nuclei. **80**. 38–45 (2017).
4. K. Tanaka // Phys. Rev. A. 25. 385. (1982).
5. C. Yeh // Journ. Appl. Phys. 36. 3515. (1965).
6. A. Peres // Am. J. Phys. 51. 947. (1983).

Рентгенооптическая схема станции «РФА-Геология» ЦКП «СКИФ»

Ю. В. Хомяков[1,2]*, Я. В. Ракшун[1,3], В. А. Чернов[1], А. Ф. Шацкий[4], Ф. А. Дарьин[2], А. В. Дарьин[3], С. В. Ращенко[3]

[1]Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, д. 11, Новосибирск, 630090
[2]Центр коллективного пользования «Сибирский кольцевой источник фотонов», просп. Никольский, д. 1, Кольцово, 630559
[3]Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, просп. Акад. Коптюга, д. 3, Новосибирск, 630090
[4]Институт геохимии и аналитической химии им. В. И. Вернадского РАН, ул. Косыгина, д.19, Москва, 119991
*yu.v.khomyakov@yandex.ru

Высокая проникающая способность жёсткого рентгеновского излучения с энергией фотонов ~100 кэВ обеспечивает широкие возможности для геологических изысканий, позволяя проводить неразрушающий анализ плотных макрообъектов (например, минералов или расплавов), содержащих заметные концентрации элементов с высоким атомным номером. В число таких объектов входят, например, мантийные ксенолиты (в т. ч. алмазоносные) и фрагменты пород щелочных комплексов, с которыми связаны месторождения редких (Nb, Ta, Zr), редкоземельных (REE), чёрных (Fe, Mn), цветных (Cu) и благородных (Au, Ag, Pt) металлов, радиоактивных (Th, U) элементов, а также апатита (P), флюорита (F), бария (Ba) и стронция (Sr). Для задач геофизики и геологоразведки важны визуализация внутреннего строения образцов пород и пространственного распределения минеральных фаз, идентификация индивидуальных, в т. ч. новых, минералов, визуализация взаимной ориентировки кристаллических зёрен. Кроме того, важной задачей является реконструкция происхождения месторождений, т. е. понимание механизмов концентрирования рудных компонентов. Для решения этой задачи важны исследования структур и физических свойств глубинного вещества, определение фундаментальных констант и *P-V-T* уравнений состояния кристаллических веществ, жидкостей и флюидов, исследование кинетики протекания химических реакций *in situ* при высоких давлениях и температурах. Эту информацию необходимо получать комбинацией рентгеновских методов томографии, дифракции и рентгенофлуоресцентного анализа (РФА) в жёстком рентгеновском диапазоне на пучках излучения с поперечными размерами от ~10 мкм до ~10 см.

Использование на ЦКП «СКИФ» короткого (~100 мм) сверхпроводящего шифтера с высоким магнитным полем (до 8 Тл) позволяет сформировать «точечный» яркий источник с максимальной жёсткостью спектра излучения (рис. 1), тем самым реализуя в задачах с микрофокусировкой (~10 мкм) в жёстком рентгеновском диапазоне преимущество источника синхротронного излучения (СИ) 4-го поколения – сверхнизкий эмиттанс. При этом также сохраняется возможность работать и с широким расходящимся пучком СИ размером ~10 см.

В рамках развития экспериментальных возможностей ЦКП «СКИФ» консорциум «Синхротронное излучение для технологий прогноза и поисков стратегических видов минерального сырья» (головная организация – ИГМ СО РАН) планирует создание шифтерной станции второй очереди «РФА-Геология», которая будет функционировать в диапазоне энергий ~40–120 кэВ. На станции будут реализованы следующие методы: компьютерная томография, энергодисперсионная дифракция, микродифракция, РФА представительных проб (арбитражный анализ) и микро-РФА (в т. ч. в конфокальной схеме). Оптическая схема станции приведена на рис. 2.

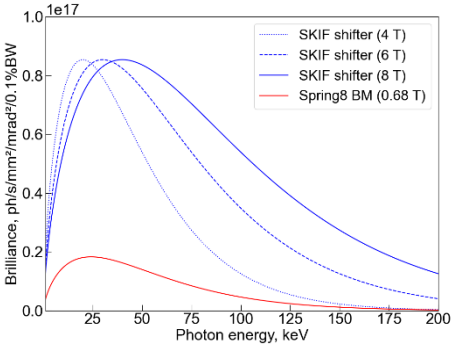


Рис. 1. Спектральная яркость источника

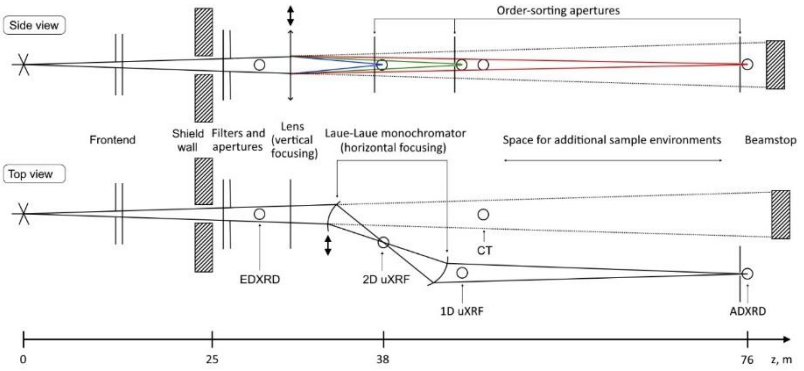


Рис. 2. Оптическая схема станции «РФА-Геология»

Изготовление рентгенооптического элемента в форме сегмента тороида для стенда спектральных измерений на основе лазерно-плазменного источника, 4–50 нм

А. К. Чернышев*, М. С. Михайленко, А. Е. Пестов, А. И. Артюхов, И. Д. Оськин, М. Н. Торопов, И. В. Малышев, С. С. Морозов, С. А. Гарахин, Н. И. Чхало

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*chernyshev@ipmras.ru

Тороидальные рентгенооптические элементы применяются в рентгеновской оптике скользящего падения, обладая значительными преимуществами по светосиле и качеству фокусировки по сравнению со сферическими подложками. Однако традиционные методы изготовления (притир, точение) достаточно сложны и приводят к развитию шероховатости поверхности, что ограничивает их использование при создании подложек для многослойных рентгеновских зеркал. В рамках данной работы была создана и экспериментально апробирована новая методика изготовления оптических поверхностей в форме сегмента тороида методом ионно-пучкового травления, позволяющая преодолеть ограничения существующих технологий и достичь высокого качества формы и микрошероховатости поверхности.

В основе методики лежит формирование тороидальной поверхности на цилиндрической заготовке способом её линейного перемещения с постоянной скоростью позади рассчитанной диафрагмы, формирующей ионный пучок. На рис. 1, *а* представлена схема процесса. На основе измерений распределения скорости ионного травления источника КЛАН-163М был проведён расчёт профиля диафрагмы, необходимой для получения заданной поверхности.

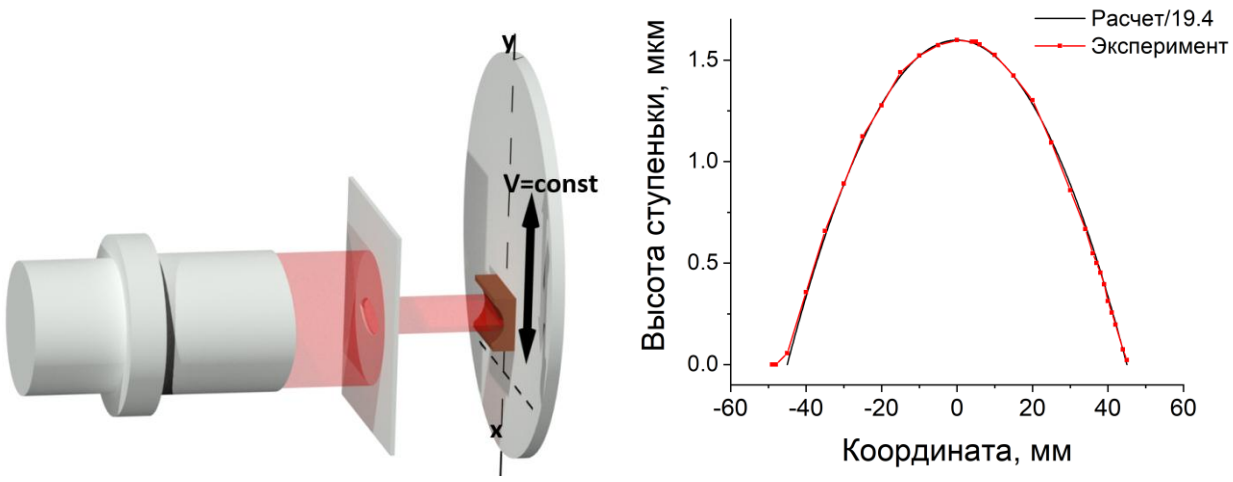


Рис. 1. Схема методики формирования оптических элементов с формой поверхности в виде сегмента тороида методом ионно-пучкового травления (*а*); (б) – сравнение экспериментального профиля ионного травления с теоретическим

В ходе тестового эксперимента была подтверждена высокая точность формируемого профиля (СКО ошибки составила 7 нм). Сравнение расчётного и экспериментального профиля травления представлено на рис. 1, *б*. В соответствии с разработанной методикой был изготовлен опытный образец тороидального зеркала с полной глубиной ионного травления 31 мкм. Точность формы изготовленной поверхности составила PV = 82 нм, СКО = 20,5 нм, что соответствует точности лучше 0,5 %.

Таким образом, экспериментально доказана эффективность предложенной методики ионно-пучкового травления для изготовления высокоточных тороидальных зеркал. Метод позволяет достигать субнанометровой точности формы при значительной глубине асферизации, что открывает возможности для его применения в создании широкого класса оптических элементов для рентгеновских систем, включая не только тороиды, но и эллиптические и параболические цилиндры.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029-Р.

Применение методов цифровой обработки изображений для устранения локальных дифракционных артефактов на картах ионно-пучковой обработки рентгенооптических элементов

А. А. Дедкова[1]*, А. К. Чернышев[2]**

[1]НИУ «МИЭТ», Россия, Москва, Зеленоград, Площадь Шокина, д. 1, 124498
[2]Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл., Кстовский р-н, д. Афонино, ул. Академическая, д. 7, 603087
*my_name9999@mail.ru, **chernyshev@ipmras.ru

Ионно-пучковая коррекция формы поверхности оптических элементов является современной высокоточной технологией финишной обработки. Данный бесконтактный метод, основанный на управляемом физическом распылении материала, позволяет достигать субнанометровой точности формы и ангстремной шероховатости, что особенно важно при изготовлении подложек для рентгеновских многослойных зеркал, применяемых в проекционной литографии, синхротронных исследованиях и рентгеновской астрономии.

Процесс коррекции формы рентгенооптических элементов является итерационным и требует на каждой стадии коррекции измерения и анализа формы поверхности. По сформированной карте поверхности рассчитываются требуемые параметры ионного пучка (размер, ток, энергия, локальный угол падения ионов на поверхность, скорость травления и др.) для разработки оптимального алгоритма травления [1]. Ключевым условием реализации технологии ионно-пучковой обработки является наличие точной и достоверной карты рельефа (формы) поверхности, получаемой с помощью интерферометрических измерений.

Однако одной из распространенных проблем, искажающих реальную картину, являются локальные дифракционные артефакты – кольца и пики, возникающие из-за наличия загрязнений (пылинок) на элементах измерительной оптической системы. Использование карты рельефа поверхности с такими артефактами для проведения процесса коррекции формы оптической поверхности может приводить к значительному снижению качества обработки.

Для борьбы с этими артефактами традиционно применяются методы фильтрации измеренных данных. Например, в работе [2] рассматривается применение различных фильтров для устранения периодических структур. Однако подобные подходы зачастую либо недостаточно эффективно подавляют артефакты, либо совместно с ними «сглаживают» и реальные особенности рельефа поверхности.

В данной работе предлагается новый метод коррекции локальных дифракционных артефактов на измеренной карте поверхности. В отличие от подходов, основанных на фильтрации всей карты поверхности, данный алгоритм направлен на точное идентифицирование искажений с их последующим устранением без модификации всей реальной карты поверхности. Вначале благодаря расчету карт морфометрических величин [1] на фоне общей формы поверхности выделяются локальные изменения формы (локальные дефекты или артефакты). Затем для определения расположения локальных дифракционных артефактов используется алгоритм на базе кругового преобразования Хафа. Из областей расположения артефактов данные удаляются. Наконец, интерполяционными методами производится восстановление данных для формирования полной карты поверхности.

Показано, что предлагаемое решение обеспечивает высокую точность восстановления истинного рельефа поверхности, что в конечном итоге позволяет повысить точность всего процесса ионно-пучковой коррекции.

Работа А. К. Чернышева выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-62-00068. Работа А. А. Дедковой выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки в рамках государственного проекта FSMR-2025-0005.

1. Дедкова А. А. и др. // ЖТФ. 2023. Т. 93, вып. 7. С. 1059–1068.
2. Petrakov E. V. et al. // Optical Engineering. 2024. Vol. 63, no. 11. P. 114104.

Численное моделирование зеркальной рентгеновской оптики

А. А. Чертовских*, В. Паульс

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*hmuriyi@yandex.ru

В последние годы рентгеновская оптика переживает этап бурного развития. Достижения в технологиях прецизионной обработки зеркальных подложек, а также в совершенствовании процессов напыления многослойных покрытий открыли путь к созданию оптических систем нового поколения, использующих разные длины волн, в диапазоне от 2 до 60 нм [1]. Эти системы характеризуются высокой сложностью, например, использованием больших числовых апертур и асферических поверхностей.

Для надежной оценки качества и предсказания реальных характеристик таких систем необходимо учитывать физические эффекты, связанные с отражением от многослойных покрытий, включая поляризационные и интерференционные, которые потенциально могут вносить заметный вклад в формирование изображения, особенно на нанометровом уровне. Для решения этой задачи был разработан программный пакет для численного моделирования зеркальных рентгеновских оптических систем. Теоретической базой для пакета послужили подходы, описанные в работах [2, 3]. В качестве языка программирования был выбран язык *Julia*, который предоставляет богатую экосистему для научных расчетов, высокую производительность и скорость разработки.

Функционал пакета выходит за рамки геометрической оптики. Он обеспечивает расчет трассировки лучей с учетом физических процессов, связанных с многослойными покрытиями, и позволяет учитывать поляризационные эффекты. В дополнение к трассировке, пакет предоставляет набор инструментов для оценки аберраций оптических систем путем вычисления волновых фронтов или анализа аберраций Зейделя.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029-П.

1. В. Н. Полковников, Н. И. Чхало // Нанофизика и наноэлектроника. Труды XXIX Международного симпозиума. 2025. С. 511.
2. M. F. Bal // PhD thesis. Delft University. 2003.
3. Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов // Геометрическая оптика неоднородных сред. М. : Наука, 1980.

Изготовление и изучение волноводных структур на основе бериллия для жесткого рентгеновского излучения

Н. И. Чхало*, Н. В. Загайнов, Р. С. Плешков, В. Н. Полковников, Д. Г. Реунов, Р. М. Смертин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087
*chkhalo@ipmras.ru

Тонкопленочная волноводная структура является одним из простейших рентгенооптических элементов, позволяющих получить по одной координате наноразмерный источник монохроматического рентгеновского излучения. Его основными недостатками являются: малые скользящие углы падения и малая длина самого элемента, обусловленная длиной поглощения рентгеновского излучения в волноводном слое. Следствием этого является низкая интенсивность выходящего пучка. Другим важнейшим фактором, влияющим на интенсивность вышедшего из волновода излучения, является шероховатость границ, эффект которых на вышедшую из волновода интенсивность усиливается большим, до 1000 и более, числом отражений. По этой причине они в основном исследовались только на синхротронах и не нашли широкого практического применения.

Однако в лаборатории это практически единственный способ получения источника излучения нанометрового размера. С учетом прогресса ИФМ РАН в области бериллиевой многослойной оптики, контроля шероховатостей бериллиевых пленок [1], развитой технологии изготовления коллимирующей оптики микрорадианного и суб-микрорадианного уровня точности [2], наличия стенда с микрофокусной рентгеновской трубкой и коллимирующей системой [3], мы вернулись к вопросу возможности практического применения рентгеновких волноводов. Перспективность таких ожиданий была продемонстрирована сразу на первой же экспериментальной волноводной структуре типа Si-подложка/ Be (30 нм)/Si (20 нм) (рис. 1). Размытый пик вокруг угла 0,205° (отсутствует у Si-подложки, слабо заметный при падении излучения в центр и хорошо наблюдаемый при смещении центра пучка к выходу волновода) представляет собой вышедшее из волновода и дифрагированное согласно оценке $\Delta\vartheta \approx \lambda/h$, где λ – длина волны, h – толщина пленки Be, излучение. Уже у этой неоптимизированной структуры на выходе около 2 % падающей интенсивности, что указывает на перспективность использования рентгеновских волноводов в практических целях.

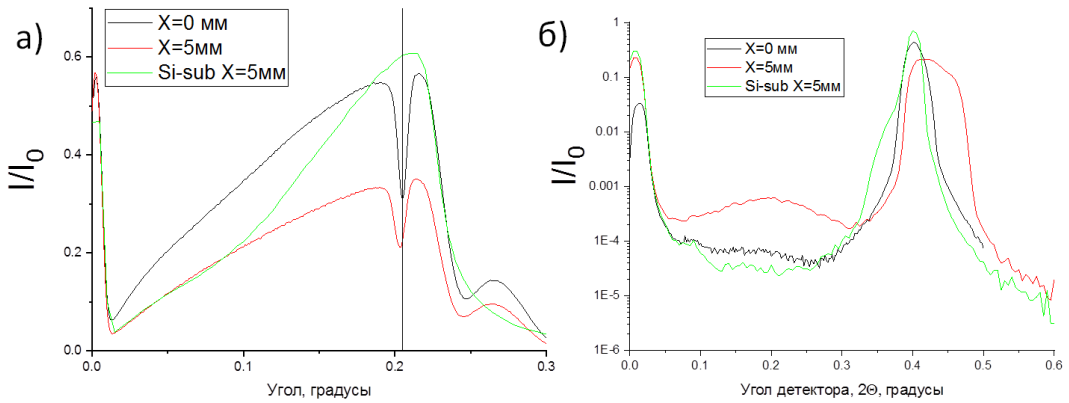


Рис. 1. Угловые зависимости коэффициентов отражения от Si-подложки (зеленая), волновода при падении излучения в центр образца (черная, X = 0 мм)) и при смещении на 5 мм в сторону источника (красная, X = 5 мм): а – сканирование детектором (2ϑ) при угле падения излучения на образцы ϑ = 0,205°; *б* – на образец падает линия Cu $K\alpha_1$. Поперечный размер падающего пучка 55 мкм

В докладе будет сообщено о методе оптимизации конструкции волновода, эффективности оптимизированных структур, дано объяснение уширению пика зеркального отражения от волноводной структуры. Демонстрируются эксперименты с их использованием, обсуждаются перспективы применения в лаборатории.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20108-П.

1. В. Н. Полковников и др. // УФН. 2020. Т. 190, № 1. С. 92–106.
2. A. E. Pestov et al. // Applied Optics. 2025. V. 64, no. 4. P. 837–844.
3. D. G. Reunov et al. // Journal of Surface Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2024. Supplements 1. V. 18. P. 38–44.

Многослойные рентгеновские зеркала на основе пары материалов Cr/Ti для окна прозрачности воды

Р. А. Шапошников*, В. Н. Полковников, Н. И. Чхало, С. А. Гарахин, Г. А. Звонков

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афонино, Кстовский р-н, Нижегородская обл., 603087

Многослойные рентгеновские зеркала (МРЗ) находят свое применение в различных областях науки и техники. Одним из важных практических приложений таких зеркал является рентгеновская микроскопия, направленная на изучение биологических образцов. С биологической точки зрения большой интерес вызывает спектральный диапазон 2,73–4,4 нм, в котором вода обладает слабым поглощением рентгеновского излучения. Данный диапазон называется «окно прозрачности воды». Для активного развития рентгеновской микроскопии требуется разрабатывать и создавать высокоотражающие рентгеновские зеркала, которые лягут в основу оптических схем микроскопов.

При проектировании МРЗ важным является вопрос выбора материалов. Изначально выбирается материал, который обладает слабым поглощением рентгеновского излучения. В пару к нему выбирается материал, который, с одной стороны, обладал бы малым поглощением, а с другой – обеспечивал бы скачок диэлектрической проницаемости на границе раздела материалов. Для спектрального диапазона, соответствующего окну прозрачности воды, в качестве слабопоглощающего материала следует выбирать титан. Хорошими парными материалами являются никель, кобальт, хром. При этом при синтезе структур методом магнетронного распыления с технологической точки зрения лучшим материалом является хром, так как кобальт и никель обладают сильными магнитными свойствами.

Теоретический расчет показывает, что коэффициенты отражения идеальных структур нормального падения Cr/Ti (с нулевыми шероховатостями и табличными плотностями) обеспечивают коэффициент отражения $R = 62$ % на длине волны $\lambda = 2{,}74$ нм. При этом коэффициенты отражения реальных структур оказываются сильно меньше своего теоретического предела. Это связано с тем фактом, что в реальных зеркалах граница между слоями различных материалов не является идеальной в силу наличия межслоевых шероховатостей и перемешивания материалов. Также плотности материалов могут отличаться от своих табличных значений, в результате чего оптический контраст между материалами снижается, что, в свою очередь, приводит к снижению коэффициента отражения структуры.

Для борьбы с указанными факторами применяются методики интерфейс-инжиниринга, позволяющие улучшить переходную границу между слоями, что позволяет повысить коэффициент отражения. Данная работа посвящена исследованию структурных параметров и отражательных характеристик многослойных рентгеновских зеркал на основе пары материалов Cr/Ti, оптимизированных на «окно прозрачности воды». В работе также рассматривается применение методик интерфейс-инжиниринга и их влияния на коэффициент отражения структур.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-30029.

Рентгеновские оптические элементы, изготовленные методом двухфотонной литографии на углеродных мембранах

М. И. Шарипова[1]*, Д. М. Жигунов[2], Ю. Г. Гладуш[2], Д. В. Красников[2], В. О. Бессонов[1,3], А. А. Федянин[1], А. Г. Насибулин[2]

[1]МГУ имени М. В. Ломоносова, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, 119991
[2]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, д. 30, стр. 1, Москва, 121205
[3]Институт физической химии и электрохимии им. А. Н. Фрумкина РАН, Ленинский просп., д. 31, стр. 4, Москва, 119071
*Sharipova@nanolab.phys.msu.ru

Изготовление рентгеновских оптических элементов, например рентгеновских линз, является важной задачей науки и техники для развития методов рентгеновской микроскопии. В последнее время метод двухфотонной лазерной литографии активно применяется при создании микроразмерных рентгеновских линз и других оптических элементов, так как данный метод позволяет изгототавливать трехмерные микроструктуры сложной формы.

Одной из помех при использовании элементов рентгеновской оптики является подложка, вносящая свой вклад в поглощение рентгеновского излучения и понижение уровня полезного сигнала. Для уменьшения вклада подложки в рентгеновскую оптическую систему часто используются тонкие мембраны, например, мембраны из нитрида кремния толщиной 500 нм. При этом изготовление подобных мембран является трудоемким процессом, и их себестоимость высока. Целью данной работы было исследование применимости альтернативных мембран из углеродных нанотрубок в качестве подложек для рентгеновских линз, изготовленных методом двухфотонной литографии. Углеродные мембраны обладают рядом преимуществ, в первую очередь высокой стойкостью к термическому, химическому, механическому воздействию, а также к рентгеновскому излучению.

В качестве подложки были использованы мембраны из одностенных углеродных нанотрубок толщиной 50 нм, изготовленные методом аэрозольного химического осаждения из паровой фазы. В качестве модели для печати использовалась составная преломляющая – рентгеновская линза с апертурой 34 мкм и ожидаемым фокусным расстоянием 60 см, содержащая 5 преломляющих поверхностей параболической формы. Общий размер печатаемой структуры составил 35×35×150 мкм. На рис. 1 представлено СЭМ-изображение изготовленной рентгеновской линзы.

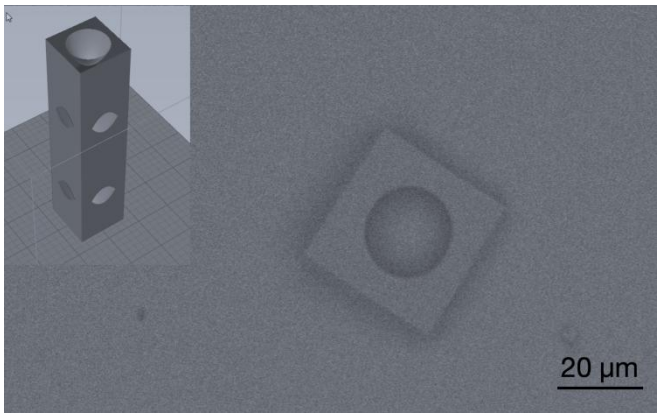


Рис. 1. Изображение рентгеновской линзы, изготовленной методом двухфотонной литографии, полученное при помощи сканирующего электронного микроскопа. Вверху слева: модель рентгеновской линзы, использованная при печати

Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность изготовления рентгеновской оптики на мембранах, выполненных из углеродных нанотрубок. Полученные результаты показывают перспективность использования мембран из углеродных нанотрубок в качестве подложек для рентгеновских оптических элементов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-13-00436.

1. D. Zhigunov et al. // Optical Materials. 2025. V. 562. P. 389–392.

СЕКЦИЯ 6

Элементная база квантовых технологий на основе твердотельных наноструктур

Superconducting single photon detector with ultra low dark count rate

V. Andreev[1,2,3]*, P. Morozov[2,3], A. Divochiy[3], G. Goltsman[1,2]

[1]National Research University Higher School of Economics, 20, Myasnitskaya St., Moscow, 101000
[2]Moscow State Pedagogical University, Malaya Pirogovskaya St., 1\1, Moscow,119991
[3]LLC SCONTEL, Derbenevskaya Naberezhnaya, 11kA, Moscow, 115114
vsandreev@hse.ru

Already known that intrinsic values of dark counts rate (DCR) in SSPD can be achieved lower than 10^{-4} cps [1, 2]. But for the fiber-coupled detectors most dark counts are caused by black-body radiation. The ways to reduce it was covered in article by Smirnov et al. [3]. Another approach to reduce the DCR is using band-pass filters with narrow bandwidth, this approach solved the problem only partially. Losses of the filters also affect the transmittance that reduces the system detection efficiency. In addition, to reduce the DCR we used the detectors with Bragg mirror resonator and ARC tuned for narrow bandwidth, in this case the SSPD has a good efficiency only at the narrow region of telecom wavelengths, and for black-body radiation has a low absorbance and low efficiency [4, 5]. We propose approach to combine these metods to reduce DCR of the detectors. In our work the obtained parameters are 0,10 ± ± 0,01 per second when the device is biased below I_C cps, system quantum efficiency up to 73 % and timing jitter 48 ps.

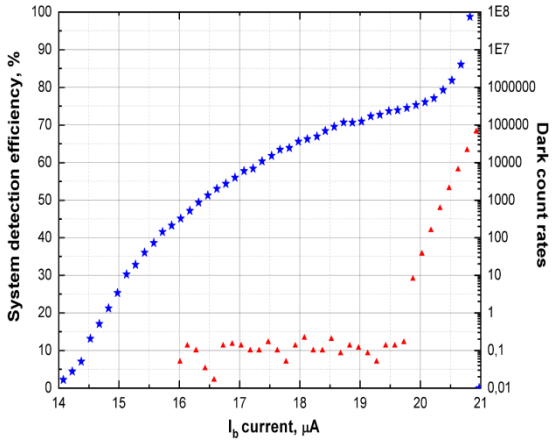


Fig. 1. Dependence of the SDE and DCR vs Ic for SSPD

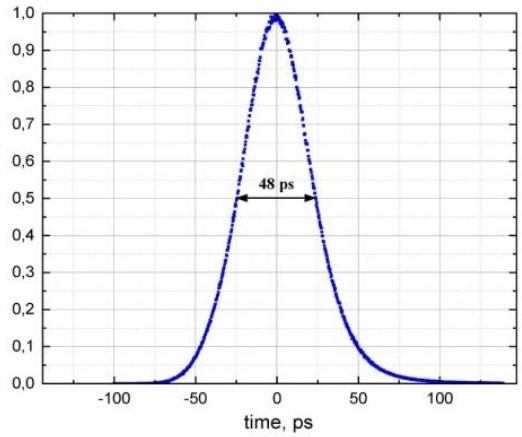


Fig. 2. Timing jitter of the detector, ps

System detection efficiency at λ = 1550 nm showing 74,1 ± 0,3 %.

Timing jitter of the detector is one of the important parameter in quantum communications. In this detector the value of the jitter was 48 ps.

The work was supported by the grant of the Russian Science Foundation No. 23-65-10005.

1. G. Goltsman et al. Nano-structured superconducting single-photon detectors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2004. V. 520(1-3). P. 527–529.

2. A. A. Korneev, O. V. Minaeva, I. A. Rubtsova, I. I. Milostnaya, G. M. Chulkova, B. M. Voronov, W. Slysz. Superconducting single-photon ultrathin NbN film detector // Quantum Electronics. 2005. V. 35(8). P. 698.

3. K. Smirnov, Y. Vachtomin, A. Divochiy, A. Antipov, G. Goltsman. Dependence of dark count rates in superconducting single photon detectors on filtering effect of standard single mode optical fibers // Applied Physics Express. 2015. V. 8(2). P. 022501.

4. H. Shibata, K. Fukao, N. Kirigane, S. Karimoto, H. Yamamoto. SNSPD with ultimate low system dark count rate using various cold filters // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2016. V. 27(4). P. 1–4.

5. C. Zhang et al. Suppressing Dark Counts of Multimode-Fiber-Coupled Superconducting Nanowire Single-Photon Detector // IEEE Photonics Journal. 2019. V. 11, no. 5. P. 1–8.

Динамические микрорезонаторы и их массивы при взаимодействии униполярных импульсов со средой

Р. М. Архипов[1]*, М. В. Архипов[1], О. О. Дьячкова[1,2], А. В. Пахомов[1,2], Н. Н. Розанов[1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021
[2]Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 199034
*arkhipovrostislav@gmail.com

В докладе обсуждается новое явление – формирование динамических микрорезонаторов (ДМ) и их массивов при взаимодействии униполярных световых импульсов с нелинейными средами [1–6] (см. также обзоры [7, 8]). Униполярные импульсы, содержащие мощную полуволну поля одной полярности и обладающие ненулевой электрической площадью, открывают уникальные возможности управления квантовыми состояниями и создания динамических оптических структур (см. обзоры [9, 10] и монографию [11]). В отличие от традиционных многоцикловых импульсов, они обеспечивают новые возможности в управлении свойствами среды на экстремальных временах в половину периода поля, недоступных для обычных многоцикловых импульсов [1–11]. При столкновении униполярных импульсов в резонансной среде наблюдается образование локализованных высокодобротных микрорезонаторов на каждом резонансном переходе среды (см. рис. 1). При этом в области перекрытия импульсов разность населённостей имеет практически постоянное значение, а по краям от неё образуется брэгговская решётка разности населённостей. Возникает микрорезонатор на основе брэгговских решёток атомных населённостей, наведённых падающими импульсами. В отличие от статических микрорезонаторов в фотонных кристаллах и диэлектрических наносферах, подобные структуры имеют полностью динамический характер – их свойства можно менять при многократном столкновении импульсов в среде [1–8]. Добротность структур может достигать высоких значений 10^4 в плотной среде. Обнаруженные эффекты открывают новые направления в аттосекундной физике и квантовой фотонике. ДМ могут найти применение в петагерцовой электронике в качестве перестраиваемых фильтров, модуляторов, элементов квантовой памяти и т. д. [1–11].

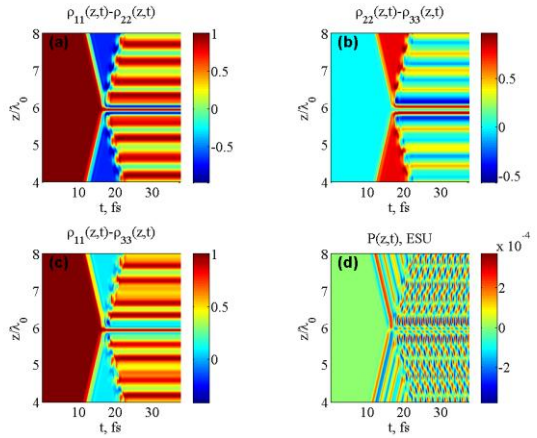


Рис. 1. Пространственно-временная динамика разности населённостей и поляризации в трёхуровневой среде при столкновеии в ней пары субцикловых импульсов с длительностью 1,1 fs и амплитудой 80 000 ESU. Длина волны перехода 1–2: λ_0 = 700 нм. Результаты получены на основании численного решения системы уравнений Максвелла – Блоха

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00012).

1. R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov // Journal of the Optical Society of America B. 2024. V. 41, no. 8. P. 1721–1731.
2. R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov // Journal of the Optical Society of America B. 2025. V. 42, no. 11. P. 2583–2590.
3. R. Arkhipov, O. Diachkova, M. Arkhipov, I. Kislyakov, J. Wang, N. Rosanov // Optical Materials Express. 2025. V. 15, no. 8. P. 1987–2003.
4. R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov // Optics Letters. 2025. V. 50, no. 16. P. 4914–4917.
5. М. В. Архипов, Р. М. Архипов, Н. Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. 2025. Т. 133, № 9. С. 939–949.
6. M. V. Arkhipov, O. O. Diachkova, N. N. Rosanov, R. M. Arkhipov // Physics of Wave Phenomena. 2025. V. 33, no. 5. P. 368–371.
7. Р. М. Архипов, О. О. Дьячкова, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. 2024. Т. 132, № 9. С. 918–932.
8. Р. М. Архипов, О. О. Дьячкова, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 121, № 7. С. 544–561.
9. N. N. Rosanov, M. V. Arkhipov, R. M. Arkhipov, A.V. Pakhomov // Contemporary Physics. 2023. V. 64, no. 3. P. 224.
10. Н. Н. Розанов, М. В. Архипов, Р. М. Архипов // Успехи физических наук. 2024. Т. 194, № 11. Р. 1196.
11. Н. Н. Розанов, М. В. Архипов, Р. М. Архипов // Терагерцовая фотоника / Под ред. В. Я. Панченко, А. П. Шкуринова. М. : РАН, 2023. С. 360–393.

Униполярные световые импульсы: новые горизонты в физике сверхбыстрых процессов

Р. М. Архипов[1]*, М. В. Архипов[1], О. О. Дьячкова[1,2], А. В. Пахомов[1,2], Н. Н. Розанов[1]

[1]Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021
[2] Санкт-Петербургский государственный университет, Университетская наб., 7–9, Санкт-Петербург, 199034
*arkhipovrostislav@gmail.com

Исследование униполярных световых импульсов сформировалось в одно из наиболее динамично развивающихся направлений современной физики, открывающее уникальные возможности для управления сверхбыстрыми процессами в веществе (см. обзоры [1–3] и монографию [4]). Эти импульсы, характеризующиеся ненулевой электрической площадью, позволяют осуществлять направленное воздействие на заряды, что принципиально отличает их от традиционных многоцикловых оптических импульсов. В докладе приведён обзор последних результатов в данном направлении исследований современной физики.

Особое место в современных исследованиях занимают методы генерации униполярных импульсов с использованием лазерно-плазменных взаимодействий. Перспективным подходом является применение плазменных зеркал, позволяющих формировать интенсивные полуцикловые импульсы [5]. Механизм генерации основан на нелинейном отражении лазерного излучения от плотной плазмы, что приводит к формированию униполярного отклика (см. рис. 1 и [5]). Значительный прогресс достигнут в области применения униполярных импульсов для квантового аттосекундного контроля свойств среды [6]. В частности, демонстрируется возможность создания высокодобротных динамических микрорезонаторов (ДМ) и управления их параметрами с помощью униполярного излучения [7–9]. Такие ДМ, в отличие от обычных микрорезонаторов в фотонных кристаллах, являются динамическими: их свойствами можно быстро управлять при столкновении субцикловых импульсов в среде и реализовывать аттосекундное оптическое переключение свойств среды [10]. Такие структуры позволяют реализовать компактные перестраиваемые устройства для обработки оптических сигналов на субдлинноволновых масштабах. Дальнейшее развитие методов генерации и применения униполярных импульсов будет способствовать созданию принципиально новых элементов фотоники, работающих на предельно высоких скоростях. Исследования в этой области открывают новые горизонты для аттосекундной физики, сверхбыстрой наноэлектроники и разработки перспективных наноматериалов с управляемыми оптическими свойствами.

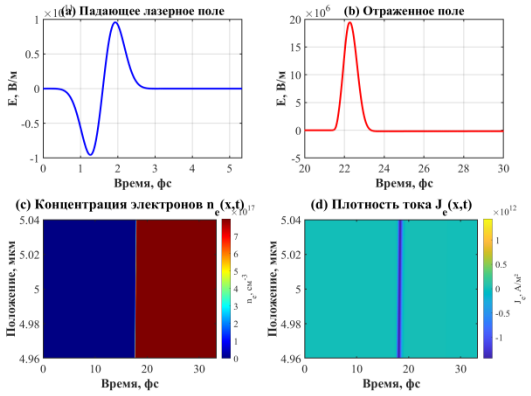


Рис. 1. Входной лазерный импульс (*a*). Отражённый униполярный импульс с ненулевой площадью (*b*). Эволюция плазменной концентрации (*c*). Пространственно-временное распределение тока (*d*). Результаты получены на основе численного решения уравнения эволюции компонент плазмы газа Ar совместно с волновым уравнением для напряжённости поля

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00012).

1. N. N. Rosanov, M. V. Arkhipov, R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov // Contemporary Physics. 2023. V. 64, no. 3. P. 224.
2. Н. Н. Розанов, М. В. Архипов, Р. М. Архипов // Успехи физических наук. 2024. Т. 194, № 11. С. 1196.
3. Р. М. Архипов, О. О. Дьячкова, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 121, № 7. С. 544–561.
4. Н. Н. Розанов, М. В. Архипов, Р. М. Архипов // Терагерцовая фотоника / Под ред. В. Я. Панченко, А. П. Шкуринова. М. : РАН, 2023. С. 360–393.
5. R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov // Optics Letters. 2025. V. 50, no. 19. P. 6181–6184.
6. R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov // Journal of the Optical Society of America B. 2025. V. 42, no. 11. P. 2583–2590.
7. R. Arkhipov, O. Diachkova, M. Arkhipov, I. Kislyakov, J. Wang, N. Rosanov // Optical Materials Express. 2025. V. 15, no. 8. P. 1987–2003.
8. R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov // Optics Letters. 2025. V. 50, no. 16. P. 4914–4917.
9. М. В. Архипов, Р. М. Архипов, Н. Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. 2025. V. 133, no. 9. P. 939–949.
10. M. V. Arkhipov, O. O. Diachkova, N. N. Rosanov, R. M. Arkhipov // Physics of Wave Phenomena. 2025. V. 33, no. 5. P. 368–371.

Экстраполяция к нулевому шуму, улучшенная квантовой коррекцией ошибок

Д. В. Бабухин*, В. В. Погосов

Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, ул. Сущёвская, 22, Москва, 127030
*dv.babukhin@gmail.com

Шумные квантовые вычисления промежуточного масштаба (NISQ) – вычислительная парадигма без использования кодов коррекции ошибок, позволяющая оценить качество квантовых устройств для контролируемого масштабирования числа кубитов и вентилей. Важной вехой в развитии NISQ-вычислений стало создание методов смягчения квантовых ошибок – коррекции влияния шума на результаты вычислений путём увеличения числа и формы запусков квантовых устройств, а также продвинутой классической постобработки данных. С момента появления эти методы зарекомендовали себя как ценные инструменты в исследованиях современных квантовых вычислений.

Хотя методы смягчения квантовых ошибок имеют ограниченную масштабируемость, они дают дополнительную степень свободы для квантовой коррекции ошибок. Квантовые коды коррекции представляют собой низкоуровневый подход к борьбе с эффектами квантового шума. В частности, такой код определяет структуру логического кубита и набор дополнительных операций, необходимых для обнаружения и исправления ошибок. Эффективность кодов коррекции тесно связана с качеством и возможностями существующего оборудования для квантовых вычислений (межкубитовой связности, возможности измерений и промежуточного сброса состояния кубита). Напротив, методы смягчения квантовых ошибок представляют собой высокоуровневый подход к борьбе с эффектами квантового шума. Разработка таких методов может осуществляться параллельно с разработкой оборудования и способствовать преодолению текущих ограничений, устранение которых может быть очень сложной и дорогостоящей инженерной задачей. Важность корректной обработки данных в технически сложных физических экспериментах хорошо известна в другой области физики – физике высоких энергий.

В докладе демонстрируется преимущество объединения экстраполяции к нулевому шуму – базового метода смягчения квантовых ошибок – с квантовой коррекцией. В частности, представлены результаты использования комбинированных данных квантовой симуляции, полученных на шумном квантовом устройстве как с коррекцией ошибок, так и без неё, для построения экстраполяции. Использование комбинированных данных позволяет оценивать наблюдаемые значения с лучшей точностью по сравнению с экстраполяцией данных без коррекции ошибок и с экстраполяцией данных с коррекцией ошибок. Более того, экстраполяция с комбинированными данными приводит к значительному снижению дисперсии оценки с нулевым шумом благодаря эффективному расширению диапазона построения экстраполяции.

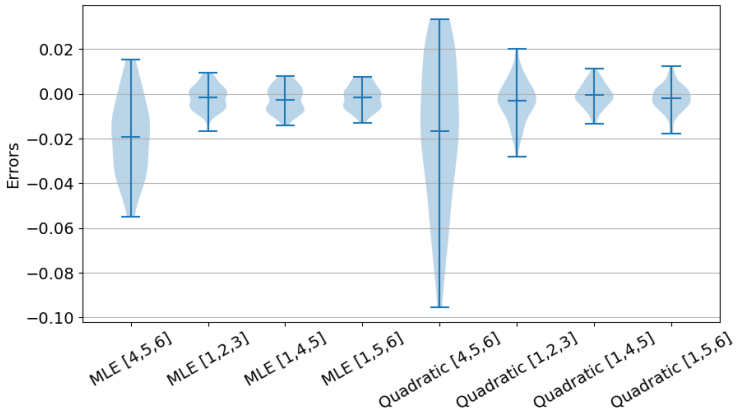


Рис. 1. Распределение отклонений оценок средней намагниченности, полученных экстраполяцией к нулевому шуму от значений средней намагниченности без шума

Квантово-классические нейронные сети для сегментации дефектов микроструктур

М. В. Бастракова*, М. А. Сергеев, А. В. Линев, А. Д. Ивлев, М. В. Иванченко

Нижегородский государственний университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*bastrakova@phys.unn.ru

Распознавание дефектов на изображении с использованием искусственного интеллекта – это активно развивающаяся область, использующая методы компьютерного зрения и машинного обучения, а также квантовые вычисления [1]. Анализ снимков материалов на предмет дефектов (решение задач классификации, сегментации) позволяет автоматизировать процессы контроля качества, повысить точность обнаружения дефектов и снизить затраты на производство. Подобные решения востребованы в широком спектре отраслей промышленности, медицине, строительстве и других сферах, где требуется высокоточный анализ материалов и обнаружение дефектов. Использование квантово-классических нейронных сетей открывает новые возможности для повышения эффективности и точности таких систем, особенно в задачах, где классические методы достигают своих пределов.

Данная работа посвящена разработке и исследованию гибридной квантово-классической нейронной сети для решения задач анализа дефектов на микроструктурных изображениях металлических материалов. Приводится сравнение параметров работы гибридной квантово-классической сети и её классического аналога.

В рамках данной работы нами была поставлена задача сегментации границ дефекта (трещин, пор, вкраплений) на снимках металлических структур. Для этого использовался набор изображений дефектных производственных изделий, которые получены в контролируемой промышленной среде в реальных условиях [2]. Размеры оригинальных изображений составляли 500 пикселей по ширине и от 1240 до 1270 пикселей по высоте. За основу взята классическая U-Net архитектура для семантической сегментации. В гибридной версии центральный свёрточный блок заменён на квантовый слой. Поскольку сложность расчёта эволюции квантового состояния растёт экспоненциально относительно числа кубитов, замена данного блока на квантовый свёрточный блок позволяет реализовать гибридную квантово-классическую нейросеть с наименьшими вычислительными затратами, при этом сохраняя эффективность обработки данных, поскольку на вход данного блока подаются уже предобработанные предыдущими слоями нейросети изображения. На вход квантового слоя поступает сектор тензора входного изображения размером (input_channels, *k*, *k*), где *k* – размер ядра свертки. На выходе получается свёрнутый тензор размером (output_channels, *k*, *k*). Каждая цепочка в блоке состоит из k^2 кубитов, а её веса имеют размерность k^2* input_channels. Общее количество весов во всем квантовом блоке свёртки – k^2*input_channels* output_channels. В качестве примера использовалась цепочка из 4 кубитов и типичный анзац для параметрической квантовой цепочки в задачах квантовой свёртки. Главным отличием квантовой свёртки от ее классического аналога является применение ядра свёртки к входному тензору сектора изображения. Если в классическом случае ядро свёртки, содержащее в себе веса свёрточного блока, тензорно перемножается на входной тензор, то в данном случае ядром свёртки для каждого выходного канала является сама квантовая цепочка, и вместо тензорного произведения значения входного тензора подаются на вход квантовой цепочки.

Построение квантового слоя и гибридизация нейросети осуществлены с использованием библиотеки квантовых вычислений PennyLane [3]. Процесс обучения состоял из 6 эпох, на каждой из которых вся тренировочная выборка данных подавалась итеративно пакетами по 32 изображения, для каждого из которых проводилось отдельное вычисление функции потерь и обновление весов. Результаты усреднялись по всей эпохе во избежание переобучения модели. Продемонстрировано, что гибридная квантово-классическая сеть достигает как минимум на 5 % лучшего значения метрики IoU по сравнению со своим классическим аналогом при том же количестве параметров. Показано, что с помощью методов углового кодирования архитектуру квантовой свёртки (*quanvolution*) можно расширить для моделирования полной свёрточной операции. В процессе обучения гибридные модели демонстрируют меньший разрыв между значениями функции потерь на обучающей и валидационной выборках. Кроме того, на малых наборах данных преимущество гибридной модели оказывается ещё более значительным, что подчёркивает вклад дополнительной нелинейности, вносимой квантовой схемой.

Таким образом, гибридная квантово-классическая нейросеть продемонстрировала более высокую точность сегментации дефектов по сравнению с классическим аналогом, что подтверждает перспективность использования квантовых методов в задачах компьютерного зрения.

Работа выполнена при поддержке программы Приоритет-2030, соглашение № 075-12-2025-217.

1. Y. Gujju, A. Matsuo, R. Raymond // Phys. Rev. Applied. 2024. V. 21. P. 06700
2. Набор данных для обучения нейросетей. URL: https://www.vicos.si/resources/kolektorsdd/.
3. Официальный сайт библиотеки PennyLane [Электронный ресурс]. URL: https://pennylane.ai/.

Расчёт свойств двухатомных молекул на сверхпроводниковом квантовом процессоре

Н. Г. Березкин[1–3]*, Г. С. Мажорин[1,2], Т. А. Чудакова[1–3], И. А. Симаков[1,2], А. С. Казьмина[1–3], А. М. Полянский[1–3], Н. Н. Абрамов[1], И. В. Трофимов[4], А. М. Мумляков[4], М. А. Тархов[4], Н. Ю. Руденко[1], М. В. Чичков[1], В. И. Чичков[1]

[1]Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, 119049
[2]Российский квантовый центр, Москва, 143025
[3]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141701
[4]Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, 119991
*berezkin.ng@phystech.edu

Применение квантовых алгоритмов для решения вычислительных задач квантовой химии является активно развивающейся областью экспериментальных исследований на различных физических платформах квантовых вычислений [1–3]. В данной работе на примере молекулы LiH экспериментально реализован вариационный алгоритм поиска энергии основного состояния электронной структуры двухатомной молекулы. Для построения алгоритма использовались анзац UCCSD и представление Бравого – Китаева для фермионных операторов рождения и уничтожения через операторы Паули [2]. Эксперимент выполнен на сверхпроводниковом квантовом процессоре, состоящем из трёх флаксониумов, ёмкостно связанных с трансмоном. Флаксониумы играют роль вычислительных кубитов, а трансмон – соединительного элемента. Реализованный алгоритм (рис. 1) состоит из трёхкубитных операций CCZ, выполняемых путём микроволнового возбуждения соединительного элемента [4], и однокубитных вращений. По результатам измерений рассчитана энергия основного состояния электронной структуры LiH, построена её зависимость от межъядерного расстояния, определено равновесное межъядерное расстояние (рис. 2). Полученные результаты хорошо согласуются с предшествующими экспериментами, выполненными на других физических платформах квантовых вычислений [2].

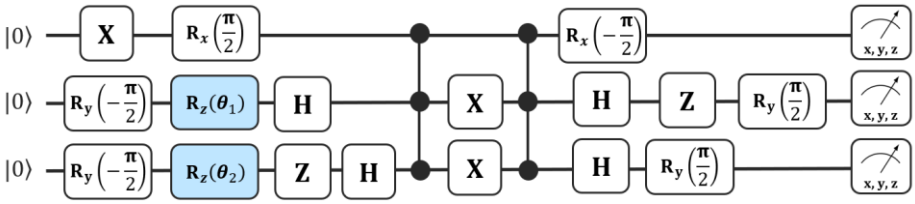


Рис. 1. Параметризованная квантовая цепочка: θ_1 и θ_2 – параметры, по которым выполнялось сканирование

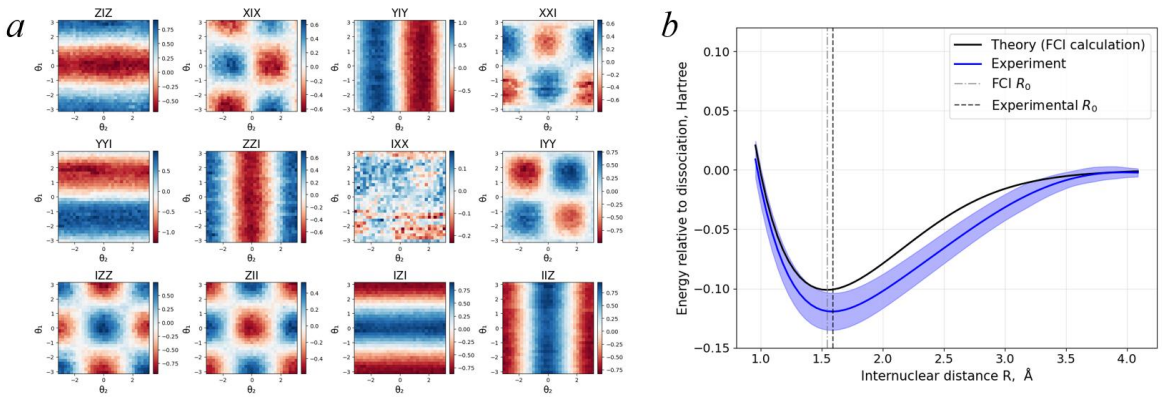


Рис. 2. Измеренные наблюдаемые, входящие в эффективный гамильтониан электронной структуры LiH (*a*); *b* – зависимости энергии основного состояния электронной структуры LiH от межъядерного расстояния, полученные квантовым вариационным алгоритмом и методом полного конфигурационного взаимодействия (FCI, Full Configuration Interaction**)**

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (Стратегический проект «Квантовый интернет»).

1. P. J. J. O'Malley, R. Babbush, I. D. Kivlichan et al. // Phys. Rev. X. 2016. V. 6. P. 031007.
2. C. Hempel, C. Maier, J. Romero et al. // Phys. Rev. X. 2018. V. 8. P. 031022.
3. S. Sun, B. Marinelli, J. M. Koh et al. // npj Quantum Information. 2024. V. 10. P. 55.
4. I. A. Simakov, G. S. Mazhorin, I. N. Moskalenko et al. // Physical Review Applied. 2024. V. 21. P. 044035.

Транспортные свойства метастабильных состояний мемристоров на основе оксидированного селенида свинца

Н. А. Тулина[1], А. Н. Россоленко[1], И. М. Шмытько[1], И. Ю. Борисенко[2*]

[1]Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка, 142432
[2]Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, 142432
*eagle@iptm.ru

Технология мемристоров [1] , выступающих в роли искусственных синапсов, обладает большим потенциалом для применения в вычислительных системах за счёт возможности воспроизводить работу нейронов и синапсов, а также благодаря разнообразию функциональных возможностей. Однако, несмотря на достижения в области материалов и конструкций мемристоров, основной проблемой остаётся повышение их стабильности и долговечности. Мемристор представляет собой устройство, сопротивление которого зависит от истории протекания через него электрического тока. Ранее нами были продемонстрированы резистивные переключения в структурах, основанных на оксидированном селениде свинца ($PbSeO_x$) [2]. В настоящем исследовании рассматривается механизм таких переключений.

Современные представления разделяют резистивное переключение на два основных типа: нитевидное и интерфейсное. Управление параметрами интерфейса (например, путём легирования, создания дополнительных барьеров или изменения толщины оксидного слоя) позволяет регулировать процессы резистивных переключений.

В этой работе с целью выяснения механизма переключений в изучаемых мемристивных структурах с оксидными интерфейсами проанализировано влияние барьерных характеристик на поведение устройств. Для этого исследовали вольт-амперные характеристики и транспортные свойства мемристивных структур с различными PbSe/PbSeOx-интерфейсами. Для контроля параметров были изготовлены образцы с оксидными плёнками различной толщины, полученные путем отжига при 450 °C продолжительностью 0,5, 1, 2 и 4 часа.

.

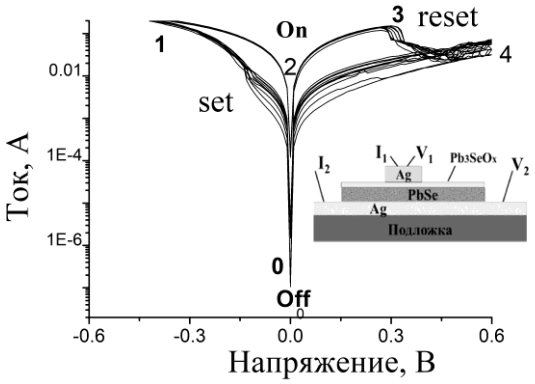


Рис. 1. Пример 10 циклов ВАХ гетероструктуры Ag/$PbSeO_x$/PbSe

Известно, что в планарных структурах резистивное переключение во многом определяется распределением электрического поля E(x, y, z). Особое значение для реализации биполярных резистивных переключений имеют зоны с максимальной напряжённостью поля, расположенные у края верхнего контакта. В этих зонах формируется проводящий канал – перколяционный путь в виде кольца. Для стабильной работы ключевым является высокоомное состояние Off (ветвь 4–0–1 на ВАХ, рис. 1). При достижении напряжения Vset (соответствующего барьеру на p-n переходе) начинает образовываться перколяционный канал, что соответствует состоянию On (ветвь 2–0–3 на ВАХ, рис. 1). Отметим, что транспортные свойства высокоомного состояния (ветвь ВАХ Off) демонстрирует диодный характер. Для выяснения факторов, влияющих на формирование резистивных свойств мемристора, проводится подробное исследование транспортных характеристик метастабильных состояний.

1. J. J. Yang, D. B. Strukov, D. R. Stewart // Nature nanotechnology. 2013. V. 8. P. 13–24.
2. N. A. Tulina, A. N. Rossolenko, I. M. Shmytko, I. Y. Borisenko, D. N. et al. // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2025. V. 19. P. 621–626.

Магнонный лазер и автогенератор когерентного излучения

Ю. М. Буньков

Лаборатория квантовой магноники, М-Гранат, Российский Квантовый Центр, Б. Бульвар, 30, Москва, Сколково, 121205
y.bunkov@rqc.ru

Понятие об атомарном лазере возникло по аналогии с оптическим лазером. Если в оптическом лазере генерируется когерентный поток фотонов, то в атомарном лазере возникает поток когерентных атомов, находящихся в состоянии конденсата Бозе – Эйнштейна. Необходимость в данном устройстве связана с задачей продления времени жизни бозе-конденсата атомов в оптических ловушках. Для этого был создан дополнительный канал подкачки атомов, уже находящихся в состоянии БЭК [1].

В экспериментах со сверхтекучим ^{3}He-B 40 лет назад был также получен бозе-эйнштейновский конденсат магнонов [2, 3]. В частности, наблюдался пространственный перенос когерентных магнонов за пределы области их возбуждения. Была получена интерференция магнонов и эффект Джозефсона [4]. Таким образом, впервые был продемонстрирован магнонный лазер. При аннигиляции магноны испускают радиочастотное излучение на частоте магнитного резонанса. Это излучение является когерентным, так как все магноны находятся в когерентном состоянии. Этот эффект был назван «кристаллом во времени» [5]. Однако дальнейшее развитие этого направления для практических применений затруднён необходимостью проведения экспериментов при сверхнизких температурах.

Настоящим прорывом стало открытие магнонного бозе-эйнштейновского конденсата (мБЭК) в плёнках железо-иттриевого граната (ЖИГ) при комнатных температурах. Температура образования БЭК определяется универсальной формулой для бозонов:

$$T_{BEC} \simeq 3{,}31\frac{h^2}{k_B m}(N_C)^{2/3},$$

в которую входят масса и плотность частиц. Так как масса магнонов имеет порядок массы электрона, а плотность может достигать 10^{22}см$^{-3}$, температура перехода может быть комнатной. Более точный расчёт показывает, что при комнатной температуре магноны должны образовывать мБЭК в плёнке ЖИГ при плотности, соответствующей углу отклонения прецессирующей намагниченности $2{,}5^o$ [6].

Для исследования когерентности магнонов была создана оптическая установка, измеряющая пространственное распределение амплитуды и фазы прецессирующей намагниченности с помощью эффекта Фарадея [7]. Показано, что при данной плотности магнонов действительно образуется однородная прецессия намагниченности далеко за пределами области возбуждения магнонов, что подтверждает образование потока когерентных магнонов. Этот квантовый эффект лежит за пределами применимости квазиклассических теорий Ландау – Лифшица и Гросс – Питаевского и требует дальнейших теоретических исследований переходных процессов в неравновесных конденсатах Бозе.

Следующим достижением было создание непрерывного мБЭК. Для этого мы получили когерентное излучение от мБЭК, усилили его на 30 дБл и отправили обратно на второй участок кристалла ЖИГ. В силу принципа когерентного усиления бозонов, показанного Р. Фейнманом, возбудились только магноны, когерентные существующему БЭК. Этот метод позволил иметь стационарное состояние БЭК. Мы могли варьировать величину усиления в линии обратной связи. При малом усилении мы получили сигнал линейного магнитного резонанса, как в обычных автогенераторах. При увеличении усиления плотность магнонов увеличивалась и образовывался мБЭК. При этом наблюдалось резкое сужение линии излучения на два порядка. Это обуславливалось несовершенством регистрирующих приборов, и теоретически должно соответствовать дельта-функции.

В докладе рассмотрены возможные применения полученных результатов в качестве квантового детектора градиента магнитного поля, набора квантовых кубитов и детекторов бозе-конденсата тёмной материи.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00322-П.

1. N. P. Robins et al. // Physics Reports. 2013. V. 529. P. 265–296.
2. А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 256.
3. G. E. Volovik // J. Low Temp. Phys. 2008. V. 153. P. 256.
4. A. S. Borovik-Romanov et al. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 62. P. 125301.
5. S. Autti, V. B. Eltsov, G. E. Volovik // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 120. P. 1631.
6. Yu. M. Bunkov, V. L. Safonov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials (JMMM). 2018. V. 452. P. 30–34.
7. P. E. Petrov et al. // Optics Express. 2023. V. 31. P. 8335.

Сверхпроводниковый источник одиночных микроволновых фотонов с перестраиваемой связью с волноводом

В. В. Воскресенский[1,2], А. В. Васенин[2,1]*, А. Ю. Дмитриев[1], А. Н. Болгар[1], Д. А. Калачева[1,2], В. Б. Лубсанов[1], О. В. Астафьев[2,1]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141701
[2]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, территория Инновационного центра «Сколково», Москва, 121205
*vasenin.av@phystech.edu

Сверхпроводящие искусственные атомы обладают уникальным преимуществом для экспериментов в области квантовой оптики, поскольку они легко достигают режима сильной связи с электромагнитными волнами [1]. Это свойство позволяет исследовать взаимодействие света и вещества на уровне отдельных фотонов и отдельных атомов [2]. Многие квантово-оптические явления зависят от временной формы одиночных фотонов, которую можно контролировать, регулируя силу связи атома с линией излучения. Поэтому для полноценного исследования таких эффектов на одном образце необходима перестройка силы связи.

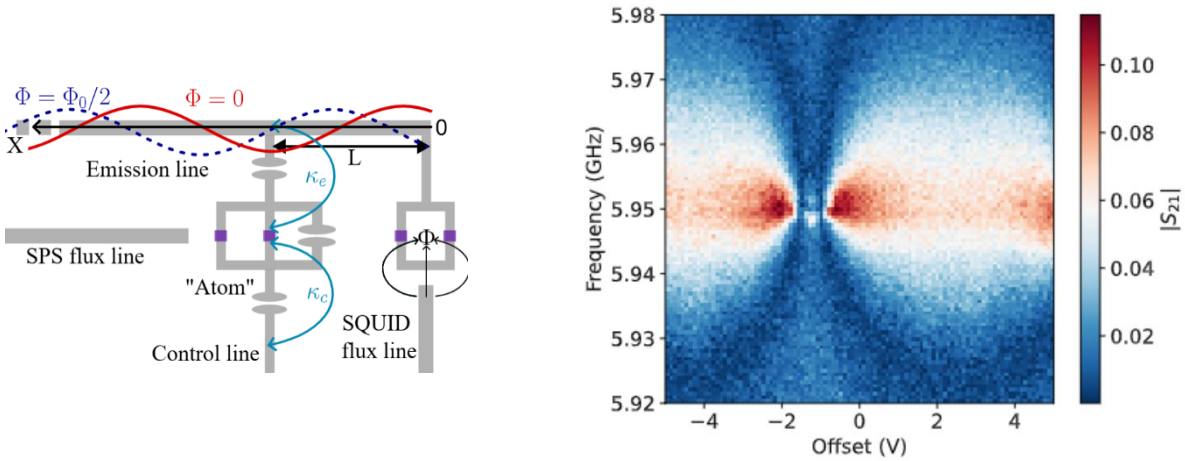


Рис. 1. *Слева*: схема искусственного атома с перестраиваемой силой связи с волноводом; *справа*: результаты однотоновой спектроскопии источника одиночных фотонов (SPS)

В данной работе мы спроектировали, теоретически исследовали и экспериментально изучили сверхпроводящий источник одиночных фотонов (SPS) с перестраиваемой силой связи (рис. 1). В качестве искусственного атома в нашем устройстве используется сверхпроводящий кубит-трансмон. Принцип работы перестраиваемой связи основан на зависимости распределения спектральной плотности вакуумных мод $S(\omega)$ в волноводе от граничных условий.

Величина $S(\omega)$, в свою очередь, линейно связана со скоростью распада Γ_1:

$$\Gamma_1 = Z_0 \frac{|A|^2}{\hbar^2} \kappa^2 S(\omega),$$

где $A = \langle 1|\hat{Q}|0\rangle$ – матричный элемент оператора заряда, Z_0 – импеданс линии излучения, а κ – коэффициент связи по напряжению между атомом и линией. Для управления граничными условиями на конце линии излучения размещен СКВИД (SQUID), который действует как несогласованная нагрузка с импедансом, модулируемым внешним магнитным потоком Φ, пронизывающим петлю СКВИДа [3]. Например, если расстояние L между искусственным атомом и СКВИДом равно четверти определенной длины волны λ, то при $\Phi = 0$ спектральная плотность $S(\omega)$ в точке связи атома с линией максимальна, а при $\Phi = \Phi_0/2$ она минимальна (где Φ_0 – квант магнитного потока).

1. A. Wallraff, D. I. Schuster, A. Blais et al. // Nature. 2004. V. 431. P. 162–167.
2. Yu. Dmitriev, A. V. Vasenin, S. A. Gunin et al. // Phys. Rev. A. 2025. V. 111. P. 043715.
3. P. Forn-Díaz, C. W. Warren, C. W. S. Chang et al. // Phys. Rev. Applied. 2017. V. 8. P. 054015.

Экспериментальное исследование GaAs pHEMT транзистора при температуре 4 К

Д. И. Вольхин, М. Д. Черницкая

Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса, д. 20, Новосибирск, 630087
*d.i.volkhin@mail.ru

Современные квантовые вычислительные и радиоастрономические системы требуют сверхчувствительных малошумящих усилителей, обеспечивающих регистрацию слабых сигналов при криогенных температурах [1, 2]. Их эффективность напрямую определяется характеристиками активных элементов – в частности, GaAs pHEMT транзисторов, чьи параметры существенно изменяются при охлаждении до 4 К. Исследование поведения этих транзисторов при криогенных температурах необходимо для разработки отечественной элементной базы, обеспечивающей высокий коэффициент усиления и минимальный уровень шумов.

Цель работы – экспериментальное исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) и S-параметров полевого СВЧ-транзистора 3П398А-5 при температуре 4 К, выявление влияния охлаждения на его электрические свойства и определение оптимальных режимов работы для применения в криогенных малошумящих усилителях.

Исследование выполнено с использованием измерительного комплекса на основе рефрижератора растворения Entropy He7 и прибора Keithley 2636B.

Полученные вольт-амперные характеристики (рис. 1) показали значительное улучшение электрических параметров транзистора, что подтверждает влияние охлаждения на подвижность носителей и снижение паразитных токов.

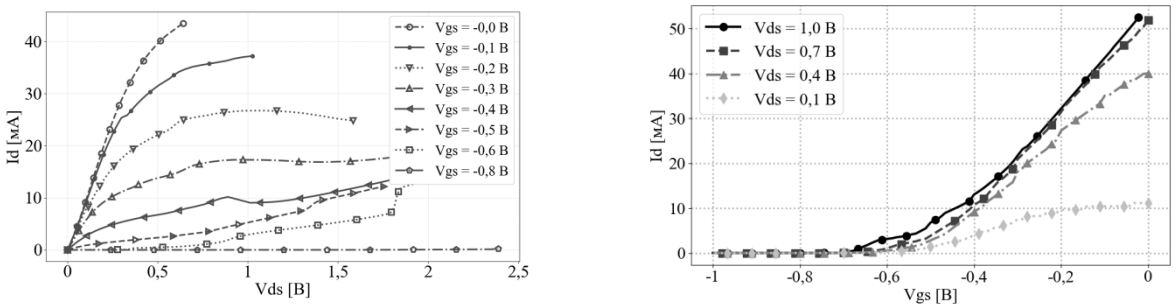


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики транзистора 3П398А-5 при температуре 4 К

В табл. 1 представлены сравнительные параметры транзистора при 300 К и 4 К.

Таблица 1. Параметры СВЧ-транзистора 3П398А-5 при температуре 300 К и 4 К

Параметр	300 К	4 К
Напряжение отсечки	−2,5 В	−0,9 В
Начальный ток стока	≥36 мА (Vds = 3 В, Vgs = 0 В)	≥55 мА (Vds = 1 В, Vgs = 0 В)
Сопротивление канала в открытом состоянии	≤83 Ом	≤20 Ом
Ток утечки	≤10 мкА (Vgs = −2,5 В)	≤1 мкА (Vgs = −0,9 В)

Анализ S-параметров в диапазоне 1–12 ГГц выявил стабильную рабочую область: Vgs = −0,5…−0,45 В и Vds = 0,35…1 В. Максимальный коэффициент усиления S21 наблюдался при Vds ≈ 0,5 В, Id ≈ 9 мА, при минимальной потребляемой мощности около 4 мВт. В указанном диапазоне транзистор демонстрирует линейность усиления и низкий уровень шумов, что делает транзистор перспективным для применения в малошумящих криогенных усилителях, где критично минимальное тепловыделение и стабильность параметров.

На основании совокупного анализа ВАХ и S-параметров определена оптимальная рабочая точка транзистора: Vgs = −0,45 В, Vds = 0,5 В, обеспечивающая максимальный коэффициент усиления и устойчивость характеристик во всём частотном диапазоне 1–12 ГГц. Потребляемая мощность в рабочей области варьируется от 3,8 до 11 мВт.

Полученные результаты позволяют определить устойчивые режимы работы транзистора, оптимизировать энергопотребление будущего усилителя и уточнить параметры моделей транзистора, применяемых при проектировании криогенных малошумящих СВЧ-усилителей.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-79-00071.

1. E. Cha, N. Wadefalk, G. Moschetti, A. Pourkabirian, J. Stenarson, J. Grahn. A 300-μW cryogenic HEMT LNA for quan-tum computing // Proc. IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. 2020. P. 1299–1302.

2. M. W. Pospieszalski Extremely low-noise cryogenic amplifiers for radio astronomy: past, present and future // Proc. 22nd Int. Microwave and Radar Conference (MIKON). Poznan, Poland, 2018.

Исследование джозефсоновских переходов на основе графена для создания широкополосных детекторов электромагнитного излучения

И. А. Гайдученко[1,2]*, К. В. Шеин[1,2], А. И. Чернов[3,4], Г. Н. Гольцман[1,2,4], Д. А. Бандурин[5]

[1]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия, 101000
[2]Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия, 119435
[3]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Институтский переулок, 9, 141701
[4]Российскй квантовый центр, Москва, 121205
[5]Национальный университет Сингапура, Сингапур, 117575
*igaiduchenko@hse.ru

Однофотонные детекторы обеспечивают наивысший уровень чувствительности при регистрации оптического излучения в определённых спектральных диапазонах. Обнаружение отдельных фотонов и сигналов ультрамалой мощности критически важно для множества квантовых и классических приложений, включая квантовые вычисления, прецизионную метрологию, защищённые коммуникации, дистанционное зондирование. Однако значительным препятствием остаётся расширение возможностей однофотонного детектирования на дальний инфракрасный и микроволновый диапазоны электромагнитного спектра. Проблема заключается в том, что этот диапазон характеризуется относительно низкой энергией фотонов, недостаточной для значительного нарушения сверхпроводящего состояния в традиционных сверхпроводящих однофотонных детекторах, обеспечивающего однофотонное детектирование [1]. В результате многие технологические приложения в таких областях, как сверхпроводящая квантовая информатика, лидар, квантовые коммуникации, физическая химия и астрофизика, остаются на концептуальной стадии, ожидая появления новых физических систем с уникальными оптоэлектронными свойствами.

Целью данной работы является исследование возможности детектирования одиночных фотонов и сигналов малой мощности от среднего инфракрасного и до микроволнового диапазонов путём разработки оптоэлектронных устройств с джозефсоновскими переходами на основе металлов со сверхнизкой плотностью носителей заряда, таких как графен, двухслойный графен и их производные. Графен и его производные могут эффективно поглощать фотоны из широкого спектрального диапазона, что делает их универсальной платформой для создания детекторов электромагнитного излучения в диапазоне от единиц ГГц до десятков ТГц. Эти материалы обладают исчезающе малой электронной теплоёмкостью, поэтому даже небольшие энергетические воздействия вызывают резкое повышение электронной температуры.

Мы предлагаем использовать высокую чувствительность критического тока джозефсоновских переходов на основе графена к электронной температуре в качестве механизма регистрации поглощения фотонов. Поглощение электромагнитного излучения приводит к повышению электронной температуры в графене, подавляя ток переключения джозефсоновского перехода сверхпроводник–графен–сверхпроводник. Этот механизм может быть использован для считывания сигнала с болометра [2]. В качестве первого шага нами были изготовлены джозефсоновские переходы на основе СНС-структуры $NbSe_2$-graphene-$NbSe_2$ и исследованы их транспортные характеристики. Предварительные данные, полученные при базовой температуре 10 мК, демонстрируют формирование настраиваемого затвором джозефсоновского перехода. Вольт-амперные характеристики экспериментальнного образца, измеренные при различных температурах и напряжении затвора V_g = –2 В, демонстрируют выраженный гистерезис, наблюдаемый во всех диапазонах температур (10–900 мК) с незначительным снижением критического тока. Этот гистерезис указывает на наличие метастабильного состояния, необходимого для детектирования одиночных фотонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 23-72-00014).

1. V. Raj et al. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2025. V. 58. 24. P. 243001.
2. G.-H. Lee et al. // Nature. 2020. V. 586.7827. P. 42–46.

Взаимодействие квантовой системы с внешней средой в стохастической интерпретации

Е. В. Глазкова*, С. С. Сеидов

НИТУ МИСИС, Ленинский проспект, 4, стр. 1, Москва, 119049
*eglazkova@misis.ru

В работе исследована стохастическая интерпретация квантовой механики [1]. Суть квантово-стохастического соответствия заключается в представлении квантовой динамики, как немарковского стохастического процесса. Используя оператор эволюции, представляется возможным составить унистохастическую матрицу переходов немарковских процессов:

$$\Gamma_{ij} = U_{ij}^2 \equiv p(i,t|j,0), \quad (1)$$

каждый элемент описывает вероятность перехода из одного состояния в другое. Здесь $U = e^{-iHt}$ – оператор эволюции; $p(i,t|j,0)$ – вероятность нахождения системы в i-й конфигурации в момент времени t, при условии, что система находится в начальный момент времени 0 в j-й конфигурации. Такая интерпретация позволяет потенциально решить проблему квантовых измерений, избегая традиционных парадоксов, таких как коллапс волновой функции, проблема наблюдателя и т. д.

В рамках формализма квантово-стохастического соответствия была поставлена и решена следующая экстремальная задача: для фиксированного начального распределения $p(0)$ найти бистохастическую матрицу Γ, которая максимизирует количество нулевых компонент в результирующем векторе $p(t)$.

С использованием методов линейного программирования и теории двойственности была строго доказана следующая теорема: для начального распределения вероятностей $p(0)$ бистохастическая матрица Γ приводит к вектору $p(t)$ с максимальным количеством нулевых элементов тогда и только тогда, когда Γ является матрицей перестановки, причём $L \leq N - M$, где L – количество обнулённых элементов; N – количество изначально нулевых элементов в $p(0)$; M – количество положительных элементов в $p(0)$. А максимум $L = N - M$ достигается именно при перестановочных матрицах.

Работа выполнена в рамках гранта № К1-2022-027 по теме «Цифровые двойники для квантовых технологий: управление сложными системами для задач квантовых технологий и поиска новых материалов» (стратегический проект «Квантовый интернет»).

1. J. A. Barandes. The Stochastic-Quantum Correspondence. 2023. arXiv: 2302.10778.

Метод расчета оптимального контроля больших квантовых систем

А. А. Степаненко[1,2], К. С. Чернова[1], М. А. Горлач[1*]

[1]Университет ИТМО, Кронверкский просп., 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия
[2]Лондонский институт математических наук, ул. Альбемарле, 21, Лондон, Великобритания
*m.gorlach@metalab.ifmo.ru

Реализация потенциала больших квантовых систем требует гибкого и тщательного управления, которое заключается в специально подобранном изменении гамильтониана системы во времени. Подобные стратегии изучаются в рамках теории квантового оптимального контроля [1]. Одной из ключевых задач в этом направлении является минимизация времени, необходимого для приготовления заданного квантового состояния.

Перспективным методом для решения задач такого рода является метод квантовой брахистохроны [2] – вариационный подход, нацеленный на минимизацию времени эволюции между заданными начальным и конечным состояниями системы при учёте физических ограничениях на гамильтониан. Долгое временя решения были доступны только для относительно малых квантовых систем с небольшим числом степеней свободы, а первые исследования для больших систем появились совсем недавно [3]. Экспериментальные успехи делают актуальной задачу поиска оптимального контроля и для больших квантовых систем, которые на сегодняшний день создаются сразу на нескольких экспериментальных платформах.

Ключевой проблемой в расчёте больших квантовых систем является стремительный рост числа переменных с увеличением размера системы. Так, если квантовая система обладает N степенями свободы, то найти необходимо не только N-компонентную волновую функцию, но еще и зависимость от времени всех элементов гамильтониана. В случае метода квантовой брахистохроны это приводит примерно к N^2 неизвестным.

В данной работе мы предлагаем новый метод, позволяющий существенно упростить расчёт квантового оптимального контроля. Мы показываем, что число неизвестных может быть сокращено до $2N$ (а в некоторых специальных случаях – до N), что кардинально снижает сложность задачи, делая её сопоставимой по вычислительной нагрузке с аналогичной задачей для независящего от времени гамильтониана. Ключевая идея состоит во введении пары комплексных N-компонентных векторов, в которых, как оказывается, содержится не только вся информация о волновой функции системы, но и информация обо всех элементах гамильтониана. Разработанная нами техника сочетает идеи метода квантовой брахистохроны и метода пары Лакса – эффективного теоретического подхода из области нелинейной физики.

В качестве иллюстрации нашего метода решается задача о переносе одночастичного возбуждения в массиве из связанных кубитов со связями ближайших соседей, которые могут произвольно меняться во времени независимо друг от друга. Предполагая, что сумма квадратов всех связей в массиве фиксирована, мы показываем, что наибыстрейшая стратегия переноса изначально локализованного состояния соответствует хорошо локализованному волновому пакету, сохраняющему свою форму при распространении подобно солитону. Мы также вычисляем квантовый предел скорости для систем такого типа.

Таким образом, результаты данной работы позволяют найти баланс между квантовым пределом скорости с одной стороны, и физическими ограничениями на гамильтониан системы – с другой, открывая новые пути к гибкому управлению большими квантовыми системами.

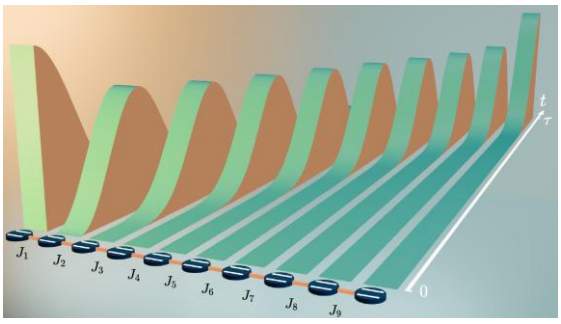


Рис. 1. Иллюстрация процесса оптимального переноса одночастичного состояния в массиве кубитов со связями ближайших соседей. Оптимальная стратегия предполагает перенос квантового состояния в виде локализованного волнового пакета

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10069.

1. Q. Ansel, E. Dionis, F. Arrouas et al. // Journal of Physics B. 2024. V. 57. P. 133001.
2. A. Carlini, A. Hosoya, T. Koike, Y. Okudaira // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 060503.
3. A. A. Stepanenko, K. S. Chernova, M. A. Gorlach // Phys. Rev. Lett. 2025. V. 135. P. 010803.

Экспериментальное наблюдение резонансной флуоресценции сверхпроводникового искусственного атома под действием резонансной бигармонической накачки

С. А. Гунин[1,*], Я. Т. Шнейдман[2,1], А. Ю. Дмитриев[1,3], Г. П. Федоров[1,3], Д. А. Калачева[1], О. В. Астафьев[2,1,3]

[1]Лаборатория ИКС, Московский физико-технический институт, пер. Институтский, 9, Долгопрудный, 141701
[2]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
[3]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
*gunin.sa@phystech.edu

Сверхпроводниковые искусственные атомы (кубиты) не только представляют собой перспективную экспериментальную платформу для создания аналоговых вычислительных устройств, основанных на квантовых принципах, но и являются важным структурным элементом для постановки оптических экспериментов в микроволновом диапазоне излучения. Принципиальная возможность реализации режима сильной связи искусственных атомов с внешними электромагнитными полями позволяет наблюдать фундаментальные квантово-оптические эффекты, такие как волновое смешение, генерацию кратных гармоник, резонансную флуоресценцию и др.

Настоящая работа посвящена исследованию спектра резонансной флуоресценции трёхуровневой системы (ТУС) под действием внешней резонансной бигармонической накачки. Искусственная ТУС реализована при помощи сверхпроводниковых кубитов трансмонов, основанных на шунтированных туннельных джозефсоновских контактах. Методом прямой оцифровки рассеянных полей с разрешением во времени экспериментально восстановлены автокорреляционные функции излучения [1], спектр которых имеет имеет пентетную структуру (рис. 1), которая зависит от амплитуд обоих возбуждающих тонов. Экспериментальные результаты успешно описываются в рамках теории открытых квантовых систем [2], которая также предсказывает наличие нетривиальных взаимных корреляций между излучением с первого и второго возбуждённых переходов искусственной трёхуровневой системы [3].

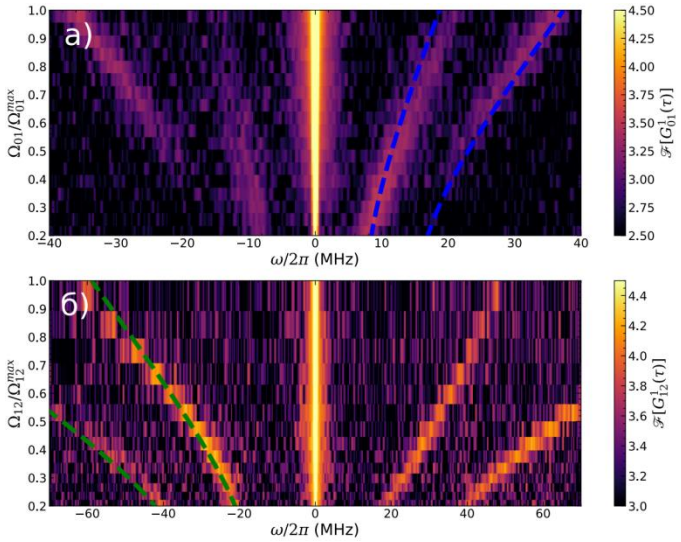


Рис. 1. Спектр резонансной флуоресценции первого возбуждённого перехода ТУС при развёртке амплитуды первого возбуждающего сигнала (*а*). Синяя пунктирная кривая – аналитически предсказанный спектр. Спектр флуоресценции второго возбуждённого перехода при развёртке амплитуды второго возбуждающего тона (*б*). Зелёная пунктирная кривая – аналитически предсказанный спектр

Авторы работы благодарят Центр Коллективного Пользования МФТИ, в частности Е. В. Коростылева за помощь в изготовлении экспериментальных образцов. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 24-72-00050.

1. S. A. Gunin, A. V. Vasenin, V. V. Voskresenskii et al. // JETP Lett. 2025. V. 121(6). P. 447–454.
2. H. J. Carmichael. Statistical Methods in Quantum Optics 1 // Springer Berlin, Heidelberg. 1998.
3. Я. Т. Шнейдман, С. А. Гунин, А. Ю. Дмитриев и др. // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 122(10). С. 650–659.

Динамика спинов в квантовых точках Si/SiGe с различным изотопным составом

Д. В. Гусейнов, А. А. Ежевский, А. В. Сухоруков, Р. А. Косихин

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*ezhevskii@phys.unn.ru

Исследование спиновых кубитов на основе квантовых точек Si мотивировано значительным временем когерентности спина. Однако когерентность спина в КТ ограничена электрическими и магнитными шумами из-за сверхтонких взаимодействий (СТВ) со случайно распределёнными ядрами ^{29}Si. Это создает проблему для большинства одно- и многокубитных операций в спиновых кубитах на основе квантовых точек. В кремниевых КТ спектр орбитальных состояний усложняется из-за вырождения долин, которое может быть снято потенциалом интерфейса, приводя к возникновению долин-орбитальной связи, зависящей от детальной структуры интерфейса. Вследствие этого, а также из-за наведённых или случайных градиентов магнитных полей, спин электрона, локализованного в кремниевой квантовой точке (КТ), оказывается чувствительным к влиянию шума электрического поля в полупроводниках и зарядового шума в диэлектрике структуры. Причём электрические шумы подавлять сложнее, чем магнитные, поскольку от последних можно частично избавиться путём очистки материала гетероструктуры от магнитных ядер ^{28}Si и ^{73}Ge.

Задача очистки материала возникла в связи с тем, что в природном кремнии, содержащем 4,7 % ядер ^{29}Si, времена дефазировки слишком малы (~0,6 мкс) [1] даже для выполнения однокубитных операций. Для определения требуемой степени чистоты необходимо оценить СТВ вклад в T_2^*, который включает в себя в основном изотропную (контактную) компоненту $A = a_{изо} + b_{анизо}$. Помимо этого необходимо знать плотности волновых функций электрона на ядре в КТ. Мы провели такую оценку, пользуясь простой моделью, предположив, что в квантовой точке находится одно ядро ^{29}Si. На основе волновых функций $\Psi(r) = u_k(r)e^{ikr}\phi(r)$ [2, 3], как произведение блоховской функции и огибающей $\phi(r) = \phi_x(x)\phi_y(y)\phi_z(z)$ (огибающие функции, соответствующие основному орбитальному состоянию). Находя средние значения от распределений плотностей огибающих волновых функций и умножая на фактор $\eta = 178$, равный плотности блоховской волновой функции, мы получили время $T_2^* \approx 460$ мкс для КТ, содержащей $N \approx 10^6$ атомов и одно магнитное ядро. Для получения зависимости скорости дефазировки от числа ядерных спинов в КТ мы использовали метод Монте-Карло для моделирования координат случайных равномерно распределенных точек. Расчёты показали, что скорости дефазировки $1/T_2^*$ при любом количестве магнитных ядер в КТ пропорциональны квадратному корню из их числа.

Проведённые расчёты вклада СТВ с помощью предложенной модели дали разумные оценки времён для КТ с различной степенью изотопного обогащения. Установлено, что с увеличением размера точки время T_2^* увеличивается.

Выбор степени обогащения бесспиновыми изотопами может зависеть от вклада электрических (зарядовых) шумов. Их источником являются флуктуации заряда, например, TLF (two-level fluctuators) [4]. Они вызывают изменение электрического поля и размытие волновой функции электрона, изменение g-фактора, СТВ и т. д. Шум и спин-орбитальное (СО) взаимодействие в совокупности приводят к спиновой релаксации. В Si, несмотря на слабую СО, нарушение симметрии инверсии вблизи интерфейса делает спин-орбитальную связь неизбежной. Другим источником СО взаимодействия в КТ могут служить атомы германия, случайно распределённые в КТ. В кремниевой Si/SiGe КТ содержание германия оценивается на уровне не менее 0,3 % из-за эффекта сегрегации.

В серии работ [5] исследована спиновая динамика в $^{28}Si_{1-x}{}^{72}Ge_x$ при малом ($x \le 1$ %) содержании Ge, показавшая существенное влияние германия на времена спиновой когерентности T_1 и T_2 электронов на донорах.

В этой связи интересны результаты, полученные в работах на структурах Si/SiO_2, показывающие лучшие результаты [1] по сравнению с Si/SiGe, несмотря на влияние зарядовых шумов из-за близости границы Si/SiO_2 к КТ. Влияние остаточного германия в квантовой яме на времена релаксации и его участие в переносе зарядового шума к спину кубита должно быть учтено в дальнейших исследованиях природы электрического шума.

Работа выполнена при поддержке Росатома (договор с ООО «СП КВАНТ» № 868/1820-Д от 17.10.2025).

1. P. Stano, D. Loss // arXiv:2107.06485v9 [cond-mat.mes-hall] (2025).
2. J. Fischer, W. A. Coish, D. V. Bulaev, Daniel Loss // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 155329.
3. S. Richard, F. Aniel, G. Fishman // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 245316.
4. A. Bermeister, D. Keith, D. Culcer // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 192102.
5. E. A. Kalinina, D. V. Guseinov, A. V. Soukhorukov et al. // Appl. Magn. Reson. 2024. V. 55. P. 551–564.

Эпитаксиальные гетероструктуры со слоями $BaTiO_3$ для применений в интегральной оптике, нанофотонике и наноэлектронике

П. А. Дворцова*, Ю. А. Ладанова, А. Б. Кулинкин, С. М. Сутурин, Н. С. Соколов, А. Г. Кузьменков, Н. А. Малеев, А. А. Торопов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021
*p.dvortsova@mail.ioffe.ru

Среди сегнетоэлектрических материалов титанат бария ($BaTiO_3$, BTO) является одним из перспективных кандидатов для применений в интегральной оптике, нанофотонике и наноэлектронике благодаря уникальному сочетанию свойств. В частности, гетероструктуры BTO/MgO служат основой для создания электрооптических модуляторов для интегральной оптики и квантовых компьютеров благодаря наличию в BTO сильного эффекта Поккельса [1]. Также перспективным применением BTO являются энергонезависимые ячейки сегнетоэлектрической оперативной памяти (FeRAM) [2]. Кроме того, на основе гетероструктур BTO-полупроводник возможно создание сверхэнергоэффективных сегнетоэлектрических полевых транзисторов (FeFET), подзатворным диэлектриком в которых служит слой BTO, при этом его поляризация управляет проводимостью двумерного электронного газа в канале [3].

Настоящая работа посвящена эпитаксиальному выращиванию слоёв BTO на подложках MgO(001) и GaN/Al_2O_3(0001) методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии (LMBE). Кристаллическая структура и эпитаксиальные соотношения выращенных плёнок контролировались *in situ* с применением усовершенствованной методики анализа данных дифракции быстрых электронов (3D-RHEED) [4]. Для определения постоянных решёток тетрагональной фазы BTO производились измерения методом рентгеновской дифрактометрии. Измерения RHEED свидетельствуют о высоком кристаллическом качестве выращенных структур (рис. 1, *а*). Моделирование данных XRD позволило установить, что в большинстве выращенных структур ось анизотропии направлена по нормали к поверхности образца (что также согласуется с результатами измерений спектральной эллипсометрии, – рис. 1, *б*), что свидетельствует о применимости полученных плёнок для создания структур волноводных электрооптических модуляторов. Морфология поверхности выращенных структур оценивалась посредством атомно-силовой микроскопии, среднеквадратичная шероховатость поверхности исследованных структур составляла около 0,1 нм. Для оценки сегнетоэлектрического отклика слоя BTO производились измерения вольт-амперных характеристик по двухзондовой методике, а так же измерения силовой микроскопии пьезоотклика (PFM), что позволило продемонстрировать наличие ярко выраженного сегнетоэлектрического отклика при приложении внешнего электрического поля. На рис. 1, *в* представлен результат сканирования в режиме регистрации фазы PFM, в центре скана получен поляризованный участок заданной площади посредством приложения постоянного напряжения.

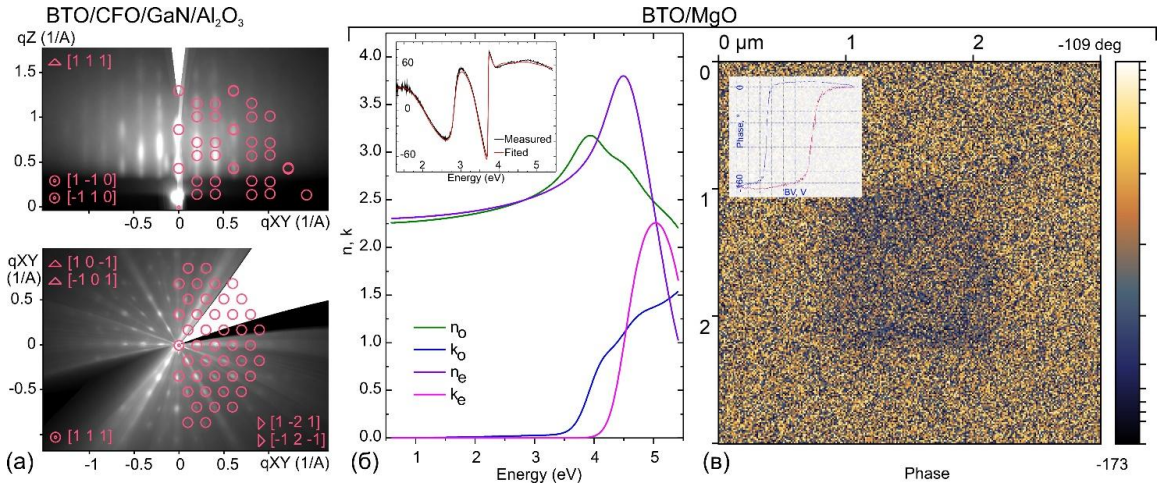


Рис. 1. Метод 3D-RHEED: *а* – виды сбоку и сверху в обратном пространстве; *б* – составляющие комплексного показателя преломления на основе данных спектральной эллипсометрии (на вставке отличное совпадение измеренных и смоделированных спектральных зависимостей для угла Δ; *в* – изображение PFM, полученное при сканировании сигнала фазы (на вставке – петля гистерезиса фазы, полученная при развёртке DC напряжения в пределах ±10 В)

1. J. Winiger et al. // Adv. Mater. Interfaces. 2024. V. 11, no. 1.
2. Y. Lin et al. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2022. V. 14, no. 44. P. 49928–49936.
3. P. Debashis et al. // Nano Lett. 2024. V. 24, no. 40. P. 12353–12360.
4. Suturin S.M. et al. // J. Appl. Crystallogr. 2016. V. 49, no. 5. P. 1532–1543.

Неклассическая интерференция полей и приготовление запутанных состояний в открытых системах сверхпроводниковых кубитов

А. Ю. Дмитриев[1]*, А. В. Васенин[1], С. А. Гунин[1], Т. Р. Сабиров[1], Я. Т. Шнейдман[1], О. В. Астафьев[2,1]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[2]Сколковский институт науки и технологий, территория инновационного центра «Сколково», Большой бульвар, 30, стр. 1 , Москва, 121205
*aleksei.j.dmitriev@phystech.edu

Каскадные системы оптических объектов [1] являются мощным инструментом изучения коллективных эффектов квантовой оптики. Они предусматривают возможность направлять излучение от одного рассеивателя (классического или квантового) к другому, что позволяет изучать коллективное взаимодействие объектов с излучением. Мы рассматриваем каскадные системы на основе сверхпроводниковых кубитов, каждый из которых сильно связан с однонаправленным СВЧ-волноводом. В рамках теории открытых квантовых систем предсказан ряд нетривиальных коллективных эффектов, таких как формирование стационарного чистого запутанного многочастичного состояния, структура которого определяется режимом накачки.

Двухкубитная каскадная система, в которой излучение атома-источника рассеивается на пробном атоме, является простейшим случаем, доступным для экпериментального изучения. Мы теоретически и экспериментально демонстрируем ряд эффектов [2], связанных с рассеянием полей, излучаемых первым атомом каскадной системы, на втором атоме этой системы. Здесь выделяется неклассическая интерференция когерентной компоненты: интенсивность релеевского рассеяния может обращаться в нуль для нескольких различных режимов накачки атомов, что невозможно в случае рассеяния классического сигнала на одиночном кубите. Также выявлена корреляция между знаком стационарного когерентно рассеянного сигнала и запутанностью (*concurrence*) в стационарном состоянии пары кубитов. Рассмотренный подход к приготовлению стационарных запутанных состояний может быть полезен для конструирования квантовых связей между отдельными квантовыми вычислительными ячейками (QPU) в составе единого вычислительного кластера.

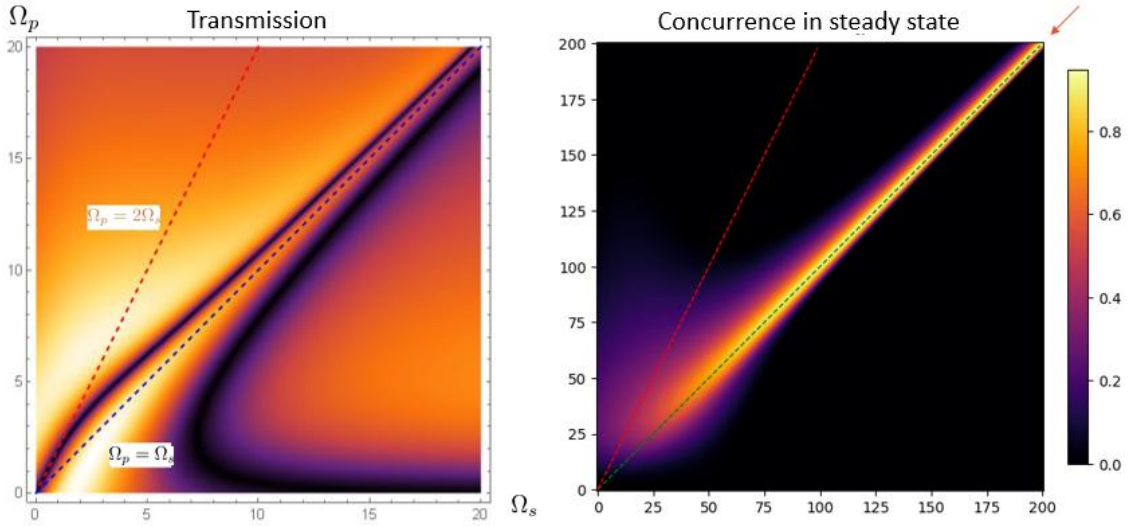


Рис. 1. *Слева* – амплитуда релеевского рассеяния на пробном атоме. *Справа* – величина запутанности двухкубитного стационарного состояния для аналогичных режимов накачки

Работа выполнена при поддержке Дорожной Карты по квантовым технологиям.

1. H. Pichler, T. Ramos, A. J. Daley, P. Zoller // Phys. Rev. A. 2015. V. 91. P. 042116.
2. A. Yu. Dmitriev, A. V. Vasenin, S. A. Gunin et al. // Phys. Rev. A. 2025. V. 111. P. 043715.

Подавление тепловых перекрестных шумов в интегральных фотонных схемах из нитрида кремния посредством сквозного травления

Н. Ю. Дмитриев[1], Л. Д. Гальченко[1,2], Д. А. Брюквина[3], А. М. Мумляков[1], И. А. Биленко[3], М. А. Тархов[1]

[1]Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Москва, 119991
[2]Московский Государственный университет им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, 119991
[3]Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141701

На сегодняшний день нитрид кремния является одной из самых перспективных и наиболее зрелых интегральных фотонных платформ [1, 2]. Разработанные технологические процессы позволяют создавать интегральные волноводы с потерями ниже 0,1 дБ/см, что открывает возможности для создания сложных топологий и полноценных устройств на данной платформе. Ввиду отсутствия электрооптического и пьезоэлектрического эффектов в нитриде кремния, единственным доступным механизмом управления элементами интегральных схем является использование термооптического эффекта. Так как термооптический коэффициент нитрида кремния составляет порядка $2{,}5 \cdot 10^{-5}$ $К^{-1}$, для достижения заметного отклика оптической системы требуется локальный нагрев до температур порядка несколько сотен градусов. Такой нагрев неизбежно сопровождается интенсивным рассеянием тепла, что приводит к возникновению перекрёстных помех, выражающихся в сильном влиянии элементов фотонной интегральной схемы друг на друга. В настоящее время тепловые перекрёстные помехи являются одной из основных и наиболее критичных проблем при разработке фотонных интегральных схем, от решения которой во многом зависит будущее развитие интегральной платформы нитрида кремния [3, 4]. Поиск технологически простого и при этом эффективного решения для подавления перекрёстных тепловых помех сегодня имеет первостепенное значение.

В данной работе предложено решение проблемы тепловых перекрёстных помех в интегральных фотонных схемах из нитрида кремния путём изоляции элементов посредством сквозного травления. Представлен анализ тепловых потоков внутри фотонного чипа с применением численных методов, позволивший определить оптимальные геометрии барьерных структур для подавления тепловых перекрёстных помех. Разработана оригинальная технология формирования изоляционных структур. Представлены данные экспериментального исследования изготовленных образцов, демонстрирующие высокие теплоизоляционные свойства предложенных барьерных структур.

Работа выполнена в рамках проекта 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеризация образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» – «Комплекса оборудований для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий».

1. C. Xiang, W. Jin, J. E. Bowers. Silicon nitride passive and active photonic integrated circuits: trends and prospects // Photonics research. 2022. V. 10, no. 6. P. A82–A96.

2. D. J. Moss et al. New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and Hydex for nonlinear optics // Nature photonics. 2013. V. 7, no. 8. P. 597–607.

3. M. Milanizadeh et al. Canceling thermal cross-talk effects in photonic integrated circuits // Journal of Lightwave Technology. 2019. V. 37, no. 4. P. 1325–1332.

4. A. Masood et al. Fabrication and characterization of CMOS-compatible integrated tungsten heaters for thermo-optic tuning in silicon photonics devices // Optical Materials Express. 2014. V. 4, no. 7. P. 1383–1388.

Квантовый поиск по энергетическому ландшафту изинговских моделей модифицированным методом Гровера

А. А. Жуков[1,*], А. В. Лебедев[1,2], Л. В. Борк[1], А. С. Пляшечник[1], В. В. Погосов[1,2,3]

[1]Всероссийский НИИ автоматики им. Н. Л. Духова, ул. Сущёвская, 22, Москва, 127055
[2]Московский физико-технический институт (МФТИ), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700
[3]Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412
*zugazoid@gmail.com

Несмотря на значительный интерес к тематике квантовых вычислений, количество квантовых алгоритмов, гарантирующих преимущество над классическими, остаётся небольшим. Примерами таких алгоритмов являются симуляции динамики квантовых систем с помощью разложения Троттера, а также алгоритм Гровера. В то же время семейство моделей Изинга служит удобным формализмом для записи сложных задач комбинаторной оптимизации и представляет интерес для фундаментальной науки. Недавно в нашей работе [1] был предложен метод, объединяющий алгоритм Гровера с симуляцей динамики спиновых изинговских систем, позволяющий находить поиск состояния с наименьшей или наибольшей энергией.

Суть метода заключается в том, что равномерная суперпозиция всех собственных состояний гамильтониана подвергается эволюции в течение фиксированного времени, в результате чего каждое состояние получает фазовый множитель, зависящий от его энергии. Подбирая время эволюции так, чтобы для выбранного энергетического диапазона эффективный фазовый сдвиг был близок к смене знака, мы реализуем роль приближённого оракула для этого набора состояний (в случае симметричных распределений энергий).

В настоящей работе мы развиваем идею использования эволюции изинговских моделей в качестве квантового оракула для алгоритма Гровера. Представлены результаты полного аналитического вывода для гауссова распределения, а также численные и аналитические результаты для более сложных распределений. Важно отметить, что в нашем методе, в отличие от стандартного поиска Гровера, оракул является приближённым, поскольку воздействует непрерывным образом на все состояния. Несмотря на это, как показано в данной работе аналитически, в пределе большого числа итераций предложенный приближенный оракул приводит к такому же эффекту, что и точный оракул в стандартном поиске Гровера.

Разработанный подход основан на использовании метода производящих функций. В непрерывном приближении получено явное выражение для предельного распределения, к которому сходится алгоритм при большом числе итераций. Для случая, когда распределение уровней близко к гауссову, удаётся выделить малый параметр, экспоненциально зависящий от ширины спектра и времени эволюции, и показать, что профиль вероятности вблизи целевой энергии формирует узкий пик лоренцева типа, высота которого растёт, а ширина убывает с числом итераций. В итоге показано, что при оптимальном выборе времени эволюции характерное число итераций, необходимое для получения конечной вероятности обнаружения целевого состояния, масштабируется как квадратный корень из размера пространства состояний, что соответствует стандартной оценке для алгоритма Гровера.

Рассмотрен также случай асимметричного спектра, релевантный для ряда оптимизационных задач. Показано, что в данном случае необходима более сложная оптимизация по времени эволюции, которое может отличаться на чётных и нечётных шагах алгоритма. Метод демонстрирует хорошие результаты и в этих случаях, позволяя повысить вероятность обнаружения целевого состояния от экспоненциально малых значений к величинам порядка единицы. Обсуждается потенциал использования метода для решения различных оптимизационных задач.

Также проведена демонстрационная реализация алгоритма на реальном сверхпроводниковом квантовом процессоре Snowdrop4q с использованием облачной платформы Bauman Octillion. Подтверждены основные принципы функционирования предложенного квантового алгоритма.

1. A. A. Zhukov, A. V. Lebedev and W. V. Pogosov. Grover's search meets Ising models: A quantum algorithm for finding low-energy states // Comput. Phys. Commun. 2025. V. 313. Art. 109627.

Адиабатический квантовый параметрон как выпрямитель гармонических сигналов

Д. Е. Завьялов*, Д. С. Пашин

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*dmitrijzavalov006@gmail.com

Одной из ключевых проблем современных сверхпроводниковых квантовых компьютеров является сложность комнатной СВЧ-электроники, управляющей кубитами. В качестве решений предлагались использовать применение цифровой сверхпроводниковой электроники [1, 2] и мультиплексирование управляющих сигналов [3]. В данной работе мы предлагаем использовать AQFP (Adiabatic quantum flux parametron, адиабатический квантовый параметрон) [4] как выпрямитель гармонического сигнала. Устройство работает следующим образом: AQFP возводит в квадрат гармонический сигнал достаточно низкой частоты (что является проявлением адиабатичной динамики системы). С помощью двух AQFP складываются выходные сигналы от входных $\sim \sin(\omega t)$ и $\sim \cos(\omega t)$, образуя постоянный сигнал. Этот сигнал смещает частоту трансмонного кубита, позволяя манипулировать его состоянием.

AQFP эквивалентен двухконтактному сквиду, шунтированному индуктивностью (рис. 1, *a*). При подаче малого переменного потока φ_x легко показать, что ток на выходе $I_{out} \sim I_{in}(1-\cos\varphi) \sim I_{in}\,\varphi^2 \sim I_{in}\,\varphi_x^2$, где $\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)/2$ – полуразность фаз контактов, I_{in} – постоянный ток, подаваемый гальванически. Однако передаточная функция AQFP $\varphi_{out}(\varphi_x)$ не имеет простой вид $\sim (1-\cos\varphi)$, где $\varphi \sim \varphi_x$. При возрастании переменного потока φ_x имеют влияние высшие чётные степени разложения передаточной функции. Нами найдены формулы коэффициентов вплоть до шестой степени. Коэффициент при второй степени в приближении $\varphi_{out} \approx \alpha\varphi_x^2$, который является коэффициентом усиления, имеет вид

$$\alpha = \frac{I_{in}L_{out}}{2\left(1+I_cL\sqrt{1-I_{in}^2/4I_c^2}\right)^2\left(1+I_c(L+2L_{out})\sqrt{1-I_{in}^2/4I_c^2}\right)}. \quad (1)$$

Методом градиентного спуска были найдены параметры (без учёта взаимных индуктивностей), максимизирующие величину α и нивелирующие влияние старших степеней, при заданной постоянной амплитуде переменного потока φ_x^{max}:

$$\varphi_x^{max} = 1{,}4,\ I_c = 0{,}80,\ I_{in} = 1{,}52,\ L_{out} = 0{,}47,\ L = 0{,}41 \ \Rightarrow\ \varphi_{out}^{max} = 0{,}6. \quad (2)$$

Одно из применений смещения по потоку – реализация Z-гейта. Изменение частоты кубита приводит к дополнительному набегу фаз у базисного состояния $|1\rangle$, который должен накопиться за определённое время. При этом можно сдвигать кубит сигналом только от одного AQFP (рис. 1, *b*, *c*). Рассматривая многоуровневую динамику трансмон-кубита вместе с адиабатической динамикой AQFP, мы получили фиделити в диапазоне $F \sim 0{,}99999{-}0{,}999999$, а также оценили утечку на высшие уровни кубита $L \approx 1 - F$.

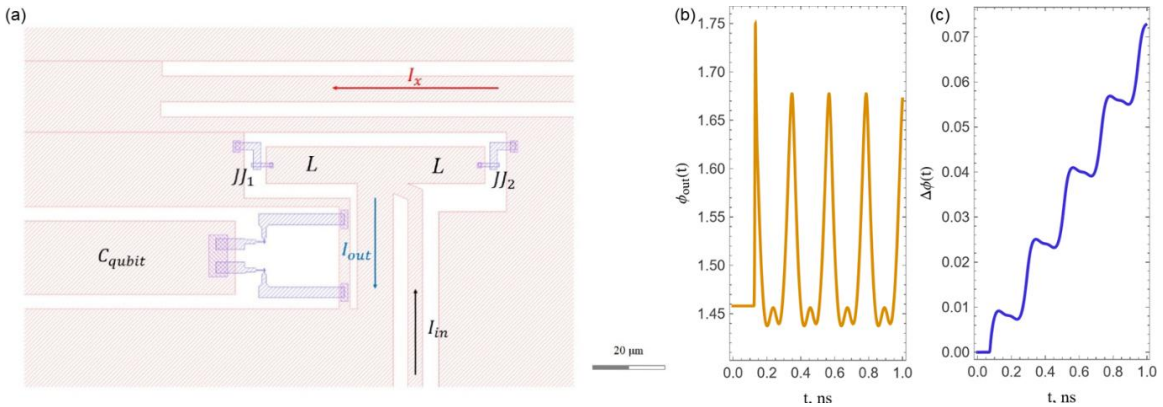


Рис. 1. Топология схемы AQFP, связанного с трансмонным кубитом (*a*). Несколько начальных колебаний выходной фазы φ_{out} у AQFP (*b*) (с учётом взаимных индуктивностей). Набег фазы (*c*) у состояния $|1\rangle$ трансмонного кубита при воздействии смещающего потока φ_{out} на рис. 1, *b*; начальное состояние кубита – $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-20059.

1. Opremcak et al. // Science. 2018. V. 361. P. 1239–1242.
2. R. McDermott, M. Vavilov, B. Plourde, F. K. Wilhelm, P. J. Liebermann, O. A. Mukhanov, and T. A. Ohki // Quantum Science and Technology. 2018. V. 3. P. 024004.
3. O. A. Mukhanov et al. // International Electron Devices Meeting. 2019. P. 31.2.1–31.2.4.
4. N. Takeuchi, D. Ozawa, Y. Yamanashi, and N. Yoshikawa // Superconductor Science and Technology. 2013. V. 26. P. 035010.

Исследование трансмона в межуровневых режимах при высокой заселенности резонатора

Ю. И. Зотова[1,2*], Е. С. Лаврина[3,1], Г. П. Федоров[1,2], Е. В. Коростылев[1], Д. А. Калачева[3,1], А. Н. Болгар[1], В. Б. Лубсанов[1], О. В. Астафьев[3,1]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
[3]Сколковский институт науки и технологий, Москва, 121205
*ju.zotova@gmail.com

Сверхпроводниковые искусственные атомы – трансмоны – широко используются при создании многокубитных сверхпроводниковых устройств. Контроль и управление трансмонами осуществляются с помощью считывающего резонатора, связанного с атомом и линией считывания, частоты которых значительно разнесены (дисперсионный режим, $|\omega_t - \omega_{tr}| > g$) [1]. В такой связанной системе энергетические уровни трансмона и резонатора сдвигаются по частоте относительно собственных частот (дисперсионный сдвиг χ [1]). Величина этих сдвигов зависит от средней заселённости резонатора микроволновыми фотонами во время считывания состояния трансмона (высокочастотный эффект Штарка).

Взаимное расположение энергетических уровней трансмона и резонатора является одним из ключевых параметров при проектировании квантовых гейтов. В частности, при расположении частоты резонатора между основным и следующим переходом в трансмоне ($\omega_{eg} > \omega_r > \omega_{fe}$) реализуется межуровневый режим [1], в котором величина дисперсионного сдвига χ многократно увеличивается, а на границах режима меняет знак. Несмотря на существующие теоретические предсказания поведения системы на границах межуровневого режима [1], экспериментальные исследования такого режима на трансмонах не проводились.

В данной работе проведено экспериментальное исследование поведения системы трансмон-резонатор в межуровневом режиме методом двухтоновой кросс-керровской спектроскопии. Установлено, что на границах межуровневого режима наблюдаются спектральные особенности, отмеченные на рис. 1, *a* в областях I и II. Также выявлены дополнительные спектральные особенности, не описываемые существующей теорией [1]. Для объяснения наблюдаемых эффектов разработана модель, демонстрирующая численное согласие с экспериментальными результатами и описывающая все наблюдаемые спектральные особенности.

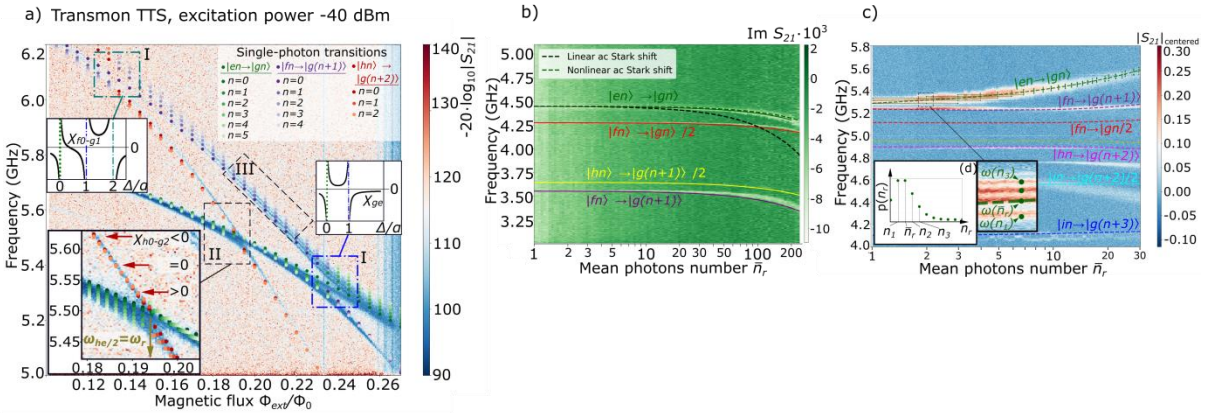


Рис. 1. Двухтоновые спектры трансмона и численная аппроксимация: *a* – спектр переходов трансмона в зависимости от внешнего магнитного потока с наблюдаемыми особенностями; *b* – нелинейная зависимость сдвига Штарка от заселённости резонатора; *c* – расщепление основного перехода трансмона по различным значениям заселённости резонатора

При исследовании системы на высоких заселённостях резонатора, для которой предсказано более высокое отношение сигнал-шум, были обнаружены две особенности. Во-первых, наблюдалось расщепление энергетических уровней по фотонным состояниям [2] (рис. 1, *a*, особенность III). Во-вторых, зафиксировано аномальное отклонение частот переходов трансмона ω_{eg} от линейной зависимости при увеличении заселенности резонатора $\bar{n}_r$ (линейный высокочастотный сдвиг Штарка, рис. 1, *b*), сравнение зелёной и чёрной кривых). Описанные эффекты также наблюдались на других переходах при различных значениях внешнего магнитного потока Φ (рис. 1, *c*). Поскольку вторая особенность не описывается традиционной теорией сдвига Штарка в трансмонах [1], в данной работе было выполнено точное численное моделирование, подтверждённое разработанной аналитической моделью и согласующееся с экпериментальными наблюдениями.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-00088.

1. J. Koch, T. M. Yu, J. Gambetta et al. // Physical Review A. 2007. V. 76 (4).
2. D. I. Schuster et al. // Nature. 2007. V. 445, no. 7127. P. 515–518.

Рост плёнок магнитного топологического изолятора $(MnTe)_x(Bi_2Te_3)_y$ методом МЛЭ

Д. В. Ищенко[1], С. П. Супрун[1], Е. Д. Кырова[1,2], Е. В. Федосенко[1], В. А. Голяшов[1,3], Н. П. Степина[1], А. С. Сухих[4], О. Е. Терещенко[1,3]

[1]Институт физики полупроводников СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Новосибирский Государственный технический университет, просп. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073
[3]Новосибирский Государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090
[4]Институт неорганической химии СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090

Введение магнитной примеси в топологические изоляторы (ТИ) привело к появлению новых свойств, таких как квантовый аномальный эффект Холла [1] и аксионный изолятор [2]. В 2013 г. был синтезирован Bi_2MnTe_4 (ВМТ), в котором атомы MnTe встраиваются в решётку Bi_2Te_3, и образуется структура, состоящая из чередующихся ковалентно-связанных семи слоёв (SL) Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te; между собой эти слои связаны ван-дер-ваальсовой связью. При этом магнитные моменты каждого слоя Mn направлены в противоположные стороны (антиферромагнитно) с ориентацией вне плоскости (*out-of-plane*), поэтому свойства материала характеризуются количеством таких SL. Так, если количество SL равно одному, то это тривиальный изолятор, если количество нечётное, то это изолятор Черна, если чётное – это аксионный изолятор.

Таким образом, поскольку свойства этого материала критичны к толщине, получение тонких плёнок с требуемыми геометрическими размерами является актуальной проблемой.

В данной работе плёнки МВТ были выращены на подложках Si(111) методом молекулярно-лучевой эпитаксии, при температурах $T_{подл} \approx 320–370$ °C. В качестве источников использовались элементные Mn, Te и бинарное соединение Bi_2Te_3. Скорость роста контролировалась *in sito* кварцевым датчиком и составляла $\upsilon \approx 4$ Å/мин, качество кристаллической структуры оценивалось при помощи дифракции быстрых электронов на отражение. Толщина плёнок составляла от 10 до 50 нм, она была определена по измерениям *ex situ* методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Состав плёнок контролировался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), структура плёнок – энергодисперсионной рентгеновской спектроскопией (ЭДА).

В работе приводятся данные АСМ, РФЭС и ЭДА для плёнок, выращенных при различных технологических параметрах. Например, на рис. 1 приведены спектры ЭДА для двух плёнок с составом, близким к Bi_2MnTe_4 (сплошная линия) и с обогащением по марганцу (полые круги). Видно, что существует не только дополнительный пик, характерный для решётки MnTe, но и смещение как в одну, так и в другую сторону относительно положений пиков Bi_2MnTe_4 (пунктирная вертикальная линия), что говорит о наличии напряжений в плёнке. Также для описания спектров РФЭС-плёнок с избытком марганца требуется ввести дополнительный пик с $E_b \approx 639{,}9$ эВ, который в литературе называют субтеллуровым, т. е. Mn_2Te [3].

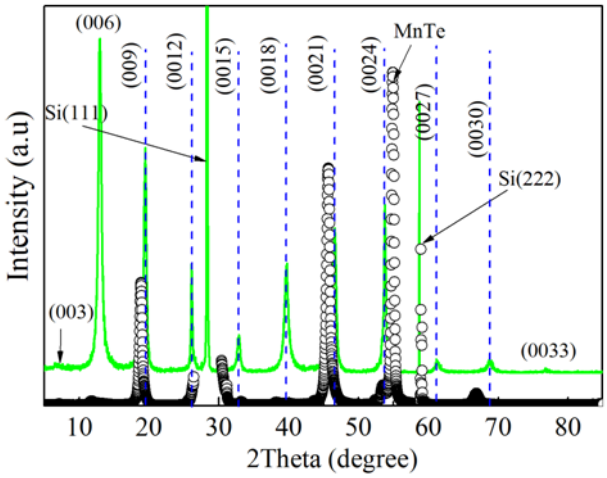


Рис. 1. Спектры рентгеновской дифракции плёнок МВТ, полученных при различных технологических параметрах

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ № 25-62-00004.

1. C.-Z. Chang et al. // Science. 2013. V. 340. P. 167–170.
2. M. Mogi, M. Kawamura et al. // Nat Mater. 2017. V. 16 (5). P. 516–521.
3. F. Jiao et al. // Jour. of. Supercun. & Novel Mang. 2021. V. 34. P. 1485–1493.

Минимизация дефазировки в многокубитных квантовых устройствах с использованием особенностей спектра искусственного атома типа кинемон

А. С. Кирковский[1,2]*, Д. А. Калачева[2,1], А. Ю. Дмитриев[2], О. В. Астафьев[1,2]

[1]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
*kirkovskii.as@phystech.edu

Перспективными платформами для квантовых вычислений являются устройства на основе сверхпроводниковых квантовых микросхем [1]. Основным фактором, ограничивающим эффективность таких устройств, является декогеренция сверхпроводниковых кубитов [2]. Одной из наиболее распространённых архитектур кубитов являются перестраиваемые кубиты-трансмоны [3]. Такие кубиты позволяют проводить более быстрые квантовые вентили и избегать наложения частот [4, 5]. Однако вне конечного набора оптимальных точек скорость дефазировки перестраиваемых кубитов значительно увеличивается из-за взаимодействия с потоковым шумом.

В первой части настоящей работы мы рассматриваем модель многокубитного квантового устройства, состоящего из перестраиваемых кубитов-трансмонов с постоянной ёмкостной связью. Мы показываем, что для выполнения двухкубитного iSWAP-вентиля в такой системе необходимо выводить некоторые кубиты из оптимальных точек, что приводит к увеличению дефазировки.

Для решения данной проблемы мы предлагаем использовать алгоритм выполнения iSWAP-вентиля, использующий три различные оптимальные точки. В предложенном алгоритме все кубиты находятся в соответствующих оптимальных точках, что позволяет минимизировать влияние дефазировки во время выполнения вентиля.

Для реализации данного алгоритма предлагается заменить трансмоны на другую архитектуру сверхпроводниковых кубитов. В настоящей работе мы используем кубит типа кинемон [6]. В его схеме dc-SQUID разделён индуктивным элементом на два сверхпроводящих кольца, из-за чего в спектре кинемона наблюдается до четырёх различных оптимальных точек. Схема управления кубитами, предложенная в работе, не требует использования более одной линии управления на каждый кубит, что является преимуществом перед альтернативными вариантами решения проблемы – использовованием перестраиваемой связи [7] и динамических оптимальных точек [8].

Для верификации предложенного алгоритма мы рассматриваем модели четырёхкубитных устройств, состоящих из трансмонов и кинемонов. Мы симулируем iSWAP-вентили на каждом из устройств по соответствующим алгоритмам, численно решая уравнение Линдблада. Результаты симуляций подтверждают, что использование предложенного алгоритма позволяет уменьшить влияние дефазировки и увеличить точность квантового процесса.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 24-72-00050.

1. J. Preskill // Quantum. 2018. V. 2. P. 79.
2. T. Abad, J. Fernández-Pendás, A. F. Kockum, G. Johansson // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129(15). P. 150504.
3. J. Koch, T. M. Yu, J. Gambetta, A. A. Houck et al. // Phys. Rev. A. 2007. V. 76(4). P. 042319.
4. R. Barends, C. M. Quintana, A. G. Petukhov et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123(21). P. 210501.
5. J. M. Chávez-Garcia, F. Solgun, J. B. Hertzberg et al. // Phys. Rev. Appl. 2022. V. 18(3). P. 034057.
6. D. Kalacheva, G. Fedorov, J. Zotova et al. // Phys. Rev. Appl. 2024. V. 21(2). P. 024058.
7. Y. Sung, L. Ding, J. Braumüller et al. // Phys. Rev. X. 2021. V. 11(2). P. 021058.
8. J. A. Valery, S. Chowdhury, G. Jones et al. // PRX Quant. 2022. V. 3(2). P. 020337.

Генерация запутанных многофотонных состояний из одиночной квантовой точки

А. М. Кононов*, И. В. Крайнов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021
*positronpositivny@gmail.com

Кластерные фотонные состояния – это многочастичные запутанные состояния, способные демонстрировать корреляции, необходимые для реализации квантовых вычислений и коммуникаций. С использованием в качестве источника одиночных фотонов квантовую точку (КТ), помещённую в оптический микрорезонатор, кластерные состояния могут быть получены из неразличимых одиночных фотонов с помощью вероятностных гейтов – интерференции двух неразличимых фотонов на световом делителе и последующих проективных измерений. Другой способ – применение спин-фотонного запутывания в одиночной заряженной КТ. Отличительной особенностью существующих методов является формирование кластеров последовательными импульсами накачки экситонов или трионов в КТ. При этом, как правило, используются π-импульсы.

В настоящей работе исследуется возможность создания и управления запутанными фотонными состояниями, генерируемыми трионом в КТ с использованием одного когерентного импульса накачки. В работе [1] было показано, что трион с резидентной дыркой в КТ из-за керровской нелинейности приводит к резонансному когерентному рассеянию лазерного импульса. Накачка системы осуществляется когерентным лазерным импульсом, состоящим из состояний с разным числом фотонов. Из-за зависимости частоты осцилляций Раби от числа фотонов в импульсе реализуется суперпозиция состояний резидентной дырки и триона, имеющих разные фазы для различного числа фотонов, вследствие чего при 2π-импульсе имеется ненулевая вероятность заселённости состояния триона. Это приводит к формированию когерентной суперпозиции резонансно рассеянного фотона лазерного импульса и излучаемого возбужденным трионом, что проявляется экспериментально в зависимости корреляционной функции второго порядка при нулевом времени задержки рассеянного света от площади импульса. В данном исследовании рассматривается отрицательно заряженный трион, с резидентным электроном. Из-за возможности поворота спина электрона магнитным полем начальное состояние можно задать в виде когерентной суперпозиции спина вверх и вниз, что обеспечит резонансное рассеяние лазерного импульса в виде суперпозиции фотонов правой и левой циркулярной поляризации. Далее, как было показано ранее, при 2π-импульсе имеется ненулевая вероятность заселённости состояния триона, которая даёт возможность получить запутанное по поляризации двухфотонное состояние из резонансно рассеянного фотона накачки и излучаемого трионом при рекомбинации. При этом лазерный импульс накачки можно эффективно отсечь по частоте, как было показано в работе [2], используя двухцветовую накачку и оставляя все поляризации в генерируемом системой состоянии. Таким образом, совокупность одиночного импульса накачки и поперечного магнитного поля даёт схему формирования и управления запутанными состояниями. В работе анализируется эффективность данной методики и зависимость степени запутанности от параметров системы.

1. I. V. Krainov, A. I. Galimov, M. V. Rakhlin, A. A. Toropov, T. V. Shubina // arXiv:2507.05943.
2. Yu-Ming He, Hui Wang, Can Wang, M.-C. Chen et al. // Nature Physics. 2019. V. 15. P. 941.

Сверхпроводниковый детектор одиночных фотонов из аморфного MoRe на подложке из тонкопленочного ниобата лития

В. А. Коровин[1]*, А. А. Невзоров[1], И. О. Венедиктов[1], С. С. Святодух[2], Н. А. Титова[2], Э. М. Баева[1], И. Н. Флоря[1], Д. М. Кобцев[2], А. И. Колбатова[2], В. В. Ковалюк[1], Г. Н. Гольцман[2]

[1]Лаборатория фотонных газовых сенсоров, НИТУ МИСИС, Москва, 119049
[2]Московский педагогический университет, Москва, 119435
[3]НИУ «Высшая школа экономики», Москва, 101000
[4]Российский квантовый центр, Сколково, 143025
*vladislav-kva@mail.ru

В последние годы сверхпроводящие однофотонные детекторы (SSPD или SNSPD) стали основными компонентами в фотонных квантовых технологиях, включая квантовую криптографию, квантовые вычисления и квантовую коммуникацию. Первые эксперименты в области квантовых технологий проводились на оптическом столе, однако дальнейшее масштабирование невозможно без использования интегральных схем на кристалле. Наиболее перспективная платформа для создания интегральных квантовых схем – ниобат лития на изоляторе (LNOI). Преимущества такой платформы включают сильную нелинейность ($\chi(2)$, $\chi(3)$), высокий электрооптический коэффициент ($r33 \approx 30$ пм/В), прозрачность в широком спектральном диапазоне (350 нм – 5 мкм) и высокий показатель преломления (≈ 2,2). Эти свойства позволяют создавать реконфигурируемые криогенные квантовые фотонные интегральные схемы (QPIC) и генерировать запутанные пары фотонов. Интеграция SNSPD и платформы LNOI является очень важной задачей, но она осложнена [1] из-за согласования решёток, шероховатости и теплового расширения [2]. Хорошими кандидатами для такой интеграции являются аморфные сверхпроводники, но они могут обладать низкими критическими температурами [3], что значительно уменьшает эффективность однофотонных детекторов. Таким образом, поиск новых сверхпроводящих материалов, лишённых описанных выше недостатков и способных расти на ниобате лития и изоляторе, является актуальной задачей. Одним из интересных кандидатов на эту позицию является молибден-рений (MoRe), показавший температуры сверхпроводящего перехода (Tc) в диапазоне от 8 К до 13 К. В данной работе мы демонстрируем аморфную плёнку молибдена-рения (MoRe) на подложке LNOI в качестве эффективных SNSPD, работающих при температуре 2,5 К. Мы изучаем внутреннюю эффективность, а также спектральные и временные характеристики MoRe SNSPD.

Изготовленный детектор позволяет достигать внутренней эффективности 98 % и 73,5 % для длин волн 780 нм и 1550 нм соответственно.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда № 24-72-10105 (осаждение и исследование транспортных свойств плёнки MoRe), Министерства науки и высшего образования РФ FSME-2025-0004 (исследование детекторов) и Стратегической программы академического лидерства «Приоритет-2030» НИТУ «МИСИС» (изготовление детекторов).

1. M. G. Tanner et al. A superconducting nanowire single photon detector on lithium niobate // Nanotechnology. 2012. V. 23, no. 50. P. 505201.

2. C. Wang et al. Integrated lithium niobate electro-optic modulators operating at CMOS-compatible voltages // Nature. 2018. V. 562, no. 7725. P. 101–104.

3. H. Bao et al. Characterization of superconducting NbN, WSi and MoSi ultra-thin films in magnetic field // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2021. V. 31, no. 5. P. 1–4.

О роли атомов германия (Ge) в шумовых процессах в спиновом кубите в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$

Р. А. Косихин*, А. А. Ежевский, Д. В. Гусейнов, А. В. Сухоруков, И. С. Белоконь

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новогород, 603022
*kosihin.2003@gmail.com

Основной проблемой применения квантовых вычислений, разрабатываемых на основе Si-квантовых точек в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$ или Si/SiO_x, является наличие шумовых процессов. Рядом исследователей выделяются следующие виды шумов [1]: зарядовые, источником которых являются оборванные связи на гетерограницах и на границе раздела Si/SiO_2, сверхтонкие взаимодействия из-за наличия в системе ядер с ненулевым спином, тепловые, из-за взаимодействия с фононами. Поэтому ключевое значение для эффективного использования квантовых вычислений имеет знание о видах шумовых процессов и методах их минимизации.

При создании структур спиновых кубитов стараются минимизировать количество дефектов, образующихся при эпитаксиальном росте. Считается, что времена дефазировки в структуре Si/SiGe должны быть выше, чем в структуре Si/SiO_2, так как квантовая яма относительно далеко расположена от границы раздела с оборванными состояниями, которые и являются источниками зарядовых шумов. Как указано в работе [1], зарядовые дефекты, расположенные на расстоянии 40 нм от квантовой точки, создают электрические поля, которые на несколько порядков меньше, чем интерфейсные [1], что позволяет пренебречь влиянием зарядовых шумов от границы раздела покровного слоя Si/SiO_2 на времена дефазировки. Дополнительным переносчиком шума могут являться и атомы германия, которые вносят внешнюю СО-связь, большую, чем у Si. Как показано в [1], даже при слабом спин-орбитальном взаимодействии зарядовый шум через орбитальные уровни индуцирует флуктуации эффективного магнитного поля, вызывая дефазировку спина. В то же время, в ряде работ (см., например, [3]) отмечается, что квантовые точки на основе $Si/Si_{1-x}Ge_x$ из-за сегрегации должны содержать остаточную долю германия на уровне ~0,34 %, вносящую дополнительный вклад в шумовые процессы (см. например [2]), где при концентрации Ge 0,39 % в $Si_{1-x}Ge_x$, по данным ЭСР, процессы спиновой релаксации и дефазировки существенно отличаются от чистого кремния.

Кроме того, германий в интерфейсных слоях может провоцировать образование дополнительных оборванных связей в структуре $Si/Si_{1-x}Ge_x$.

Для исследования такой возможности использовались DFT (*density functional theory*) вычисления в программе Abinit с обменно-корреляционным членом в виде LDA (*local density approximation*). В качестве первого шага была смоделирована алмазоподобная кристаллическая решётка кремния, удалялся центральный атом, пассивировались образовавшиеся оборванные связи атомами водорода и некоторые атомы Si были заменены на атомы Ge. Энергия образования дефекта вычислялась по следующей схеме: считали полную энергию кристалла без дефекта, вычитали из этого значения энергию кристалла с дефектом (в качестве дефекта – оборванная связь из-за недостатка атома водорода).

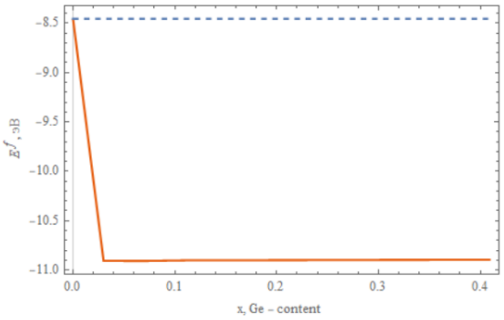


Рис. 1. Зависимость энергии образования дефекта при различной концентрации германия в твёрдом растворе SiGe. Пунктирная линия показывает энергию образования дефекта в кремнии, сплошная линия – в случае появления атомов германия

Результаты показали (рис. 1), что Ge имеет энергию образования дефекта ниже, чем Si, поэтому наиболее вероятным образом зарядовые флуктуаторы шума будут распределены в областях с атомами германия.

1. A. Bermeister, D. Keith, D. Culcer. Charge noise, spin-orbit coupling, and dephasing of single spin qubits // Applied physics letters. 2014. No. 105. P. 192102-1–192102-5.

2. А. А. Ежевский, П. Г. Сенников и др. Поведение доноров фосфора в объемных монокристаллических моноизотопных сплавах $^{28}Si^{72}Ge$ // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, вып. 9. С. 933–937.

3. Jan Klos, Jan Tröger, Jens Keutgen, Merritt P. Losert, Nikolay V. Abrosimov, Joachim Knoch, Hartmut Bracht, Susan N. Coppersmith, Mark Friesen, Oana Cojocaru-Mirédin. Atomistic Compositional Details and Their Importance for Spin Qubits in Isotope-Purified Silicon Quantum Wells. Advanced Science. 2024. V. 11, Iss. 42. P. 2407442.

Когерентная суперпозиция излучаемых и резонансно рассеянных фотонов из двухуровневой системы при возбуждении четными π-импульсами

И. В. Крайнов*, А. И. Галимов, М. В. Рахлин, Т. В. Шубина, А. А. Торопов

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021
*igor.kraynov@mail.ru

В работе исследовалась квантовая электродинамика оптического микрорезонатора с двухуровневой системой, аналогом которой является квантовая точка (КТ). Подобные системы активно используются в качестве источников одиночных фотонов для систем квантовой криптографии и квантовых вычислений. Наиболее эффективным способом возбуждения таких систем является резонансное возбуждение π-импульсами с энергией, совпадающей с энергией экситонного перехода в КТ. Принцип действия данного метода достаточно прост: при изменении площади импульса накачки, определяемой как n*π, осцилляции Раби соответствуют единичной вероятности заселения при нечётных *n* и нулю при чётных *n*. Экспериментально было показано, что при чётных *n* возможно получить сигнал ФЛ из одиночной заряженной КТ, характеризуемый группировкой одиночных фотонов (корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(0) > 1$). Существующие модели не раскрывали связь группировки фотонов с зарядом КТ и наличием резонатора.

В настоящей работе мы исследуем условия возникновения подобного многофотонного состояния из системы: заряженная КТ-резонатор. Предложенная модель предполагает, что накачка производится когерентным импульсом света, волновой пакет которого содержит число фотонных состояний ~100 внутри огибающей импульса. Такой составной импульс запускает суперпозицию осцилляций Раби с разными частотами, которые пропорциональны корню из числа фотонов с соответствующей амплитудой. Вследствие чего при 2π-импульсе имеется ненулевая вероятность заселённости состояния триона. Селективное взаимодействие спина триона с одной циркулярной поляризацией линейного импульса накачки приводит к повороту плоскости поляризации падающих фотонов. Благодаря резонатору керровская нелинейность, вносимая спином триона в КТ, усиливается на порядки, приводя к повороту плоскости поляризации выходящего импульса до десяти градусов. Таким образом, несмотря на полное подавление лазерного излучения в схеме кросс-поляризационного детектирования, при 2π-импульсе накачки будет зарегистрирована когерентная суперпозиция резонансно рассеянных лазерных фотонов и одиночных фотонов, возникающих в результате излучательной рекомбинации триона. Данные состояния были обнаружены и исследованы нами экспериментально [1]. С использованием созданного в ФТИ им. А. Ф. Иоффе источника одиночных фотонов на основе одиночной КТ InAs/GaAs с резидентной дыркой, помещенной в столбчатый микрорезонатор, с чистотой и неразличимостью однофотонного излучения, близкими к единице. Для изучения структуры излучаемых суперпозиций измерялась корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(0)$ в зависимости от мощности импульса резонансной накачки в кросс-поляризационной оптической схеме при нулевом времени задержки (рис. 1). При значениях мощности накачки, соответствующей нечётному числу π-импульсов, $g^{(2)}(0)$ близка к нулю, что согласуется с преимущественно однофотонным излучением возбуждённого триона, с пренебрежимой, но не нулевой примесью рассеянных фотонов. Однако при четных *n**π её значение резко увеличивается и может превосходить 2 из-за подмешивания когерентно рассеянной лазерной составляющей. Построенная теоретическая модель [1] описывает данные корреляционные особенности, а также зависимости $g^{(2)}(0)$ при отстройке излучения КТ от моды резонатора. Обнаруженное явление, с одной стороны, показывает наличие фундаментальных ограничений характеристик однофотонного излучения из таких двухуровневых систем; с другой стороны, оно даёт возможность создания управляемых по составу многофотонных суперпозиций, применимых в защищённых системах квантового распределения ключей.

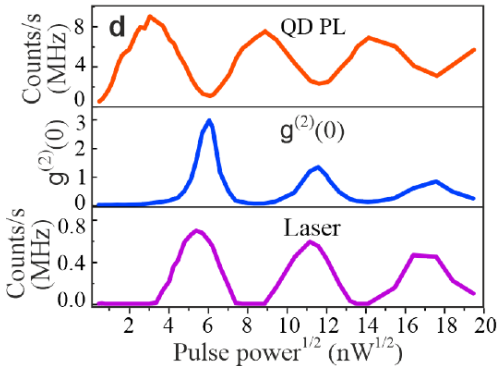


Рис. 1. Осцилляции Раби излучения триона в КТ (верхний сектор). Корреляционная функция 2-го порядка при нулевом времени задержки от площади импульса накачки (средний сектор). Когерентно рассеянная лазерная компонента (нижний сектор)

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках выполнения Дорожной Карты «Квантовые Вычисления» (контракт № 868/1734-Д от 22.09.2025).

1. I. V. Krainov, A. I. Galimov, M. V. Rakhlin, A. A. Toropov, T. V. Shubina // arXiv:2507.05943.

Нелинейные эффекты в спектроскопии трансмона при высокой заселенности резонатора в межуровневом режиме

Ю. И. Зотова[1,2], Е. С. Лаврина[3,1]*, Г. П. Федоров[1,2], Е. В. Коростылев[1], Д. А. Калачева[3,1], А. Н. Болгар[1], В. Б. Лубсанов[1], О. В. Астафьев[3,1]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
[3]Сколковский институт науки и технологий, Москва, 121205
*rosnovskaia.es@phystech.edu

При считывании состояния сверхпроводникового кубита необходимо применять сигнал достаточной мощности для оптимизации соотношения сигнал/шум. Резонатор, используемый для неразрушающего считывания трансмона, приобретает населённость порядка 10–100 фотонов. Исследование этого режима трансмона имеет ключевое значение для улучшения квантовых вычислений. В данной работе исследованы спектры переходов в системе трансмона и резонатора в межуровневом режиме $\omega_{fe} < \omega_r < \omega_{eg}$, где модуль дисперсионного сдвига резонатора в несколько раз больше, чем вне его [1]. Это позволяет значительно увеличить точность считывания.

Для анализа спектров системы использовался метод двухтоновой спектроскопии. Спектры были исследованы в зависимости от внешнего магнитного потока Φ, а также заселённости резонатора $\bar{n}_r$. Численный анализ проводился методом диагонализации гамильтониана:

$$\widehat{\mathcal{H}} = \widehat{\mathcal{H}_q} + \widehat{\mathcal{H}_r} + \widehat{\mathcal{H}_i},$$

$$\widehat{\mathcal{H}_q} = 4E_c\, n^2 + E_J(\Phi) \sum_{-\infty}^{+\infty} \left(\quad |n\rangle\langle n+1| + |n+1\rangle\langle n| \quad \right), \quad \widehat{\mathcal{H}_r} = \hbar\omega_r \left(a^\dagger a + \frac{1}{2}\right), \quad \widehat{\mathcal{H}_i} = ig(a^\dagger - a) \otimes n\,.$$

На спектрах от магнитного потока трансмона (рис. 1, *a*, особенность I) есть антипересечения [2], возникающие при резонансе перехода резонатора с переходами трансмона: $\omega_r = \omega_{eg}, \omega_{fg/2}, \omega_{fe}, \omega_{he/2}, \omega_{hf}$. Эти резонансы соответствуют точкам разрывов дисперсионного сдвига частоты перехода в зависимости от отстройки $\Delta = \omega_r - \omega_{eg}$. Режимы, при которых выполняются условия $\omega_{hf} < \omega_r < \omega_{fe}$ и $\omega_{ih} < \omega_r < \omega_{hf}$, мы назвали межуровневыми режимами 2 и 3 порядка, по аналогии с известным межуровневым режимом.

На спектрах от заселённости резонатора $\bar{n}_r$ (рис. 1, *b*, *c*) также выявлен ряд особенностей. В частности, наблюдается отклонение $\omega_{eg}(\bar{n}_r)$ от ожидаемой линейной зависимости, обусловленной эффектом Штарка. Эта нелинейность объясняется вкладом третьего возбужденного уровня трансмона $|h\rangle$ в дисперсионный сдвиг. При определенных значениях Φ, соответствующих значительному дисперсионному сдвигу, наблюдается расщепление переходов трансмона по значениям заселённости резонатора (особенность III)[3]. Однако с увеличением мощности считывающего сигнала это расщепление исчезает, что обусловлено сокращением времени поперечной релаксации и сопутствующим уширением спектральных линий.

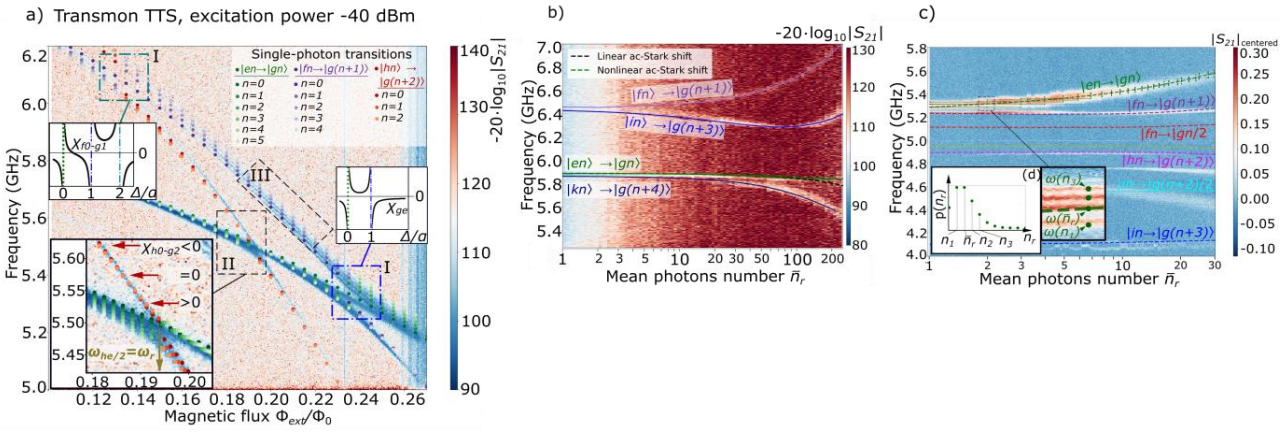


Рис. 1. Спектры трансмона и моделирование частот переходов: *a* – спектр от магнитного потока с антипересечениями; *b* – нелинейная зависимость сдвига Штарка от заселённости резонатора; *c* – расщепление основного перехода трансмона по значениям заселённости резонатора

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 25-72-00088.

1. J. Koch, T. M. Yu, J. Gambetta et al. // Physical Review A. 2007. 76(4).
2. J. Zotova et al. Control and readout of a ttransmon using a compact superconducting resonator // Applied Physics Letters. 2024. V. 124, no. 10.
3. D. I. Schuster et al. Resolving photon number states in a superconducting circuit // Nature. 2007. V. 445, no. 7127. P. 515–518.

Сверхпроводящие тонкие пленки NbN, Nb_3N_4 для резонаторов и параметрических усилителей: влияние азота на структурные, резонансные и транспортные характеристики

А. А. Ломоносов[1,2], Д. С. Жогов[1,2], М. В. Стрелков[1], Н. Н. Котова[1,2], К. Д. Щербачев[4], А. М. Чекушкин[1], А. А. Татаринцев[3], А. Л. Васильев[3], А. А. Ломов[3], М. А. Тарасов[1]*

[1]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
[2]Московский физико-технический институт, Институтский переулок, 9, Долгопрудный, 141700
[3]НИЦ «Курчатовский институт», пл. Курчатова, 1, Москва, 123182
[4]Национальный исследовательский технологический университет МИСИС, Ленинский просп., 4, стр. 1, Москва, 119049
*tarasov@hitech.cplire.ru

Практический интерес к плёнкам NbN обусловлен их свойствами для применения в сверхпроводящей квантовой электронике, SIS-структурах и параметрических усилителях [1]. Устройства на основе таких плёнок обладают набором необходимых свойств: имеют уровень шума, близкий к квантовому пределу, сохраняют свои свойства в широких температурном и гигагерцовом частотном диапазонах, а также позволяют работать без искажений с сигналами в большом динамическом диапазоне. Однако получение тонких плёнок NbN высокого качества сопряжено с многофазностью этого материала, что драматически сказывается на создании сверхпроводящих наноструктур на их основе.

В работе показана зависимость основных сверхпроводящих характеристик плёнок на основе ниобия, содержащих смеси кубической и тетрагональной фаз c-NbN и t-Nb_3N_4, и их реальной структуры после магнетронного распыления. Структурные исследования проведены методами AFM, SEM, EDS, STEM, XRD, GIXRD и XRR.

Таблица 1. Зависимость параметров магнетронных плёнок NbN_x/AlOx/Si(001) от величины и состава смеси Ar/N газа

#sample NbN/AlO_x/Si(001)	Толщ. слоя NbN_x, нм SEM	Поток N_2 (sccm) и отношение газов Ar/N в камере	T_c	RRR	R_{sq}, Ohm/sq	Размер зёрен, нм SEM
#11	98	5,6; 10	14,0	0,865	23	10–12
#21	90	4,6; 10	13,1	0,873	22	7–10
#31	100	6,6; 10	14,1	0,738	24	12–15
#44	160	10; 7	14,0	0,842	15,7	18–24

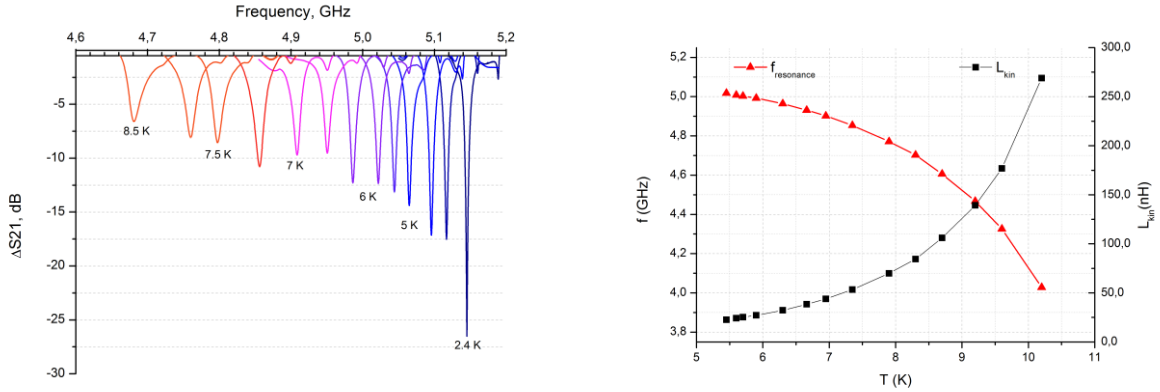


Рис. 1. Спектры пропускания копланарного четвертьволнового резонатора на основе плёнки #44 (табл. 1) при различных температурах ниже T_c (*слева*) и температурные зависимости резонансной частоты и кинетической индуктивности этой плёнки (*справа*)

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 23-79-00022.

1. B. Ho. Eom, P. K. Day, H. G. LeDuc, J. Zmuidzinas // arXiv:1201.2392v1 [cond-mat.supr-con] 11 Jan. 2012.

Планарный резонатор на основе анапольного мета-атома

Г. Матвеев[1,2*], М. Шибалов[1], С. Гильмулин[1], А. Рыков[1], Н. Порохов[1], М. Тархов[1]

[1]Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская, 16А, к. 11, Москва, 115487
[2]НИТУ МИСИС, Ленинский просп., 4, стр. 1, Москва, 119049
*gmatveev00@gmail.com

Целью работы является разработка планарного резонатора с уменьшенными радиационными потерями на основе метаматериала, находящегося в квази-анапольном состоянии. Показано, что такой резонатор может быть использован в качестве считывающего устройства терагерцового сверхпроводящего наноразмерного поглотителя.

Анапольным состоянием называется одна из собственных мод резонатора, при которой достигается специальное пространственное распределение электрических токов, такое, что образуется их деструктивная интерференция. Для описания рассеивания мощности электромагнитного поля на метаматериалах используется метод мультипольного разложения [1]. В случае металлических структур данным методом определяются диполи различных порядков. Основной вклад в рассеяние мощности планарными резонаторами вносится электрическим диполем. Данный диполь в разложении может интерферировать с тороидным диполем, поэтому построение геометрии, в которой достигается тороидный резонанс, приводит к снижению рассеянной мощности и повышению внутренней добротности резонатора.

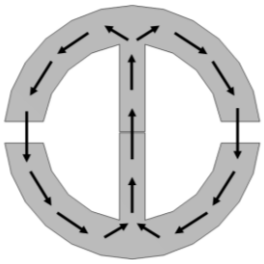


Рис. 1. Распределение электрических токов тороидной моды

Для достижения анапольного состояния тороидной моды, представленной на рис. 1, требуется точная настройка размеров резонатора. Размещённая в таком резонаторе сверхпроводящая плёнка может использоваться в качестве болометрического сенсора терагерцового излучения. Переход плёнки под действием излучения из сверхпроводящего в нормальное состояние будет разрушать анапольное состояние резонатора, уменьшая добротность и глубину резонанса.

Метаматериал был изготовлен методом магнетронного напыления из алюминия толщиной 200 нм на подложке из сапфира толщиной 500 мкм, для болометрического поглотителя была выбрана плёнка нитрида ниобия толщиной 8 нм, нанесённая эпитаксиально методом атомно-слоевого осаждения. Частота анапольной тороидной моды разработанного метаматериала – 2,8 ГГц; физический размер диаметра резонатора – 20 мм.

Метод возбуждения метаматериала отличается от ранее разработанной метаповерхности, облучаемой плоской волной или широким гауссовым пучком [2]. В данной работе предполагается использовать одиночный резонатор, встроенный в копланарную линию, ёмкостно связанный с линией передачи и симметрично возбуждаемый через боковые зазоры. Измерения резонатора могут проводиться при комнатной температуре. Но для определения болометрических свойств сенсора необходимо проводить измерения при криогенных температурах вблизи температуры сверхпроводящего перехода тонкой плёнки нитрида ниобия, около 10 К. Спектр резонатора определяется по S_{21} параметрам, измеренным на копланарной линии. Изменение сопротивления болометрической пленки, происходящее под действием терагерцового излучения, поступающего также снаружи криостата через оптическое окно, определяется по глубине резонанса в спектре. Измерение спектра резонатора требуется лишь при настройке сенсора, измерения могут также производиться на фиксированной частоте внутри наиболее чувствительной области резонатора.

Совокупность нелинейных резонансных свойств анапольного состояния и сверхпроводящих свойств тонких эпитаксиальных плёнок позволят значительно увеличить чувствительность болометрических сенсоров и других типов сверхпроводящих детекторов. И данное исследование прототипа позволит в будущем развить новый принцип измерения болометрических поглотителей.

Работа выполнена в рамках проекта № 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеризация образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» – «Комплекса оборудований для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий».

1. E. A. Gurvitz, K. S. Ladutenko, P. A. Dergachev et al. The High-Order Toroidal Moments and Anapole States in All-Dielectric Photonics // Laser Photonics Reviews. 2019. No. 13.
2. M. Cojocari, A. Merenkov, F. Kovalev et al. Meta-bolometer Based on Toroidal Response // JETP Letters. 2023. No. 118.

Разработка технологического процесса изготовления устройств интегральной фотоники методом обратного формирования волноводных структур

А. М. Мумляков[1]*, Н. Ю. Дмитриев[1], Д. А. Брюквина[2], И. А. Филиппов[1], А. Р. Шевченко[1], М. В. Шибалов[1], А. А. Аниканов[1], И. А. Биленко[3] и М. А. Тархов[1]

[1]Институт нанотехнологий и микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская, 16а, стр. 11, Москва, 115487
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[3]Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские Горы, 1, стр. 2, Москва, 119991
*mumlyakov.a@inme-ras.ru

Фотонные интегральные схемы (ФИС) представляют собой современную технологическую платформу, объединяющую оптические и электронные компоненты на единой подложке для создания высокопроизводительных устройств обработки информации. Ключевые применения ФИС включают оптические нейропроцессоры для систем искусственного интеллекта, когерентные вычислительные блоки для квантовых компьютеров, высокоскоростные телекоммуникационные модули и прецизионные сенсорные системы. Основные преимущества данной технологии заключаются в существенном повышении пропускной способности каналов передачи данных (до сотен Гбит/с), снижении энергопотребления, миниатюризации устройств и возможности масштабируемого производства благодаря совместимости с существующими КМОП-технологиями.

Традиционное изготовление ФИС основано на вычитательной (субтрактивной) технологии, предполагающей создание оптических волноводов методом плазменного травления функциональной пленки. Данный подход сопряжен с технологическими ограничениями: для каждого конкретного материала волновода требуется разработка специализированного процесса сухого травления с индивидуальным подбором травильных газов и маски, при этом такие эффекты, как эрозия маски, сужение профиля и неконтролируемая пассивация боковых стенок негативно влияют на шероховатость боковой поверхности стенки волновода. Дополнительным технологическим ограничением является формирование непланарной топологии поверхности пластины после травления, что создает сложности для последующих процессов сращивания и гетерогенной интеграции с другими материалами.

В отличие от субтрактивной технологии, метод обратного формирования предлагает комплексное решение ключевых технологических ограничений. Формирование канавок для волноводов может осуществляться методами оптической литографии, что значительно снижает стоимость и увеличивает скорость изготовления по сравнению с электронно-лучевой литографией. Сформированная планарная поверхность после химико-механической полировки обеспечивает бесшовную интеграцию с другими функциональными материалами. Благодаря исключению этапа плазменного травления функционального материала достигается снижение оптических потерь из-за минимальной шероховатости боковых стенок волноводов, что в сочетании с полной совместимостью со стандартными КМОП-процессами позволяет масштабировать процесс на всю площадь пластины.

В работе представлен технологический процесс создания волноводных структур на основе метода обратного формирования и проведён его сравнительный анализ с классической вычитательной технологией. В качестве функционального оптического материала использовалось четырёхкомпонентное соединение на основе гафния, алюминия, тантала и кислорода ($HfAlTaO_x$), синтезированное методом атомно-слоевого осаждения. Сравнительный анализ показал, что фотонные структуры с высокодобротными резонаторами, созданные по разработанной технологии, имеют в С-диапазоне собственные потери ниже, чем у устройств, изготовленных субтрактивным методом.

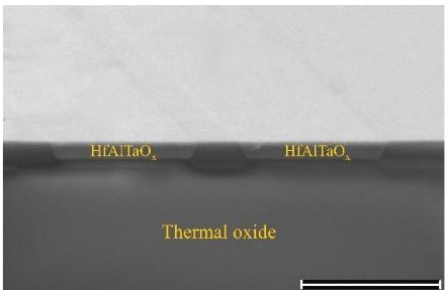


Рис. 1. СЭМ-изображение поперечного сечения волноводной структуры $HfAlTaO_x$, изготовленной методом обратного формирования. Ширина риски 2 мкм

Работа выполнена в рамках проекта № 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеризация образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» – «Комплекса оборудований для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий».

1. L. Carroll et al. Photonic packaging: transforming silicon photonic integrated circuits into photonic devices // Applied Sciences. 2016. V. 6, no. 12. P. 426.

Разработка пространственного фазового модулятора света на жидких кристаллах, перспективного для фотонных и квантовых вычислений

С. В. Мутилин[1]*, А. Г. Милёхин[1], Ю. С. Макаров[1], В. А. Селезнев[1], В. С. Тумашев[1], Е. К. Багочюс[1], Н. Д. Манцуров[1], С. Н. Речкунов[1], А. Е. Гайдук[1], А. И. Комонов[1], И. А. Азаров[1], И. И. Кремис[1], А. В. Турбин[1], Р. А. Гладков[1], В. В. Васильев[1], А. А. Моисеев[1], В. С. Сутормин[2], М. Н. Крахалев[2], А. В. Баранник[2], К. А. Фейзер[2], А. С. Абдуллаев[2], Д. А. Костиков[2], М. А. Лесной[2], О. О. Прищепа[2], В. Я. Зырянов[2], С. Д. Рудаков[3], С. И. Суродин[3], Т. А. Шоболова[3], Е. Л. Шоболов[3], Д. М. Линник[4], В. А. Юрин[4], Р. М. Шагалиев[4], А. В. Латышев[1]

[1]Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, просп. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090
[2]Институт физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036
[3]Филиал РФЯЦ–ВНИИЭФ Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю. Е. Седакова, Нижний Новгород, 603950
[4]Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Нижегородская обл., просп. Мира, 37, Саров, 607188
*mutilin@isp.nsc.ru

Одними из ключевых компонентов в современных оптических системах, применяемых для фотонных и квантовых вычислений, являются пространственные фазовые модуляторы света (ПФМС) на жидких кристаллах. Пространственные фазовые модуляторы света предназначены для пространственного структурирования светового фронта, что позволяет управлять волновым фронтом электромагнитного излучения. ПФМС типа «жидкий кристалл на кремнии» представляет собой сэндвич-структуру, которая состоит из верхнего стекла с нанесенным на него прозрачным электродом, слоя жидких кристаллов и кремниевой интегральной схемы, имеющей массив индивидуально адресуемых отражающих электродов (пикселей). Принцип действия ПФМС основан на формировании программируемого распределения фазового фронта электромагнитного излучения в режиме реального времени. Это достигается путём адресного изменения фазы отраженного оптического пучка в массиве индивидуально управляемых пикселей [1]. В области фотонных вычислений ПФМС выступают в роли программируемых сопроцессоров, реализующих элементы оптических нейросетей и выполняющих операции преобразования данных, представленных в виде световых полей [2]. В квантовых вычислениях они находят применение в манипулировании состоянием кубитов, их коррекции и построении программируемых квантовых схем с помощью эффекта оптического пинцета [3]. Оптический захват нейтральных атомов позволяет конструировать квантовые системы и манипулировать ими.

В данном исследовании обсуждаются принципы работы, методы управления фазовым сдвигом и технологические аспекты создания ПФМС на ЖК. Представлены результаты разработки и создания ПФМС на ЖК с мегапиксельным разрешением в ИФП СО РАН. Разработанный пространственный модулятор света предназначен для работы в видимом диапазоне длин волн, количество отражающих пикселей составляет 1024×1024, период 15 мкм. Определены ключевые оптические параметры электрооптических матричных ЖК-ячеек. Показано, что пространственный фазовый модулятор света способен изменять фазу отражённой волны на величину более 2π. Работа ПФМС в режиме формирования фазового профиля продемонстрирована путём индивидуального адресного управления пикселями.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 1 «Национальный центр исследования архитектур суперкомпьютеров. Этап 2023–2025».

1. G. Lazarev, P.-J. Chen, J. Strauss, N. Fontaine, A. Forbes. Beyond the display: phase-only liquid crystal on Silicon devices and their applications in photonics [Invited] // Optics Express. 2019. V. 27, no. 11. P. 16206.

2. R. Talukder et al. A spiking photonic neural network of 40,000 neurons, trained with latency and rank-order coding for leveraging sparsity // Neuromorphic Computing and Engineering. 2025.

3. I. Kaur, N. Singh, S. Kanjilal, B. Santra. Neutral atom quantum computers for the applications in condensed matter physics // Journal of Physics: Condensed Matter. 2025. V. 37, no. 17. P. 173001.

Многофотонные процессы в сверхпроводниковом детекторе на основе аморфного MoRe

А. А. Невзоров[1]*, И. О. Венедиктов[1], В. А. Коровин[1], С. С. Святодух[2], Н. А. Титова[2], Э. М. Баева[1], И. Н. Флоря[1], Д. М. Кобцев[2], А. И. Колбатова[2], В. В. Ковалюк[1], Г. Н. Гольцман[3]

[1]Лаборатория фотонных газовых сенсоров, НИТУ МИСИС, Москва, 119049
[2]Московский педагогический университет, Москва, 119435
[3]НИУ «Высшая школа экономики», Москва, 101000
* terrapevt@mail.ru

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SSPD или SNSPD) на основе нанопроводов в последние годы стали одной из ключевых технологий сразу на нескольких платформах для квантовых вычислений [1]. Эта технология является основной для задач, где необходимо с высокой эффективностью обнаруживать одиночные фотоны. При этом очень часто в задачах квантовых вычислений необходимо не просто обнаруживать фотоны, но различать их количество, одновременно поглощенное детектором. Такая технология детектирования с разрешением числа фотонов (PNR) существенно сложнее обнаружения одиночных квантов света, однако тоже может решаться с помощью SNSPD [2]. Особенно актуально создания детектора PNR, который можно интегрировать с фотонной платформой тонкопленочного ниобата лития, которая, благодаря сильным нелинейностям в этом материале и большому электрооптическому коэффициенту, является главным кандидатом на роль универсальной, для построения квантовых масштабируемых вычислительных схем.

Для создания детектора PNR на фотонной платформе ниобата лития на основе SNSPD требуется исследование многоквантовых процессов, происходящих в сверхпроводниковых нанопроводах. В данной работе мы исследуем многофотонные и «многопятенные» [3] процессы, которые происходят в SNSPD из аморфного сверхпроводника – MoRe на подложке из монокристаллического тонкопленочного ниобата лития. Такой выбор сверхпроводникового материала обусловлен тем, что аморфный MoRe, как показали наши экспериментальные данные, хорошо согласуется с кристаллической решеткой ниобата лития и позволяет обеспечить упрощенный техпроцесс создания детекторов и очень высокий выход годных структур, в отличие, например, от поликристаллического NbN, который обычно используется для создания SNSPD.

В данной работе мы экспериментально исследовали эффективности регистрации многофотонных событий в двух изготовленных детекторах, с ширинами нанопроводов 148 нм и 231 нм. Также мы оценили характерные размеры областей, в которых разрушается сверхпроводимость при поглощении фотона. Полученные данные позволяют оценить эффективность детектирования многофотонных процессов при разных токах смещения. Экспериментально удалось обнаружить различимость не менее чем 8 фотонных событий.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда № 24-72-10105 (осаждение и исследование транспортных свойств пленки MoRe), Министерства науки и высшего образования РФ FSME-2025-0004 (исследование детекторов) и Стратегической программы академического лидерства «Приоритет-2030» НИТУ «МИСиС» (изготовление детекторов).

1. F. P. Venza, M. Colangelo. Research trends in single-photon detectors based on superconducting wires // APL Photonics. 2025. V. 10, no. 4.

2. L. Stasi et al. Fast high-efficiency photon-number-resolving parallel superconducting nanowire single-photon detector // Physical Review Applied. 2023. V. 19, no. 6. P. 064041.

3. J. W. Los et al. High-performance photon number resolving detectors for 850–950 nm wavelength range // APL Photonics. 2024. V. 9, no. 6.

Экспериментальное исследование малошумящего СВЧ-усилителя при температуре 4 К

Д. И. Вольхин, И. Л. Новиков*, А. Г. Вострецов

Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073
*ilya_novikov@mail.ru

Микроволновые сверхпроводниковые структуры широко применяются в радиоастрономии, квантовой криптографии, медицине и квантовых вычислительных системах, где предъявляются высокие требования к чувствительности. Достижение таких характеристик обеспечивается, в частности, работой при температурах ниже 100 К. Ультраслабые СВЧ-сигналы, регистрируемые данными структурами, требуют применения специализированной считывающей электроники на основе криогенных малошумящих усилителей. Целью настоящей работы является разработка криогенного малошумящего СВЧ-усилителя диапазона 3–8 ГГц и экспериментальное исследование его рабочих характеристик при температуре 4 К.

Схема малошумящего криогенного СВЧ-усилителя состоит из трёх каскадов усиления на кремний-германиевых гетероструктурных биполярных транзисторах типа BFP840FESD с интегрированными защитными диодами. Схема собрана на единой подложке с согласующими цепями, выполненными на дискретных и распределенных СВЧ-элементах, работающих в расширенном диапазоне температур вплоть до криогенных. Образец криогенного СВЧ-усилителя представлен на рис. 1. Габаритные размеры усилителя (Д×Ш×В) 40×22×8,8 мм.

Для проведения измерений при 4 К образец усилителя был размещен в рефрижераторе с механическим охлаждением Entropy He7 на термической платформе 4 К. На входной микроволновой линии рефрижератора был установлен криогенный широкополосный аттенюатор 20 дБ с полосой до 40 ГГц.

Коэффициент усиления измерялся с помощью векторного анализатора цепей после предварительной калибровки измерительного тракта.

Эквивалентная шумовая температура определялась методом холодного аттенюатора с использованием анализатора спектра и дополнительного предварительного усилителя с коэффициентом усиления 30 дБ.

Исследование характеристик криогенного СВЧ-усилителя было выполнено при напряжениях питания 1,5 В, 1,8 В и 2,4 В. Потребляемая мощность составила 6 мВт, 19,8 мВт и 38,4 мВт соответственно.

Результаты измерения характеристик малошумящего криогенного СВЧ-усилителя при температуре 4 К представлены на рис. 2.

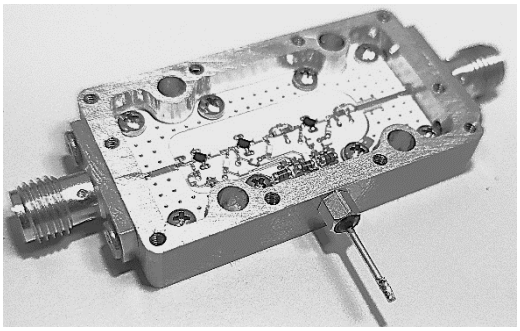


Рис. 1. Фотография образца малошумящего криогенного СВЧ-усилителя

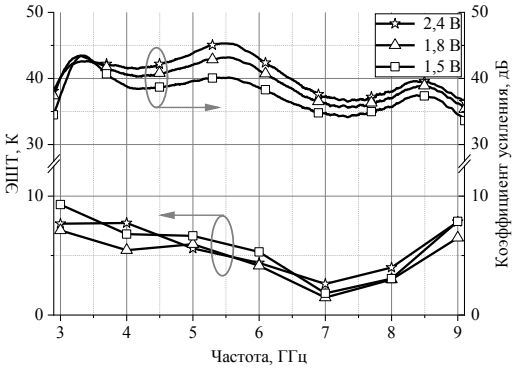


Рис. 2. Эквивалентная шумовая температура и коэффициент усиления малошумящего криогенного СВЧ-усилителя при разных напряжениях питания при 4 К

Результаты измерений показали, что коэффициент усиления малошумящего криогенного СВЧ-усилителя в диапазоне частот 3–8 ГГц составляет более 34 дБ. При этом эквивалентная шумовая температура в рабочем диапазоне частот составила менее 10 К. На основе анализа зависимости ЭШТ от рабочего напряжения установлено, что режим 1,8 В обеспечивает минимальную шумовую температуру (<10 К) при сохранении коэффициента усиления выше 35 дБ.

Представленные результаты подтверждают возможность создания криогенных малошумящих усилителей на основе коммерчески доступных SiGe-транзисторов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проекта № FSUN-2026-0007.

Интеграция люминесцентных микрочастиц в планарную структуру из нитрида кремния

Д. В. Обыденнов*, И. М. Ашарчук, А. М. Мумляков, М. В. Шибалов, Н. А. Вовк, И. А. Филиппов, Л. С. Волкова, М. А. Тархов

Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, Ленинский просп., 32А, Москва, 119334
*obydennovdv@my.msu.ru

Представлен технологический подход и экспериментальная реализация источника спонтанного излучения в телекоммуникационном С-диапазоне, основанного на монодисперсных люминесцентных частицах $NaYF_4$:Yb,Er, локализованных в области над тэйпером из нитрида кремния (SiN). Технология позволяет сохранить целостность волноводной структуры и исключить термическое воздействие на частицы. Процесс выполнен на 100-мм кремниевых подложках, что подтверждает его потенциал масштабирования [1].

Изготовление волноводной структуры выполнена в следующей последовательности: термическое окисление кремниевой подложки, осаждение 200-нм слоя SiN и последующий отжиг, электронно-лучевая литография и реактивное ионное травление, последующая пассивация оксидом кремния и литографическое формирование области глубиной ~1 мкм под частицы; нанесение частиц и повторная пассивация. Особое внимание уделено контролю параметров пассивации для минимизации рассеяния и потерь [2]. Схема устройства изображена на рис. 1, *а* и представляет собой тейпер в виде сектора, переходящий в волновод; на заднюю часть тейпера нанесены частицы. Оптическое изображение и толщины слоёв изготовленной структуры показаны на рис. 1, *б*, *в*.

Оптические измерения проводились при накачке диодным лазером 950 нм. Спектральный максимум излучения, собранного в фундаментальный TE-мод волновода, находился около 1530 нм с полушириной на полувысоте 60 нм (рис. 1, *г*); интегрированная мощность на выходном фасете оценена в 48 ± 2 пВт. Наблюдаемая широкополосная структура спектра согласуется с характерными переходами ионного центра Er^{3+} и демонстрирует пригодность частиц в качестве широкополосных источников телекоммуникационного диапазона.

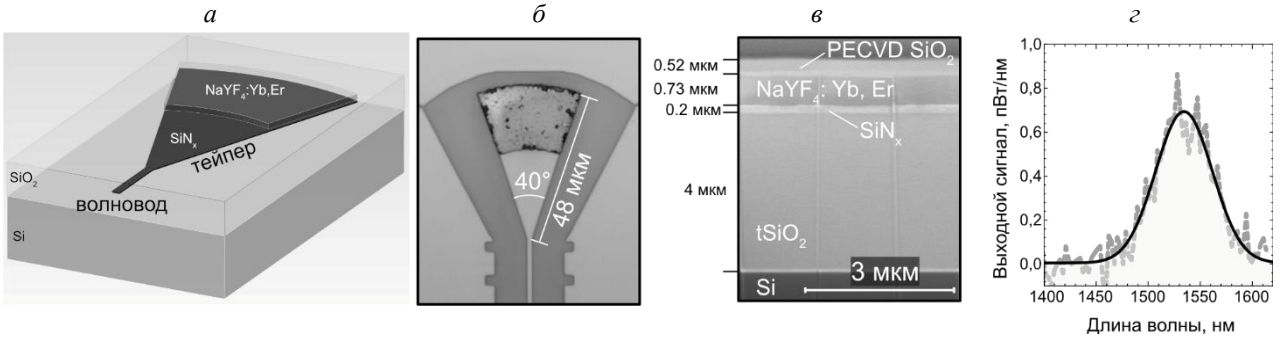


Рис. 1. Схематическое изображение устройства (*а*); *б* – оптическое изображение изготовленного устройства; *в* – РЭМ-изображение сечения устройства с указанием толщин слоёв; *г* – спектр мощности сигнала люминесценции на выходе из устройства

Разработанный подход позволяет интегрировать активную люминесцентную среду в SiN-платформу без сложной гибридной сборки. Перспективы повышения эффективности связаны с оптимизацией геометрии тейпера, внедрением резонансных структур и управляемым распределением частиц в структуре.

Работа выполнена в рамках проекта № 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеризация образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» – «Комплекса оборудований для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий».

1. I. Asharchuk, N. Vovk, I. Filippov et al. // Optical Materials. 2024. V. 150. P. 115304.
2. A. M. Mumlyakov, N. Yu. Dmitriev, M. V. Shibalov et al. // Physical Review Applied. 2024. V. 22, no. 5. P. 054027.

Влияние беспорядка на сверхпроводящие плёнки MoRe

И. Н. Павлов[1*], А. И. Ломакин[1,2], С. С. Святодух[1,3], Н. А. Титова[1], К. И. Хилай[1], Э. М. Баева[1,3], А. И. Колбатова[1], Г. Н. Гольцман[1,3,4]

[1]МПГУ, ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1, Москва, 119435
[2]МИСИС, Ленинский просп., 4, стр. 1, Москва
[3]МИЭМ ВШЭ, ул. Таллинская, 34, Москва, 123458
[3]РКЦ, Большой бульвар, 30, стр. 1, Сколково, Москва, 121205
*ilbya.pavlov@gmail.com

Сверхпроводящие плёнки молибден-рения (MoRe) высоко ценятся за их сочетание химической стабильности, сверхпроводимости и совместимости с методами нанотехнологий, что делает MoRe универсальным материалом для передовых исследований и электронных устройств следующего поколения [1]. Недавнее исследование [2] демонстрирует подавление сверхпроводящих свойств в плёнках при варьировании толщины от 100 нм до 10 нм. Авторы связывают результаты со снижением плотности состояний вблизи поверхности. Между тем анализ их данных с помощью модели Финкельштейна предполагает, что беспорядок оказывает незначительное влияние на сверхпроводимость. Однако эта модель применима только к двумерному (2D) диффузивному электронному транспорту в плёнках тоньше длины когерентности (<< 10 нм) [3]. Таким образом, роль беспорядка в сверхпроводимости в толстых MoRe-плёнках остаётся нерешённой.

В этом исследовании мы изучаем зависящие от толщины свойства плёнок MoRe, нанесённых на сапфировые подложки (рис. 1, *a*). Набор плёнок $Mo_{0,7}Re_{0,3}$ был изготовлен методом магнетронного распыления с использованием установки AJA Orion-8 в режиме смещения тока. Мишень, используемая для распыления, состояла на 56 % из молибдена (Mo) и на 44 % из рения (Re). Перед нанесением плёнки давление в камере устанавливали равным $2 \cdot 10^{-8}$ Torr. Плёнки наносили на холодную сапфировую подложку *r-cut* со скоростью 6 А/с. Толщина плёнки, d, варьируется от 2,7 до 100 нм. Для предотвращения окисления плёнок $Mo_{0,7}Re_{0,3}$ используется слой кремния толщиной 5 нм. Для изучения свойств материала нанесённых плёнок на них были изготовлены структуры в виде мостиков Холла. Измерения электронных транспортных свойств показывают, что подавление Tc коррелирует с увеличением беспорядка по мере уменьшения толщины плёнки. Наш анализ подтверждает, что 3D баллистическая модель подавления Tc, предложенная Антоненко и Скворцовым [9], довольно хорошо описывает связь между беспорядком и наблюдаемым сверхпроводящим поведением в плёнках MoRe (рис. 1, *b*), в то время как 2D-модель не может объяснить экспериментальные данные.

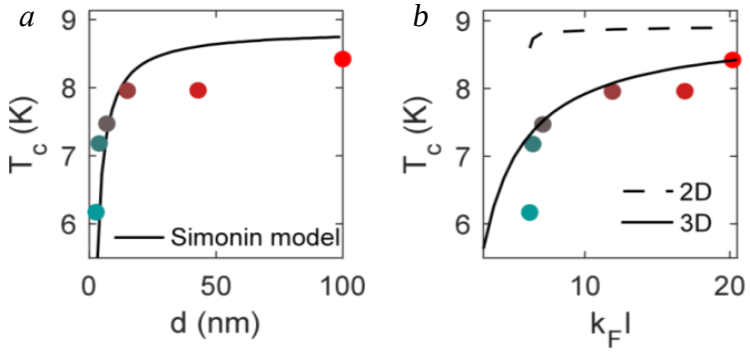


Рис. 1. Потенциальные механизмы подавления сверхпроводимости в плёнках $Mo_{0,7}Re_{0,3}$: *a* – модель Симонена [4]; *b* – ферми-механизм в рамках двумерной (2D) и трёхмерной (3D) моделей движения электронов [3]

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10105.

1. A. G. Shishkin et al. Planar MoRe-based direct current nanosquid // Superconductor Science and Technology. 33(6). 065005 (2020).
2. E. Zhukova, et al. Thickness dependent superconductivity in MoRe films studied by terahertz spectroscopy // Mesoscience & Nanotechnology. 1(1). (2023).
3. J. Simonin. Surface term in the superconductive Ginzburg-Landau free energy // Application to thin films. Phys. Rev. B. 33. 7830–7832. (1986).
4. D. S. Antonenko, M. A. Skvortsov. Suppression of superconductivity in disordered films: Interplay of two-dimensional diffusion and three-dimensional ballistics // JETP Letters. 112(7). 428–436 (2020).

Подавление ошибок управления флаксониум-кубитом при помощи SFQ-импульсов

Д. С. Пашин[1]*, М. В. Бастракова[1], И. И. Соловьев[2]

[1]ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
[2]Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
*pashindmi@unn.ru

В работе рассматривается управление флаксониум-кубитом с помощью коротких SFQ-импульсов, подаваемых через зарядовый или потоковый канал. Управление такого типа опирается на то, что небольшие повороты состояния, создаваемые отдельными SFQ-импульсами, могут когерентно накапливаться при подаче импульсов в фиксированные моменты времени, согласованные с периодом свободной эволюции кубита [1, 2]. Флаксониум характеризуется высокой ангармоничностью спектра и существенным различием матричных элементов операторов $\hat{\varphi}$ и $\hat{n}$, что делает динамику отклика чувствительной к типу управляющего воздействия. В моделировании анализируются ошибки, возникающие при использовании одиночных и многоимпульсных SFQ-последовательностей, а также способы их подавления.

При подаче одного SFQ-импульса на периоде кубита доминируют два типа ошибок: утечки в высоколежащие уровни и наклон оси вращения. Понижение амплитуды уменьшает ошибки, но значительно увеличивает длительность полной операции. Для ускорения гейтов исследуются последовательности, содержащие несколько импульсов на каждом периоде. Численный анализ показывает, что схемы с несколькими SFQ-импульсами на периоде кубита позволяют увеличить эффективный угол поворота и уменьшить длительность операции, однако при этом возрастает чувствительность к накоплению вращений вокруг оси z.

Отдельно исследуется схема, в которой на каждой четверти периода кубита подаются два импульса разного типа (зарядовый и потоковый) [3], которые между собой имеют фазовый сдвиг $\pi/2$. Такая структура позволяет компенсировать контрвращающие вклады и уменьшать наклон оси вращения. Численные результаты демонстрируют существование области параметров амплитуды и длительности одного SFQ-импульса, в которой достигается высокая точность $F \gtrsim 0{,}9999$ операции. При оптимальных многоимпульсных схемах время выполнения гейта уменьшается на порядок по сравнению с одноимпульсным режимом.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-22-20059.

1. R. McDermott, M. G. Vavilov // Physical Review Applied. 2014. V. 2(1). P. 014007.
2. Jr E. Leonard et al. // Physical Review Applied. 2019. V. 11(1). P. 014009.
3. D. A. Rower et al. // PRX Quantum. 2024. V. 5(4). P. 040342.

Троттеризация на NISQ-процессорах: пределы и пути обхода

А. А. Жуков[1], Д. В. Бабухин[1], А. А. Автандилян[2], В. В. Белов[2], Г. Л. Стависский[1,2], Л. Е. Федичкин[1], В. В. Погосов[1,2,3]*

[3]Всероссийский НИИ автоматики им. Н. Л. Духова, ул. Сущёвская, 22, Москва, 127055
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141700
[3]Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, Москва, 125412
*Walter.Pogosov@gmail.com

Данная работа носит обзорный характер и содержит результаты исследовательской линии, которая развивается уже ряд лет. Цель работы – понять, насколько реалистично исследовать динамику квантовых многочастичных систем на существующих NISQ-процессорах, используя троттеризованную эволюцию и её гибридные модификации. Такой путь позволяет сделать выводы о реальных перспективах квантовой симуляции и сформулировать прогнозы о переходе к практической полезности.

Данный подход к квантовой симуляции основан на идее дискретизации оператора эволюции системы с помощью разложения Троттера. Предполагается унитарная эволюция, что естественным образом ложится на идею квантовых вычислений. В работе [1] была проведена цифровая симуляция сильно-неравновесной динамики спиновых моделей на сверхпроводниковых квантовых процессорах IBM. Показано, что троттеризация позволяет воспроизводить нетривиальные физические эффекты, обусловленные квантовой запутанностью и суперпозицией, однако точность сильно ограничивается накоплением ошибок гейтов: с ростом глубины результаты быстро переходят к «рандомизированному» состоянию. Для уменьшения нагрузки на двухкубитные операции предложен цифрово-аналоговый подход [2, 3]. Использование естественных взаимодействий в железе и минимальный цифровой контроль оказались эффективным способом продвинуться по глубине без полного перехода к аналоговому режиму. Это даёт выигрыш по точности, но не устраняет проблему шума качественно.

В работах [4, 5] рассмотрено смягчение ошибок при помощи нейросетей, обучающихся прямо на квантовых данных. Показано, что они способны существенно восстанавливать форму динамических зависимостей даже при сильных шумовых искажениях – благодаря тому, что при длинных протоколах ошибки частично «рандомизуются». Характер этой рандомизации был дополнительно изучен в работе [6], а также активно исследуются в настоящее время. Так, показано, что при большой глубине троттеризации шумы Паули переходят от коррелированного режима к пуассоновскому статистически независимых событий, что приводит к эффективной «рандомизации» ошибок по времени. Эта «рандомизация» разделяет динамику на когерентную и усреднённую фазу.

Троттеризация не обязательно предполагает первый порядок по разбиению. В работе [7] показано, что оптимальный порядок разложения Троттера определяется балансом между ошибкой дискретизации оператора эволюции и шумом от квантовых гейтов: при относительно небольшом улучшении аппаратных параметров по сравнению с существующими старшие порядки разложения становятся выгодными. Наконец, троттеризация позволяет выходить за рамки простых постановок. Работа [8] демонстрирует возможность исследования сложных явлений, таких как индуцированные измерениями фазовые переходы, с включением реалистичных шумов.

Сделан общий вывод о том, что троттеризованная эволюция остаётся наиболее жизнеспособной и естественной стратегией использования NISQ-устройств. Цифро-аналоговые схемы и методы смягчения ошибок позволяют заметно продвинуть границу возможного уже сегодня, без колоссальных затрат на полноценную коррекцию ошибок. При дальнейшем уменьшении шумов становится реальной программа исследования динамики сложных моделей вне досягаемости суперкомпьютеров без полноценной коррекции ошибок. Открытый фундаментальный вопрос: какие физические задачи принесут наибольшую прикладную отдачу, и можно ли из динамики систем извлекать характеристики основного состояния и низкоэнергетического спектра?

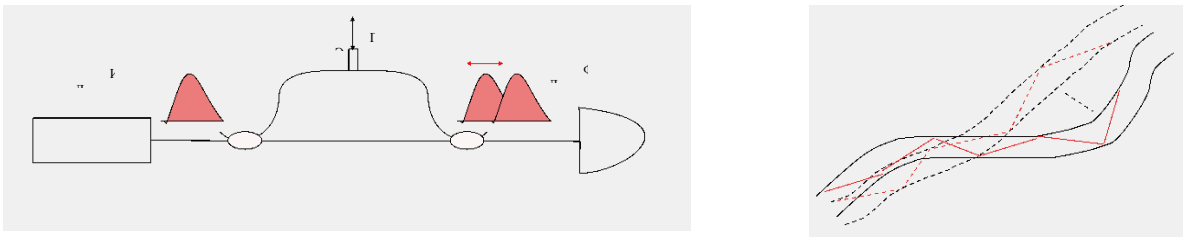
1. A. Zhukov, S. V. Remizov, W. V. Pogosov, Yu. E. Lozovik // Quant. Inf. Process. 2018. V. 17. P. 223.
2. D. V. Babukhin, A. A. Zhukov, W. V. Pogosov // Phys. Rev. A. 2020. V. 101. P. 052337.
3. N. M. Guseynov, W. V. Pogosov // J. Phys.: Condens. Matter. 2022. V. 34. P. 285901.
4. A. A. Zhukov, W. V. Pogosov // Quant. Inf. Process. 2022. V. 21. P. 93.
5. A. A. Zhukov, W. V. Pogosov // Quant. Inf. Process. 2024. V. 23. P. 80.
6. D. V. Babukhin, W. V. Pogosov // Quant. Inf. Process. 2022. V. 21. P. 7.
7. A. A. Avtandilyan, W. V. Pogosov // Quantum Inf. Process. 2025. V. 24. P. 8.
8. V. V. Belov, W. V. Pogosov // arXiv:2404.15717 [quant-ph].

Интерференция ультракоротких лазерных импульсов на сбалансированном интерферометре Маха – Цандера

В. Г. Попов[1,2,3]*, Д. А. Быков[1], С. С. Самарин[2,4]

[1]АО «ИнфоТеКС», ул. Отрадная, 2Б, стр. 1, Москва, 127273
[2]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[3]Московский университет им. С. Ю. Витте, 2-й Кожуховский проезд, 12, стр. 1, Москва, 115432
[4]Центр инженерной физики, Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
*Vladimir.Popov@infotecs.ru

Развитие информационной цифровой инфраструктуры с увеличивающимся потоком обмена информацией предъявляет новые требования к быстродействию оптической связи и в особенности квантового распределения ключей. В то же время развитие оптических технологий уже достигло длительности оптических импульсов в аттосекундном диапазоне (10^{-18} с) [1], что при единичной скважности может дать скорость обмена информацией в 1 Эбит/с. Проблема в том, что отсутствуют электронно-оптические преобразователи, да и вычислители, работающие на таких частотах. Все это выдвигает новые требования для электронной компонентной базы и для методов исследования ультра- и сверхкоротких оптических импульсов. Обычно длительность импульса можно оценить при исследовании его спектра с использованием спектроанализатора. На сегодняшний день такие спектроанализаторы работают с использованием опорного лазера и интерферометра с движущимися зеркалами; проблема в том, что длина волны опорного лазера должна при этом быть близка длинам волн входящего в спектроанализатор излучения [2]. Если же разница будет велика, измерить достоверно спектр не получится, поскольку разностная частота оптического сигнала превысит граничную частоту фотодетектора. А это означает, что при обратном фурье-преобразовании спектра будет получен профиль импульса с более широкими фронтами, чем он есть на самом деле. Поэтому возникает потребность в методике, позволяющей преодолеть ограничения, накладываемые граничной частотой фотодетектора. В качестве таковой методики мы предлагаем к использованию интерференцию на волоконном интерферометре Маха – Цендера с переменной балансировкой и пьезоактиватором в одном из плеч интерферометра (рис. 1, *а*). Пьезоэлемент ПЭ деформирует переменным образом волновод, вызывая в нем вибрации, которые влияют на волновой вектор и траекторию лучей в нем (рис. 1, *б*). Все это влияет на фазу запаздывающей части импульса, что неизбежно отражается в интерференции, и возникает динамическое изменение интенсивности в выходном импульсе. Если же разница длин плеч интерферометра велика настолько, что импульсы не пересекаются на выходе интерферометра, то динамичность сигнала исчезает. Таким образом, измеряя разность длин плеч интерферометра, можно получить величину длительности импульса.



а *б*

Рис. 1. Схема эксперимента (*а*). Красными фигурами обозначены оптические импульсы, перемещающиеся внутри волокна, обозначенного непрерывной черной линией. ПЭ – пьезоэлемент; ИЛ – импульсный лазер; ФД – фотодиод. Изменение оптических траекторий луча внутри волокна при его колебаниях (*б*)

1. G. Mourou // Nobel Lecture: Extreme Light Physics and Application. 2018.
2. Р. Белл. Введение в фурье-спектроскопию. М. : Мир, 1975.

Гибридные квантово-классические нейросети для классификации изображений МРТ

А. С. Рафиков*, Т. В. Лаптева, М. В. Бастракова, М. В. Иванченко[1]**

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*rafikov@unn.ru
**ivanchenko@unn.ru

Развитие квантового аппаратного обеспечения создает необходимость в разработке квантовых алгоритмов для различных практических применений. Центральное место в этом направлении занимает квантовое машинное обучение [1], в частности разработка гибридных нейронных сетей (объединяющих классические и квантовые вычислительные методы), которые способны повысить производительность при решении задач распознавания и классификации [2]. Предполагается, что такой подход окажется результативным для анализа цифровых медицинских изображений как вследствие высокой сложности задачи распознавания изображений, так и в силу необходимости обеспечения высокой точности решений, требуемой в медицинских приложениях [3, 4].

Настоящее исследование посвящено изучению применения гибридной нейронной сети к решению задачи бинарной классификации МРТ-изображений и проведению сравнительного анализа производительности гибридной квантово-классической сети и её чисто классического эквивалента. Рассмотренная архитектура представляет собой гибридную нейронную сеть, в которой квантовая схема функционирует в качестве самостоятельного модуля. Квантовый слой содержит 2 кубита в соответствии с числом классов в классификационной задаче. Классическая часть архитектуры состояла из трёх сверточных слоёв, трёх полносвязных линейных слоёв и итогового линейного слоя, обеспечивающего редукцию выхода до числа классов. Экспериментальный набор данных содержал три тысячи МРТ-изображений головного мозга и был разбит на два класса с равным числом образцов (1500 изображений в каждом) [5]. Для подготовки модели к использованию данные были последовательно разделены на три подмножества: обучающее (70 %), тестовое (15 %) и валидационное (15 %). Построение моделей машинного обучения выполнялось с применением библиотеки PyTorch [6]. Моделирование квантового компьютера осуществлялось с использованием библиотеки PennyLane [7].

При проведении численного анализа гибридной сети были реализованы процедуры оптимизации параметров квантового слоя при фиксированном числе кубитов: n_layers = 10 (глубина или число переплетающихся слоёв) и n_base_chain = 2 (число повторений базовой последовательности). Оценка точности классификации производилась посредством метрики f1-score, которая рассматривается как адекватная мера для определения качества классификации, поскольку учитывает характеристики распределения классов. С целью обеспечения надёжности результатов при возможных флуктуациях метрики вычисления были усреднены по десяти независимым прогонам сети для каждой модели. Достигнутые результаты продемонстрировали не только целесообразность применения гибридных квантово-классических сетей при решении задач бинарной классификации изображений, но и выявили преимущество гибридного подхода в отношении точности классификации.

При поддержке программы «Приоритет-2030».

1. Y. Gujju, A. Matsuo, R. Raymond // Phys. Rev. Applied. 2024. V. 21. P. 06700.
2. S. H. Akhmed // Modeling and Data analysis. 2023. V. 13. P. 96.
3. E. Kotei, P. Thirunavukarasu // Healthcare. 2022. V. 10. P. 2335.
4. A. Khmelnytskyi, S. Stirenko, Y. Gordienko // Proceedings of 4th International Conference on Artificial Intelligence and Smart Energy (ICAIS 2024) // Information Systems Engineering and Management. V. 3. Springer, Cham. 2024.
5. Dataset. Br35H :: BrainTumorDetection 2020 [Электронный ресурс] // KaggLe. 2020. URL: https://www.kaggle.com /datasets/ahmedhamada0/brain-tumor-detection (дата обращения: 15.11.2025).
6. Quantum Machine Learning Course [Электронный ресурс] Open Data Sciens // URL: https://quantum-ods.github.io /qmlcourse /book/qnn/ru/qnn.html (дата обращения: 15.11.2025).
7. PennyLane: Software for quantum machine learning, quantum computing, and quantum chemistry [Электронный ресурс] Quantum-OPS. 2020 // Xandu. 2025. URL: https://pennylane.ai (дата обращения: 15.11.2025).

Совместное существование дипольной и квадрупольной топологических фаз

К. А. Родионенко*, М. Мазанов, М. А. Горлач

Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, лит. А., Санкт-Петербург, 197101
*karodionenko@yandex.ru

Свойства квантовых систем определяются не только их энергетическим спектром, но и топологией блоховских функций в обратном пространстве. Поэтому концепции и результаты топологической физики, такие как фаза Берри [1], числа Черна и прочие топологические инварианты, находят широкое применение в области квантовых технологий. При этом топологические инварианты, вычисляемые по системе блоховских функций для периодической структуры, предсказывают существование краевых или угловых состояний, локализованных на интерфейсе и устойчивых к некоторым типам беспорядка.

В течение последних лет активно исследуются два фундаментальных класса топологии высокого порядка, наблюдаемые в двумерных системах, − дипольная [2] и квадрупольная [3]. Систематическое описание таких систем нашло широкое применение при проектировании топологических резонаторов, топологических волноводов и топологических лазеров, фотонных чипов и делителей света [4]. В спектре периодической решётки в случае нетривиальной топологии неизменно присутствует запрещённая зона. В конечной структуре, обладающей дипольной топологией, наблюдаются состояния, локализованные на границах решётки. В случае квадрупольной топологии, напротив, возникают состояния, локализованные на углах структуры. Описанную связь называют принципом соответствия «объём-граница».

В ключевых работах по теме топологии высокого порядка было установлено, что, подобно электростатике, квадрупольный инвариант хорошо определён только в системах с нулевым дипольным моментом в элементарной ячейке [5]. В противном случае квадрупольный топологический инвариант не может быть задан однозначно. Таким образом, сосуществование этих двух топологических фаз до сих пор было не вполне исследовано.

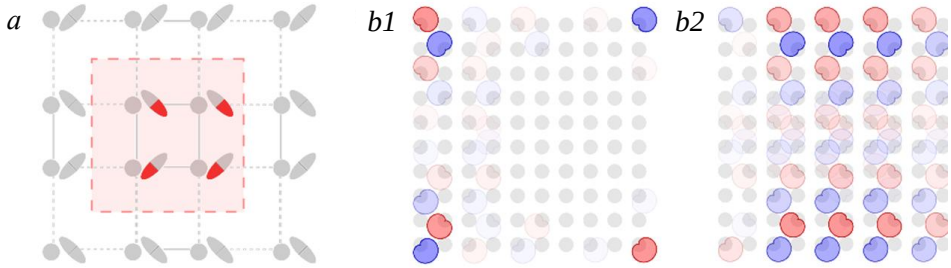


Рис. 1. Схема решётки, состоящей из оптических двухмодовых эванесцентно связанных волноводов (*a*). Угловые (*b1*) и краевые (*b2*) состояния в конечной решётке

В нашей работе исследуется система, в которой наблюдается совместное существование дипольной и квадрупольной топологических фаз. В качестве платформы используются оптические эванесцентно связанные волноводы с вырожденными симметричными (монопольными) и наклонными антисимметричными (дипольными) орбитальными модами, расположенные в узлах периодической решётки. Точная настройка геометрических параметров и взаимное расположение волноводов позволяют достичь сосуществования обеих топологических фаз в одной запрещённой зоне. В работе показано, что конечная квадратная структура обладает как краевыми, так и четырьмя угловыми состояниями, что согласуется с принципом соответствия «объём-граница».

Кроме необходимых численных расчётов, в работе приводится систематический подход к определению топологических инвариантов для смешанных дипольно-квадрупольных топологических изоляторов. Оказывается, что в случае квадрупольной топологии в обратном пространстве невозможно определить базис двумерных функций Ванье, локализованных в пределах отдельных элементарных ячеек. Поэтому в настоящей работе рассматриваются подсектора Ванье, соответствующие каждой из топологических фаз. Инварианты, вычисленные для каждого из подсекторов Ванье, оказываются однозначно определёнными. Полученные результаты могут быть применимы и к другим платформам, в том числе, к массивам сверхпроводящих кубитов.

1. M. V. Berry. Quantal phase factors accompanying adiabatic changes // Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences. 392.1802 (1984): 45–57.

2. W. A. Benalcazar, Tianhe Li and L. H. Taylor. Quantization of fractional corner charge in C n-symmetric higher-order topological crystalline insulators // Physical Review B. 99.24 (2019): 245151.

3. W. A. Benalcazar, B. A. Bernevig and L. H. Taylor. Quantized electric multipole insulators // Science. 357.6346 (2017): 61–66.

4. Yan, Qiuchen, et al. Quantum topological photonics // Advanced Optical Materials. 9.15 (2021): 2001739.

5. W. A. Benalcazar, B. A. Bernevig and L. H. Taylor. Electric multipole moments, topological multipole moment pumping, and chiral hinge states in crystalline insulators // Physical Review B. 96.24 (2017): 245115.

Устройство согласования одномодового скошенного волокна с планарным волноводом через дифференциальную решётку

А. Рыков[1]*, И. Ашарчук[1], Е. Епифанов[1,2], Д. Обыденнов[1], А. Мумляков[1], И. Филиппов[1], И. Трофимов[1], М. Тархов[1,2]

[1]Институт нанотехнологий микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская, 16а, с. 1, Москва, 115487
[2]НИЦ Курчатовский институт, Москва
*alexsandr0926@gmail.com

В последние десять лет активно развивается направление планарной фотоники, оно обусловлено технологическим прорывом в области создания планарных фотонных элементов. Современная телекоммуникационная связь основывается на оптических одномодовых (многомодовых) волокнах. По этой причине требуется оптимизировать их согласование по оптическому выходу, а именно связь планарного фотонного чипа с одномодовым (многомодовым) волокном. Необходимо учитывать, что связь по оптическому выходу должна обладать следующими параметрами, а именно малыми потерями и высокими эксплуатационными характеристиками.

Стыковка оптического волокна с кристаллом, как правило, осуществляется с использованием технологий ввода/вывода излучения в ИОС (интегрально-оптическая схема). Основные методы включают торцевой ввод и ввод с помощью дифракционных решёток [1]. Кроме того, могут применяться механические или химические методы соединения, такие как склеивание или использование V-образной канавки [2]. Для временных или полупостоянных соединений могут использоваться волоконно-оптические соединители (коннекторы) [3].

В работе представлены технологии изготовления устройства оптического согласования. Согласующее устройство сделано под волокно 125 мкм. Точность позиционирования для укладки волокна ± 500 нм. Проведены испытания в криогенных температурах 2,5 К, при которых устройство показало хорошую адгезию к поверхности. Проведена интеграция устройства в демонстрационный образец планарного волновода с дифференциальной решёткой. Были измерены потери, которые составили 3 дБ.

Работа выполнена в рамках проекта № 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеризация образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» – «Комплекса оборудований для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий».

1. B. Snyder and P. O'Brien. Packaging process for grating-coupled silicon photonic waveguides using angle-polished fibers // IEEE transactions on components, packaging and manufacturing technology. 2013. V. 3, no. 6.

2. J. Mireles Jr.*, M. Gómez, M. A. Garcia. Packaging investigation and study for optical interfacing of micro components with optical fibers // Surfaces and Vacuum 2007. 20(1). 21–33.

3. M. V. Shibalov, I. M. Asharchuk, E. O. Epifanм, I. V. Trofimov, A. M. Mumlyakov, N. V. Minaev, Y. V. Anufriev and M. A. Tarkhov. Superconducting single-photon detector integrated in DBR with optical microconnector for MM or SM fiber // Supercond. Sci. Technol. 2024. V. 37. P. 075011.

Влияние переходных процессов кубита на спектр волнового смешения неклассических импульсов и классического сигнала

Т. Р. Сабиров[1,2*], А. Ю. Дмитриев[1], С. А. Гунин[1], А. В. Васенин[1,2], О. В. Астафьев[2,1]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[2]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
*sabirov.tr@phystech.edu

В настоящей работе экспериментально исследован нелинейный эффект квантовой оптики – волновое смешение антигруппированного и когерентного сигнала в каскадной системе сверхпроводниковых атомов – кубитов.

В качестве экспериментальной платформы использованы кубиты в архитектуре трансмон, взаимодействующие с волноводом в режиме сильной связи. Доказано, что спектр волнового смешения содержит информацию о фотонной статистике поля, что представляет большой интерес для области квантовых коммуникаций [1].

Каскадная система сверхпроводниковых кубитов устроена следующим образом: СВЧ-сигнал возбуждает кубит-источник, далее волновой пакет после спонтанной эмиссии в излучательную линию распространяется через криогенный циркулятор к кубиту-рассеивателю, на который через отдельный канал при помощи направленного ответвителя подается непрерывный СВЧ-сигнал. Благодаря наличию криогенного СВЧ-циркулятора сигнал распространяется только от кубита-источника к кубиту-рассеивателю.

Численное моделирование зависимости когерентной части спектра кубита-источника приведено на рис. 1. Симуляция проводилась на основе теоретической модели экспериментальной системы, построенной при помощи теории открытых квантовых систем [2, 3].

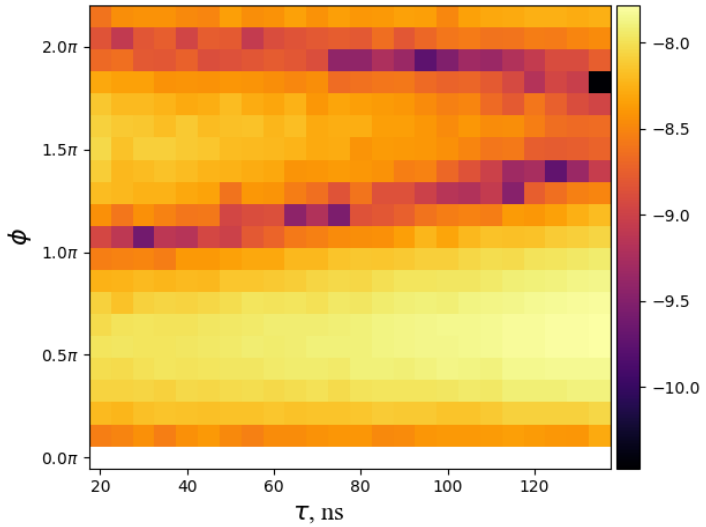


Рис. 1. Зависимость когерентной части спектра кубита-источника от амплитуды и длительности импульса. Подавление поля в точках π, 2π при коротких импульсах соответствуют осцилляциям Раби. При увеличении длительностей импульсов ветви подавления смещается до соединения с соседней ветвью, что объясняется большим влиянием динамики кубита во время подачи возбуждающего импульса на спектр

Экспериментально получены зависимости обсуждаемого эффекта от амплитуд и длительностей возбуждающих сигналов. Полученные экспериментальные данные приведены в количественное соответствие с теоретической моделью.

1. A.Yu. Dmitriev et al. // Nat. Commun. 2017. V. 8: 1352.
2. W.V.Pogosov, A. Yu. Dmitriev, O.V. Astafiev // Phys. Rev. A. 2021. V. 104: 023703.
3. C.W. Gardiner, A. S. Parkins // Phys. Rev. A. 1994. V. 50: 1792.

Моделирование запутанных состояний для системы кубитов

С. С. Савинский*, И. Т. Фатыхов

Удмуртский государственный университет, ул. Университетская, 1, Ижевск, Удмуртская Республика, 426034
*savinsky@udsu.ru

Для одиночного кубита, находящегося в поле поляризованной волны, рассматривается безразмерный гамильтониан вида [1]

$$H = -\frac{1}{2}\Delta\sigma_z - \varepsilon(t)\sigma_x, \tag{1}$$

где Δ – ширина щели в спектре одиночного двухуровнего кубита, $\varepsilon(t)$ – внешний сигнал, создаваемый волной, σ_x, σ_z – матрицы Паули. Двухкубитный оператор Гамильтона может быть построен как тензорное произведение операторов Гамильтона первого и второго кубитов на единичные матрицы (2×2):

$$H_{12} = H_1 \otimes I + I \otimes H_2 = -\begin{pmatrix} \frac{\Delta_1+\Delta_2}{2} & \varepsilon_2(t) & \varepsilon_1(t) & 0 \\ \varepsilon_2(t) & \frac{\Delta_1-\Delta_2}{2} & 0 & \varepsilon_1(t) \\ \varepsilon_1(t) & 0 & \frac{-\Delta_1+\Delta_2}{2} & \varepsilon_2(t) \\ 0 & \varepsilon_1(t) & \varepsilon_2(t) & -\frac{\Delta_1+\Delta_2}{2} \end{pmatrix}. \tag{2}$$

Соответственно трехкубитный оператор Гамильтона строится как тензорное произведение оператора (2) на единичную матрицу (2×2) плюс тензорное произведение единичной матрицы размерности (4×4) на оператор Гамильтона третьего кубита (1). Действуя далее по вышесказанному сценарию, можно построить оператор Гамильтона *N* кубитов, который представляет собой матрицу размерами $(2^N \times 2^N)$. При любых временных сигналах действующих на *N* кубитов рассматривается волновая функция в виде

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{\dots n_j \dots} \chi_{\dots n_j \dots}(t) \exp\left(-iE_{\dots n_j \dots} t\right) \big| \dots n_j \dots >,$$

где n_j принимает всевозможные значения 1 или 0, j – номер кубита, значения коэффициентов $\chi_{\dots n_j \dots}(0)$ определяются из начальных условий, $E_{\dots n_j \dots}$ и $\big| \dots n_j \dots >$ энергии и стационарные волновые функции кубитов при отсутствии внешних сигналов.

Для построения запутанных состояний в системе нужно учесть взаимодействие между кубитами. Физическая причина взаимодействий может быть различной: от поляризации одного кубита другим кубитом до диполь-дипольного взаимодействия [2]. Соответственно, возникает проблема построения оператора взаимодействия кубитов, который представляет собой матрицу $(2^N \times 2^N)$. В [1] приведен оператор взаимодействия двух кубитов, который может быть распространен на систему *N* кубитов

$$H_{int} = -j(t)\sigma_{x1} \otimes \sigma_{x2} = -j(t)\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

где *j(t)* – временной сигнал. На рис. 1 показана зависимость вероятности состояний двухкубитной системы от времени при воздействии запутывающим сигналом.

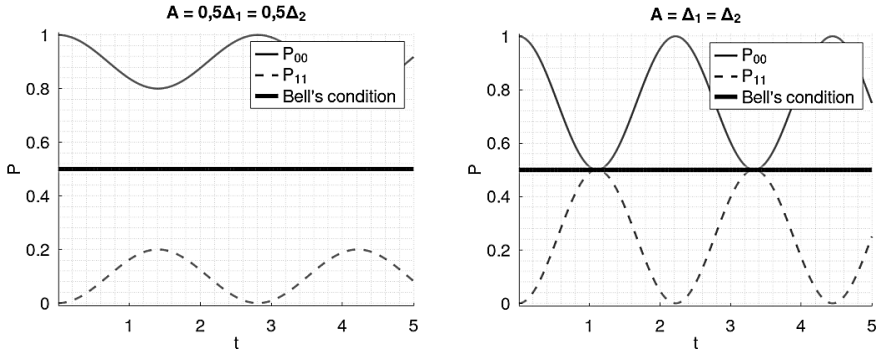


Рис. 1. Эволюция в состояние Белла: $j(t) = A\Theta(\tau - t)$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 1$, $\tau = 5$ при различных амплитудах A

1. В. А. Вожаков, М. В. Бастракова и др. Управление состояниями в сверхпроводниковых квантовых процессорах // УФН. 2022. Т. 192, № 5. С. 457–476.

2. И. В. Заливако, Н. В. Семенов и др. Квантовые вычисления на ионах в ловушках: принципы, достижения и перспективы // УФН. 2025. Т. 195, № 6. С. 585–620.

Оптимизация квантовых цепочек для решения задач машинного обучения на джозефсоновских интегральных схемах

С. С. Самарин[1,2*], М. А. Сергеев[1], А. Е. Толстобров[1,2], Ш. В. Сандуляну[2,3], Г. П. Фёдоров[2,3], О. В. Астафьев[1,2]

[1]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
[2]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[3]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
*samarin.ss@phystech.edu

Вариационные квантовые схемы (ВКС) являются одним из наиболее перспективных подходов в квантовом машинном обучении. Однако выбор подходящей структуры ВКС для конкретной задачи осуществляется в основном эмпирическим путем. При работе на зашумленных квантовых устройствах промежуточного масштаба возникают дополнительные ограничения: влияние декогеренции на обучаемость цепочки, аппаратное подключение ограничивает набор пар кубитов, доступных для двухкубитных операций (гейтов) [1]. Методы эволюционной оптимизации могут обеспечить эффективный поиск схем в заданном пространстве решений. В этой работе генетический алгоритм применяется к задачам классификации и подготовки состояний. Проведено классическое моделирование для анализа зависимости результатов от гиперпараметров. Эффективность алгоритма подтверждается экспериментально на сверхпроводниковом квантовом процессоре. Результаты подчеркивают потенциал эволюционных стратегий изучения и адаптации архитектур ВКС к реальному оборудованию.

Различные задачи классификации были решены с помощью генетического алгоритма и повторной загрузки данных [2]. Постепенно увеличивая количество генов (рис. 2), мы выявляем более короткие цепочки, максимизирующие точность классификации. Для надлежащей оценки производительности проводится процедура кроссвалидации цепочек с наличием неидеальности гейтов и декогеренции кубитов перед их реализацией на сверхпроводниковом процессоре.

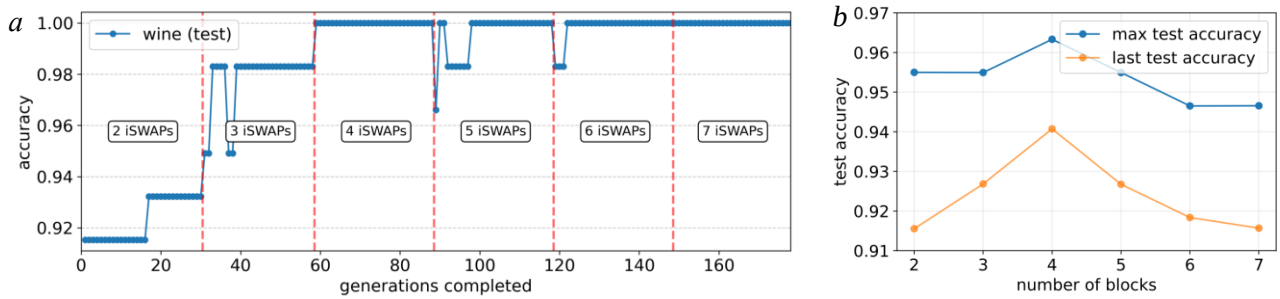


Рис. 1. Рост точности классификации при увеличении числа запутывающих iSWAP в системе (*a*). При четырёх гейтах генетический алгоритм находит цепочку, которая полностью решает задачу. Кроссвалидация наилучших найденных решений для каждого числа iSWAP (*b*). Наилучшая точность соответствует цепочке с четырьмя блоками

При помощи генетического алгоритма было найдено аналитическое решение задачи определения четности битовой строки с использованием iSWAP (с CNOT существует тривиальное решение). Показано, что для этого требуется одинаковое количество двух кубитных гейтов. Добавленный коэффициент регуляризации позволяет избавиться от ненужных вращений одного кубита и найти компактное решение всего с двумя дополнительными вращениями $\pi/2$ для произвольного числа кубитов. Решение применимо и в случае неидеальных гейтов и наличия затухания в квантовой системе.

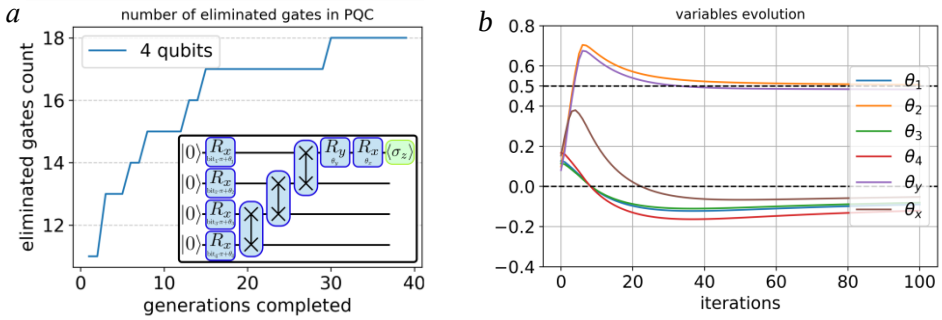


Рис. 2. Уменьшение числа однокубитных гейтов в цепочке по мере работы эволюционного алгоритма (*a*), на вставке получившаяся после его завершения цепочка (4 кубита). Изменение параметров в процессе обучения цепочки (*b*) из вставки (*a*). Только два параметра остаются ненулевыми и равными $\pi/2$

1. Tolstobrov, G. Fedorov, S. Sanduleanu, S. Kadyrmetov et al. // Phys. Rev. A. 2024. V. 109: 012411.
2. Pérez-Salinas, A. Cervera-Lierta, E. Gil-Fuster, J. Lattore // Quantum. 2020. V. 4. P. 226–244.

Влияние ширины полоски сверхпроводникового однофотонного детектора на чувствительность к электромагнитному полю поверхностной ионной ловушки

К. О. Седых[1,2]*, С. Ю. Заруцкий[3], А. С. Подлесный[3], А. А. Невзоров[4], И. Н. Флоря[4], А. Д. Голиков[2,4], А. А. Разакова[1,2], Н. А. Титова[2,4], С. С. Святодух[1,2], В. В. Ковалюк[1,4], К. Е. Лахманский[3], Г. Н. Гольцман[1,3]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028
[2]Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1, Москва, 119991
[3]Российский квантовый центр, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
[4]Университет науки и технологий МИСИС, Ленинский просп., д. 4, стр. 1, Москва, 119049
*ksedykh@hse.ru

Разработка процессоров для квантовых вычислений является одним из направлений научных исследований в настоящее время. Различные материальные платформы (сверхпроводниковая, фотонная, ионная, на основе нейтральных атомов и др.), на основе которых разрабатываются и изготавливаются ключевые элементы квантовых процессоров – кубиты, способствуют быстрому прогрессу в этой области науки и техники. Ионная платформа представляет собой одну из самых успешных технологий на мировом уровне с высоким потенциалом выхода в коммерческие продукты [1]. Для управления ионами используются электродные конструкции-ловушки (ловушки Пауля), на которые подаются радиочастотные и постоянные напряжения. Поверхностный вид подобных ловушек раскрывает свое преимущество перед трехмерными реализациями в возможности масштабирования таких систем [2].

Для подготовки и инициализации квантового состояния кубита необходимо использовать лазерные источники с длинами волн, возбуждающие энергетические переходы для конкретного иона. Для ионов кальция это 729, 854 и 866 нм. Осуществить адресную доставку света на чипах можно с помощью фотонных структур, состоящих из волноводов и решетчатых элементов связи [3].

КМОП-совместимая технология позволяет изготовливать поверхностные ловушки не только с инициализирующими элементами, но также и с системами считывания квантового состояния ионного кубита. Флюоресценция ионов кальция (397 нм), указывающая на возбужденное состояние, может быть задетектирована различными методами. Одним из наиболее эффективных квантовых сенсоров являются сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SSPD) [4]. Благодаря высокой эффективности детектирования >90 %, низкому уровню темнового счёта (<10 Гц), высокому временному разрешению (<50 пс) такие детекторы показывают возможность интеграции с поверхностной ионной ловушкой [5, 6]. Однако нужно отметить, что характеристики детектора в радиочастотном поле ловушки могут ухудшаться [7]. Возможные способы преодоления этой проблемы включают в себя экранирование детектора [8, 9], увеличение рабочего диапазона тока из-за увеличения ширины нанополоски [10, 11] или подачу на детектор радиочастотного поля в противофазе.

В работе исследованы характеристики NbN SSPD с различной шириной полоски, интегрированного в поверхностную ионную ловушку. Измерены зависимости сопротивления детектора из нитрида ниобия от температуры, зависимость скорости отсчётов от уровня триггера, скорости темнового счета, эффективности детектирования SSPD вблизи 397 нм, соответствующей флюоресценции иона кальция, находящегося в возбуждённом состоянии, а также подача на детектор радиочастотного поля в противофазе.

Полученные результаты демонстрируют высокий потенциал использования SSPD в поверхностных ионных ловушках для разработки масштабированного квантового процессора на ионах.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках Дорожной карты по квантовым вычислениям (Договор № 868/1733-Д от 22 сентября 2025 года).

1. J. M. Pino et al. // Nature. 2021. 592, 209.
2. C. D. Bruzewicz et al. // Appl. Phys. Rev. 2019. 6 (2), 021314.
3. R. J. Niffenegger et al. // Nature. 2020. 586, 538.
4. G. N. Gol'tsman et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. 79 (6), 705.
5. V. V. Kovalyuk et al. // Radiophysics and Quantum Electronics. 2024. P. 1–54.
6. S. Todaro et al. // Physical Review Letters. 2021. № 126(1).
7. K. O. Sedykh et al. // Technical Physics. 2023. 68 (7). P. 907.
8. B. Hampel et al. // Appl. Phys. Lett. 2023. 122 (17), 174001.
9. К. О. Седых и др. // ЖТФ. 2025. 9. 1673.
10. P. Zolotov et al. // Applied Physics Letters. 2023. V. 122, no. 15.
11. Y. P. Korneeva et al. // Physical Review Applied. 2018. V. 9, no. 6. P. 064037.

Достижение высоких точностей операций 8-кубитного сверхпроводникового квантового сопроцессора Snowdrop

Н. С. Смирнов[1,2], А. Р. Матанин[1,2], А. И. Иванов[1,2], Д. О. Москалев[1,2], Д. А. Москалева[1,2], А. А. Соловьева[1,2], В. И. Полозов[1,2], В. В. Ечеистов[1,2], Е. И. Малеванная[1,2], Е. В. Зикий[1,2], С. А. Котенков[2], Н. Д. Коршаков[1,2], Б. К. Гетманов[2], Д. Е. Широков[2], М. В. Андрощук[2], И. С. Коробенко[2], Ю. А. Агафонова[2], Д. А. Баклыков[1,2], И. А. Родионов[1,2]*

[1]Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова (ФГУП «ВНИИА»), Москва, 127055
[2]НОЦ «Функциональные микро- и наносистемы», МГТУ им. Н. Э. Баумана, Москва, 105005
*irodionov@bmstu.ru

Создание практически полезного квантового компьютера ограничено точностью квантовых логических операций, масштабируемостью процессоров, а также эффективностью квантовых алгоритмов, требовательных к параметрам квантового процессора.

В НОЦ Функциональные Микро/Наносистемы (НОЦ ФМН) – совместном центре МГТУ им. Н. Э. Баумана и ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова» разработан восьмикубитный сверхпроводниковый квантовый сопроцессор Snowdrop 8Q. Архитектура квантового сопроцессора основана на перестраиваемых по частоте кубитах-трансмонах [1] с управляемой связью между кубитами [2]. В работе представлены результаты разработки архитектуры масштабированной ячейки сверхпроводникового квантового сопроцессора, процессов изготовления схемы и итеративной, многоэтапной процедуры калибровки кубитных операций. Продемонстрированы результаты решения основных ограничений точности квантовых операций многокубитных систем: перекрестных помех и паразитных взаимодействий между кубитами.

Произведенные улучшения схемы позволили повысить точность квантовых операций и считывания. Представлены результаты как стандартных бенчмаркингов основных параметров многокубитной квантовой схемы, квантовых операций и считывания, так и результаты реализации квантовых алгоритмов, демонстрирующие производительность сопроцессора.

1. N. S. Smirnov et al. Wiring surface loss of a superconducting transmon qubit // Scientific Reports. 2024. V. 14, no. 1. P. 7326.

2. N. S. Smirnov et al. High-fidelity two-qubit gates with transmon qubits using bipolar flux pulses and tunable couplers // arXiv preprint arXiv:2509.04965. 2025.

Квантовая магнитометрия на кутрите-трансмоне с использованием алгоритмов оценки фазы

А. А. Соловьев[1,2]*, Т. А. Ярополов[1,2], Р. В. Ромашкин[1,2], А. В. Лебедев[1,2]

[1]Московский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, 141701
[2]ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова», Москва, 127030
*artemsolovev23@mail.ru

Сверхпроводящие искусственные атомы могут быть использованы для различных приложений, например, для реализации квантовых вычислений. Помимо квантовых вычислений, сверхпроводящие атомы трансмоны могут использоваться и в качестве сверхчувствительных сенсоров магнитного поля. В любых прецизионных измерениях имеет значение не только предельная точность сенсора, но и время измерения, за которое этой точности можно добиться. Использование квантовых технологий для создания прецизионных сенсоров позволяет существенно увеличить их чувствительность и достигнуть фундаментального ограничения – предела Гейзенберга. Одним из способов еще сильнее уменьшить необходимое время измерения является использование большего количества уровней искусственного атома. В работе показывается, что использование кутрита позволяет уменьшить время измерения, необходимое для получения заданной точности по отношению к кубиту при использовании в качестве протокола алгоритмов оценки фазы.

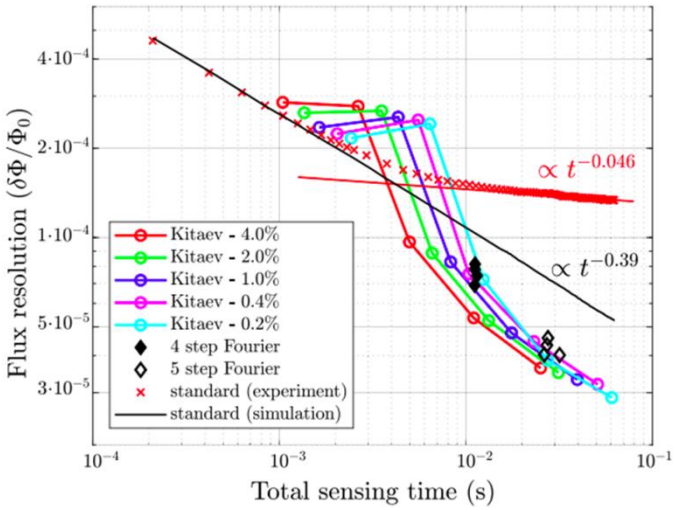


Рис. 1. Разрешение магнитного потока для кубита при заданном времени измерения

1. S. Danilin et al. Quantum-enhanced magnetometry by phase estimation algorithms with a single artificial atom // Quantum Information. 2018. V. 4, no. 1. P. 29.
2. M. R. Perelshtein et al. Linear ascending metrological algorithm // Physical Review Research. 2021. V. 3, no. 1. P. 013257.

Изготовление 16-пиксельного однофотонного детектора для совмещения с многомодовым оптическим волокном

А. Д. Соловьев[2*], А. И. Ломакин[1,2], С. С. Святодух[1,2], Н. А. Титова[2], А. И. Колбатова[2], Г. Н. Гольцман[1,2,3]

[1]МИЭМ «Высшая школа экономики», ул. Таллинская, 34, Москва, 123592
[2]МПГУ, ул. Малая Пироговская, 1/1, Москва, 119435
[3]СКОНТЕЛ, Дербеневская набережная, 11А, Москва, 115114
*31arseni@mail.ru

Однофотонные детекторы, способные регистрировать одновременно большое количество фотонов («быстрые детекторы») с малым числом ложных срабатываний, имеют критически важное значение для широкого спектра практических приложений, таких как квантовое распределение ключа (англ. *quantum key distribution*, QKD) [1], оптическая связь на большие расстояния, интегральные источники одиночных фотонов, спонтанное параметрическое рассеяние (англ. *spontaneous parametric down-conversion*, SPDC) и др. [1–2]. Известно, что одноэлементный сверхпроводниковый однофотонный детектор (англ. *superconducting single-photon detector*, SSPD), состоящий из длинной узкой сверхпроводящей полоски, изогнутой в форме меандра для лучшего согласования с оптоволокном, имеет высокую эффективность детектирования, малый временной джитер и низкий уровень темновых отсчётов [3]. Несмотря на привлекательность одноэлементного SSPD для создания «быстрых детекторов», его скорость детектирования невелика и достигает всего нескольких десятков МГц [4]. Ограничение скорости обусловлено высокой кинетической индуктивностью образца и, следовательно, большим временем восстановления [5]. Известно, что реализация многоэлементного детектора, состоящего из нескольких коротких SSPD на одном чипе и подключенных параллельно, снижает кинетическую индуктивность, что позволяет увеличить скорость счёта до 1,5 ГГц [6–9]. Кроме того, открытие возможности детектирования SSPD с более широкой полоской (ширина >> 150 нм) [10] позволило дополнительно уменьшить кинетическую индуктивность каждого элемента.

В этой работе мы продумали дизайн и изготовили многоэлементный детектор из сверхпроводящей плёнки нитрида ниобия NbN, структурировав 16 широкополосных SSPD с шириной 2,4 мкм на одном чипе (см. рис. 1). Размер активной области детектирования составляет 200 мкм на 200 мкм. Увеличенный размер активной области детектирования позволяет совместить детектор с многомодовым оптическим волокном, что открывает возможности для применения этого детектора во множестве областей.

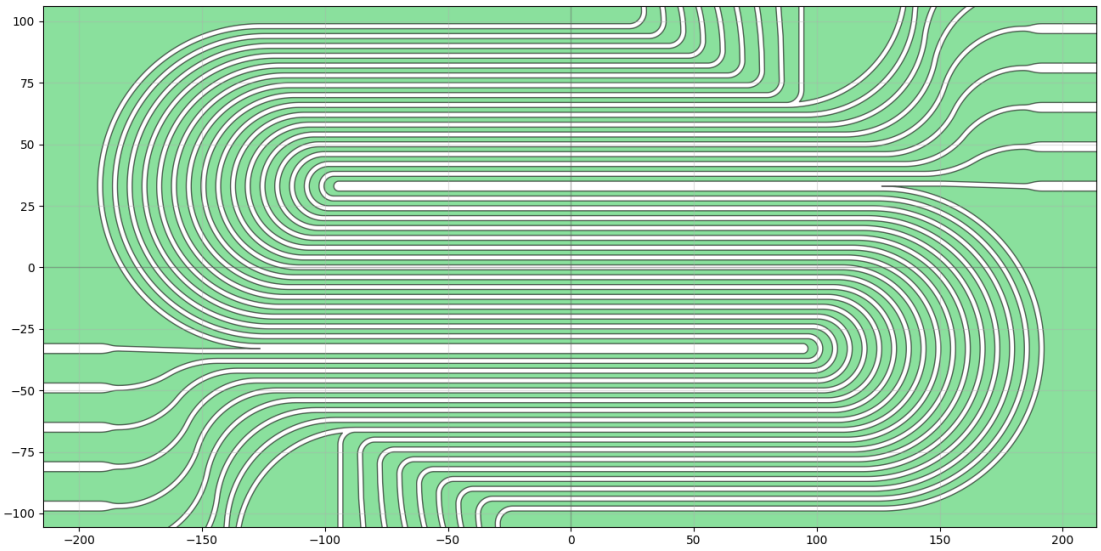


Рис. 1. Дизайн центральной зоны 16-пиксельного однофотонного детектора, размер указан в мкм

1. A. Boaron et al. // Physical review letters. 2018. V. 121, no. 19. P. 190502.
2. Z. Ma et al. // Physical Review Letters. 2020. V. 125, no. 26. P. 263602.
3. L. You // Nanophotonics. 2020. V. 9, no. 9. P. 2673–2692.
4. L. Zhang et al. // Scientific reports. 2018. V. 8, no. 1. P. 1486.
5. A. J. Kerman et al. // Applied physics letters. 2006. V. 88, no. 11.
6. W. Zhang et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2019. V. 29, no. 5. P. 1–4.
7. J. Huang et al. // Superconductor Science and Technology. 2018. V. 31, no. 7. P. 074001.
8. I. Craiciu et al. // Optica. 2023. V. 10, no. 2. P. 183–190.
9. G. V. Resta et al. // Nano Letters. 2023. V. 23, no. 13. P. 6018–6026.
10. Y. P. Korneeva et al. // Physical Review Applied. 2018. V. 9, no. 6. P. 064037.

Общие свойства шумов в глубоких троттеровских цепях

Г. Л. Стависский*, А. В. Лебедев, В. В. Погосов, Л. Е. Федичкин, Д. В. Бабухин, А. А. Жуков

ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова», ул. Сущёвская, 22, Москва, 127055
*stavisskii.gl@phystech.edu

Несмотря на перспективность применения квантовых вычислений в самых разных сферах, от машинного обучения [1] до оптимизационных задач квантовой химии [2], часто их практическое применение осложнено ввиду высокого уровня шумов на реальных устройствах так называемой NISQ-эры [3]. В связи с этими обстоятельствами возникает повышенный интерес к альтернативным применениям квантовых вычислений для достижения квантового превосходства. Недавние работы показывают, что с использованием методов машинного обучения, симуляции наблюдаемых, получаемых с помощью троттеровских алгоритмов, могут быть эффективно «расшумлены» даже при относительно высоком уровне шумов без традиционных требовательных процедур коррекции ошибок [4]. Также даже относительно неглубокие реализации троттеровских симуляций способны демонстрировать качественно правильную динамику наблюдаемых [5].

В работе теоретически исследовано влияние паулевских шумов на троттеровские алгоритмы большой глубины. Общие выражения в пределе большой глубины цепи подтверждают наблюдаемое как на симуляциях, так и на реальных схемах, разделение эволюции на два характерных режима по времени. Установлена связь между поведением зашумленных наблюдаемых и эхом Лошмидта симулируемой квантовой системы, в частности, одномерной периодической цепочкой Изинга в поперечном поле (1D PBC-TFIM). Полученные выражения для осредненных шумов подтверждают применимость методов экстраполяции к нулевому шуму (ZNE) экспоненциального вида. Мы даем физическую интерпретацию для осредненных шумовых каналов через картину, подобную картине рассеяния на потенциале, эффективно создаваемом ошибкой в алгоритме.

На рис. 1 изображена симуляция прецессии спина в магнитном поле, полученная как классическим вычислением без шумов, так и на реальном квантовом вычислителе Snowdrop 4q-v2, с вероятностью однокубитной ошибки порядка 0,01. Результаты демонстрируют наличие предсказываемого разделения влияния ошибок на два качественно разных режима по времени.

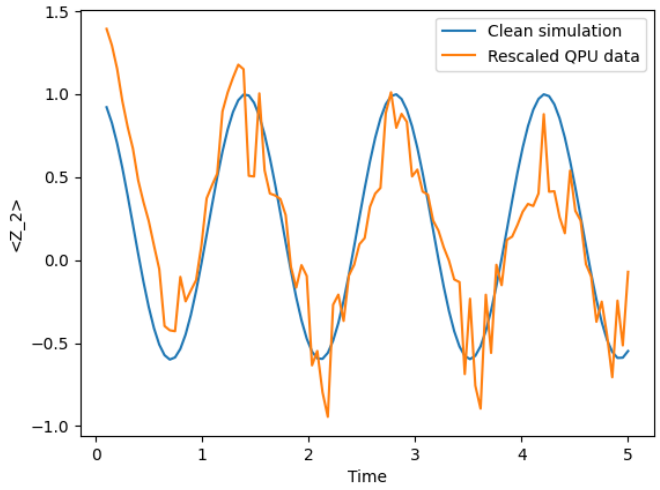


Рис. 1. Наблюдаемая спина вдоль оси Z для бесшумной симуляции, непрерывная, и реальной троттеровской симуляции на квантовом чипе Snowdrop 4q-v2, разрывная

1. Po-Yu Kao, Ya-Chu Yang et al. // Exploring the advantages of quantum generative adversarial networks in generative chemistry // Journal of chemical information and modeling. 2023. 63. 05.

2. I. Liepuoniute, K. D. Doney et al. // Quantum-centric computational study of methylene singlet and triplet states // Journal of Chemical Theory and Computation. 2025. 21(10): 5062–5070.

3. Daniel Stilck Franca and Raul Garcia-Patron // Limitations of optimization algorithms on noisy quantum devices // Nature Physics. 2021. 17:1–7. 11.

4. A. Zhukov and W. Pogosov. Quantum error mitigation in the regime of high noise using deep neural networkTrotterized dynamics // Quantum Information Processing. 2024. 23. 02.

5. Zhukov, S. Remizov, W. Pogosov and Y. Lozovik. Algorithmic simulation of far-from-equilibrium dynamics using quantum computer // Quantum Information Processing. 2018. 17. 07.

Высокоэффективные интегрированные на волновод сверхпроводниковые однофотонные детекторы

И. А. Степанов[1]*, О. И. Шмонина[1], Е. В. Сергеев[1,2], С. С. Авдеев[1,2], Д. Ю. Ульянов[1], А. С. Бабурин[1,2], И. А. Родионов[1,2]

[1]МГТУ им. Баумана, ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1, Москва, 105005
[2]ФГПУ «ВНИИА» им. Н. Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва 127055
*stepanovia@bmstu.ru

Сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SNSPD) за последние два десятилетия стали одной из наиболее совершенных технологий детектирования одиночных фотонов благодаря уникальному сочетанию характеристик. Благодаря возможности достижения квантовой эффективности до 99 % [1–3], скорости счёта свыше 1 ГГц [4, 5], джиттера менее 3 пс [6] и скорости темнового счёта порядка 10–3 Гц [7] SNSPD на сегодняшний день находят применение в различных областях, включая квантовые вычисления. Однако по мере развития масштабируемых квантовых технологий возрастает потребность в интеграции SNSPD с другими компонентами на едином чипе, включая волноводы с низкими потерями, источники фотонов и электрооптические модуляторы [8]. Такая интеграция не только минимизирует потери на оптических соединениях, но и повышает масштабируемость системы, позволяя реализовать многоканальное детектирование без потери производительности в едином криостате. Таким образом, разработка воспроизводимой технологии изготовления интегрированных на волновод сверхпроводниковых однофотонных детекторов является обязательным шагом на пути к созданию интегральных схем для фотонных квантовых сопроцессоров, а также необходимым условием для создания масштабируемых систем квантовых коммуникаций.

В данной работе представлена разработанная технология изготовления фотонных интегральных схем на платформе SiN с интегрированными на волновод сверхпроводниковыми однофотонными детекторами на основе NbN и вертикальными и горизонтальными элементами ввода излучения. Представлены результаты численного моделирования чувствительного элемента детектора и элементов фотонной интегральной схемы для работы при криогенных температурах. Представлена технология изготовления интегрированных на волновод SNSPD, включающая в себя этапы синтеза оптических и сверхпроводящих слоев, прецизионные процессы электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления, а также формирование структур для ввода и вывода излучения [9, 10]. Получена эффективность поглощения детекторов вплоть до 99,78 % на длине волны 1550 нм, продемонстрированы результаты криогенной характеризации элементов фотонных интегральных схем при температуре <1 К, а также результаты характеризации детекторов с вертикальным и горизонтальным вводом излучения, включая эффективность детектирования на чипе 67 % и скорость счета более 38 МГц.

1. J. Chang et al. // APL Photonics. 2021. V. 6, no. 3.
2. D. V. Reddy et al. // Conference on Coherence and Quantum Optics. Optica Publishing Group, 2019. P. W2B. 2.
3. P. Hu et al. // Optics Express. 2020. V. 28, no. 24. P. 36884–36891.
4. W. Zhang et al. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2019. V. 29, no. 5. P. 1–4.
5. G. V. Resta et al. // Nano Letters. 2023. V. 23, no. 13. P. 6018–6026.
6. B. Korzh et al. // Nature Photonics. 2020. V. 14, no. 4. P. 250–255.
7. H. Shibata et al. // Optics letters. 2015. V. 40, no. 14. P. 3428–3431.
8. K. A. Buzaverov et al. // Laser Photonics Rev. 2024. V. 18. 2400508.
9. I. A. Stepanov et al. // APL Materials. 2024. V. 12, no. 2.
10. S. S. Avdeev et al. // arXiv:2405.11980. 2024.

Вариационные квантовые алгоритмы на сверхпроводниковом квантовом симуляторе

А. Е. Толстобров[2,1*], Г. П. Фёдоров[1,3], Ш. В. Сандуляну[1,3], Д. А. Калачёва[2,1], А. Н. Болгар[1], В. Б. Лубсанов[1], Ш. В. Кадырметов[1], О. В. Астафьев[2,1]

[1]Московский физико-технический институт (НИУ), Институтский пер., 9/2, Долгопрудный, 141701
[2]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
[3]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
*tolstobrov.ae@phystech.edu

Возможность использования сверхпроводниковых кубитов для решения задач машинного обучения представляет большой интерес для научного сообщества в последние годы [1, 2]. Экспериментальное решение задачи бинарной классификации на таких системах уже было реализовано [3]. В данной работе были успешно решены задачи классификации для различных наборов данных – определение рака молочной железы (бинарная классификация) и классификация изображений рукописных цифр (многоклассовая классификация). Решение задач классификации производится с помощью параметризованных квантовых цепочек. Путём подбора параметров квантовой цепочки удаётся добиться хорошего разделения двух классов в задаче бинарной классификации с точностью более 95 %. На основе данного алгоритма разработан алгоритм многоклассовой классификации, позволяющий осуществлять распознавание изображений рукописных цифр с точностью 90 % (визуализация процесса обучения приведена на рисунке). Описанные алгоритмы реализованы на цепочке из 4-х кубитов в составе сверхпроводникового квантового процессора. На рис. 1, *a* представлена визуализация процесса обучения в задаче бинарной классификации. Можно видеть, что в начале процесса обучения выход квантовой цепочки практически не зависит от класса объекта, тогда как после 20 итераций градиентного спуска распределения выходов цепочки для различных классов практически не перекрываются. На рис. 1, *b* представлена зависимость функции потерь и точности от числа итераций градиентного спуска. Можно видеть, что функция потерь как на тренировочной, так и на тестовой выборке данных быстро падает с числом итераций, что позволяет достичь точности 95 % после 20 итераций алгоритма. На рис. 1, *c*, *d* представлен рельеф функции потерь в окрестности найденного минимума, наблюдается наличие нескольких локальных минимумов, что может привести к застреванию алгоритма. На рис. 1, *e* представлена зависимость выхода цепочки от одного из параметров. Наблюдаетя гармоническая зависимость, что позволяет вычислять производную выхода квантовой цепочки по оптимизационным параметрам методом параметрического сдвига.

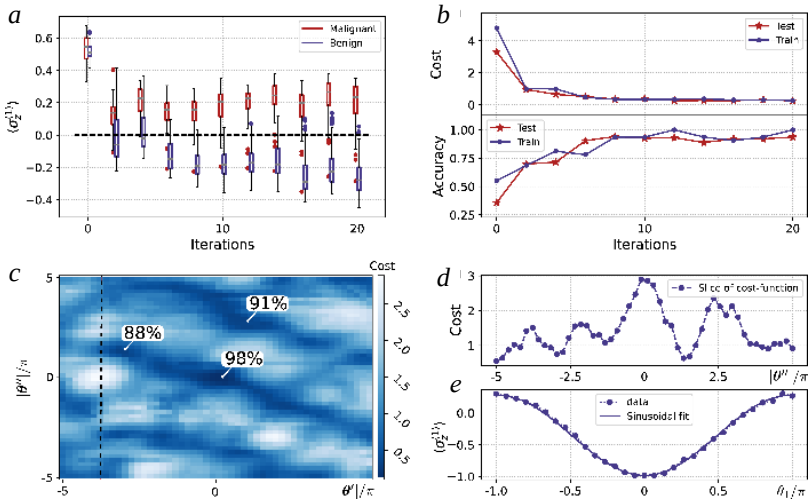


Рис. 1. Решение задач бинарной классификации: *a* – распределение выхода алгоритма для различных классов в процессе обучения; *b* – функция потерь и точность классификации в зависимости от числа итераций; *c* – рельеф функции потерь в окрестности найденного минимума; *d* – одномерный срез рельефа функции потерь; *e* – зависимость выхода цепочки от одного из параметров

1. M. Schuld, N. Killoran. Quantum machine learning in feature hilbert spaces // Phys. Rev. L. 122:040504.
2. K. Mitarai et al. Quantum circuit learning // Phys. Rev. A. 98:032309.
3. W. Ren et al. Experimental quantum adversarial learning with programmable superconducting qubits // Nature Computational Science. 2(11):711–717.

Исследование спектров электромагнитных волн в интегрально-оптических микроволноводах трапецеидального сечения

А. Б. Устинов*, Д. А. Хрошин

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), ул. проф. Попова, 5, литера Ф, Санкт-Петербург, 197022
*ustinov-rus@mail.ru

При изготовлении прямоугольных интегрально-оптических микроволноводов методами литографии и травления профиль поперечного сечения может отличаться от прямоугольного, склоняясь к трапецеидальному [1, 2]. В этом случае классические методы расчёта дисперсионных характеристик электромагнитных волн в прямоугольных волноводах могут давать неточные результаты, использование которых для дальнейшего расчёта рабочих характеристик фотонных интегральных схем (ФИС) может привести к ошибке. Целью настоящей работы являлось создание аналитической теории, описывающей дисперсионные характеристики электромагнитных волн оптического и ближнего инфракрасного диапазонов, распространяющиеся в волноводах трапецеидального поперечного сечения.

Теория была построена на основе метода связанных мод [3]. При использовании этого метода исследуемая волноведущая структура рассматривается как возмущение известного «базового» волновода. Возмущение записывается в форме возбуждающих источников. В результате продольные волновые числа для мод трапецеидального волновода находятся как сумма волнового числа невозмущенного волновода и поправки.

Исследование спектра электромагнитных волн проводилось для случаев кремниевых Si и нитрид-кремниевых Si_3N_4 волноводов, окружённых диоксидом кремния SiO_2 с учетом материальной дисперсии. Типичные результаты моделирования для низших квази-TE и квази-TM мод трапецеидального нитрид-кремниевого волновода приведены на рис. 1. Моделирование проводилось для следующих параметров волновода: размер поперечного сечения невозмущённого прямоугольного волновода 1580×750 нм (график 1), ширина основания трапеции 1580 нм, высота трапеции 750 нм, угол наклона боковых стенок 72 градусов (график 2), 57,7 градусов (график 3), 46,5 градусов (график 4). На графиках символами показаны результаты расчётов с учётом материальной дисперсии, а линиями – без ее учёта. Зависимости материальной дисперсии для SiO_2 и Si_3N_4 были взяты из работ [4, 5].

Результаты расчетов показывают, что отклонение угла наклона боковых стенок микроволновода от 90 градусов приводит к непропорциональному смещению дисперсионных кривых в сторону меньших значений волновых чисел. Это означает, что поле направляемой волноводом моды хуже удерживается в его объёме, что приводит к её большему излучению и рассеянию при распространении. Кроме того, учёт материальной дисперсии нитрид-кремниевых микроволноводов изменяет наклон дисперсионных характеристик (то есть групповую скорость волн) для всех случаев угла наклона боковых стенок волновода. Такое поведение дисперсионных характеристик необходимо учитывать, например, при разработке микрокольцевых резонаторов и ФИС на их основе.

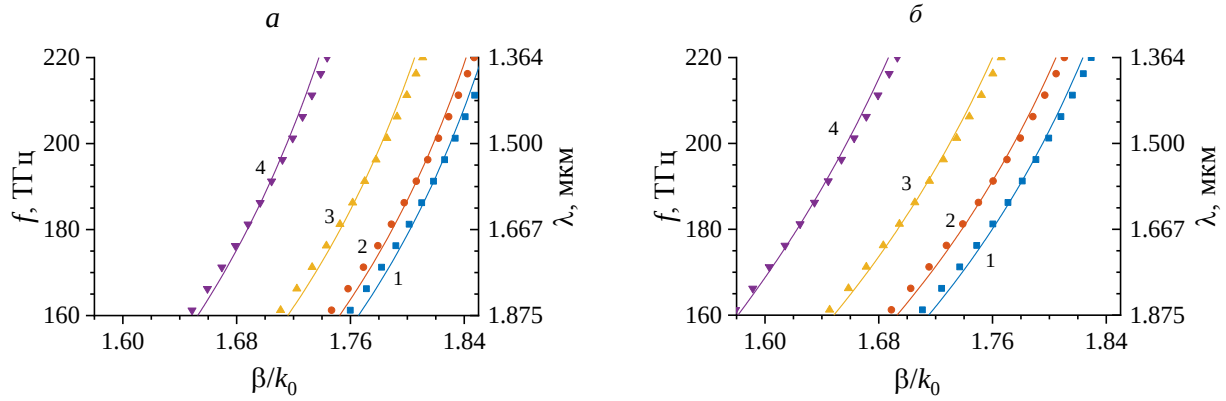


Рис. 1. Зависимости частоты от нормированного волнового числа в трапецеидальном нитрид-кремниевом волноводе для низших квази-TE (*а*) и квази-TM (*б*) мод с учётом и без учёта материальной дисперсии при $n_{Si_3N_4} = 2$ и $n_{SiO_2} = 1{,}44$

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки № FSEE-2025-0008.

1. M. H. P. Pfeiffer, C. Herkommer, J. Liu et al. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2018. V. 24. P. 6101411.
2. W. Bogaerts, L. Chrostowski // Laser Photonics Rev. 2018. V. 12. P. 1700237.
3. А. А. Барыбин. Электродинамика волноведущих структур. М. : Физматлит, 2007.
4. T. Bååk // Appl. Opt. 1982. V. 21. P. 1069.
5. I. H. Malitson // J. Opt. Soc. Am. 1965. V. 55. P.1205.

Технология создания толстого оксида кремния для приложений фотоники

И. А. Филиппов*, А. Р. Шевченко, Д. А. Брюквина, Н. Ю. Дмитриев, Д. В. Обыденнов, А. А. Аниканов, М. В. Шибалов, М. А. Тархов[1]

Институт нанотехнологий и микроэлектроники РАН, ул. Нагатинская, 16а, корп. 11, Москва, 115487
*ivn.filippov@gmail.com

Утечка оптического излучения в подложку является одним из ключевых механизмов потерь в планарных оптических волноводах на основе нитрида кремния [1]. Данный эффект обусловлен тем, что электромагнитное поле моды волновода не полностью локализовано в сердцевине, из-за чего часть его распространяется через нижний буферный слой в кремниевую подложку, где происходит поглощение излучения. Оптимизация толщины нижнего слоя оксида кремния представляет собой важную задачу, так как данный параметр непосредственно влияет на распределение электромагнитного поля в структуре волновода.

Так в волноводах с высоким уровнем оптического ограничения (*high-confinement*), где основная часть электромагнитного поля сосредоточена в сердцевине, толщина нижнего буферного слоя, как правило, не превышает нескольких микрон [2, 3]. В то же время для волноводов с низким уровнем оптического ограничения (*low-confinement*), характеризующихся значительным распространением поля за пределы сердцевины, толщина нижнего буферного слоя может достигать десятков микрон [4, 5].

Следовательно, выбор оптимальной толщины нижнего буферного слоя представляет собой компромисс между минимизацией потерь, связанных с утечкой излучения в подложку, и технологическими ограничениями, накладываемыми при изготовления фотонных структур.

Здесь мы демонстрируем метод изготовления толстого оксида кремния путем комбинации трех ключевых технологий: глубокого травления кремния, термического окисления и поверхностной планаризации. На полученном оксиде кремния толщиной 14 мкм был изготовлен волновод из Si_3N_4 толщиной 40 нм. Благодаря увеличению толщины нижнего изолирующего оксида кремния удалось уменьшить толщину волновода из нитрида кремния и значительно уменьшить оптические потери.

В нашей работе для создания толстых слоёв из оксида кремния был выбран метод с использованием технологий глубокого травления кремния, термического окисления, физико-химической планаризации и плазмохимического осаждения. Блок-схема последовательности технологических процессов и результаты пропускания волноводов представлены на рис. 1.

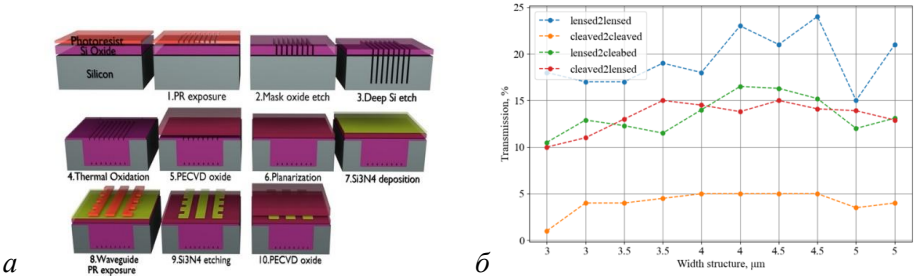


Рис. 1. Технологический маршрут создания волновода из нитрида кремния на толстом слое оксида кремния (*a*); *b* – результаты измерения пропускания на длине волны 1550 нм для волноводов шириной от 3 до 5 мкм

Сформированный на толстом слое оксида кремния, нитрид кремния толщиной 40 нм позволяет получать низкие оптические потери на ввод и вывод излучения вследствие хорошего согласования собственной моды и моды волокна. С помощью комбинации стандартных технологий микроэлектроники: удалось изготовить толстый слой оксида кремния толщиной 14 мкм. Это слой, который является отличным оптическим изолятором и основой для изготовления фотонных волноводов из нитрида кремния с толщинами от 40–80 нм. Полученные результаты по пропусканию оптических волноводов показали низкий уровень оптических потерь из-за хорошего согласования между вводом и выводом излучения.

Работа выполнена в рамках проекта № 125020501540-9 Министерства образования и науки РФ. Изготовление и характеризация образцов были выполнены с использованием УНУ «КУТГИ» – «Комплекса оборудований для исследования технологий гетерогенной интеграции и кремний-углеродных нанотехнологий».

1. W. Stutius & W. Streifer. Silicon nitride films on silicon for optical waveguides // Applied Optics. 1977. 16(12). 3218–3222.
2. M. H. P. Pfeiffer et al. Photonic Damascene process for integrated high-Q microresonator based nonlinear photonics // Optica. 2016. V. 3, no. 1. P. 20–25.
3. N. Sherwood-Droz, M. Lipson. Scalable 3D dense integration of photonics on bulk silicon // Optics express. 2011. V. 19, no. 18. P. 17758–17765.
4. J. F. Bauters et al. Planar waveguides with less than 0.1 dB/m propagation loss fabricated with wafer bonding // Optics express. 2011. V. 19, no. 24. P. 24090–24101.
5. J. F. Bauters et al. A comparison of approaches for ultra-low-loss waveguides // OFC/NFOEC. IEEE. 2012. P. 1–3.

Разработка оптической системы адресации света к ионам кальция на основе элементов интегральной фотоники

К. О. Седых[1,2]*, И. Н. Флоря[3], С. С. Святодух[1], А. А. Невзоров[3], С. Ю. Заруцкий[4], А. С. Подлесный[4], В. В. Ковалюк[1,3], К. Е. Лахманский[4], Г. Н. Гольцман[1,4]

[1]НИУ «Высшая школа экономики», Покровский бульвар, 11, Москва, 109028
[2]Московский педагогический государственный университет, ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1, Москва, 119991
[3]Университет науки и технологий МИСИС, Ленинский просп., 4, стр. 1, Москва, 119049
[4]Российский квантовый центр, Большой бульвар, 30, стр.1, Москва, 121205
*ksedykh@hse.ru

В настоящее время пристальное внимания большого количества научных групп по всему миру направлено на разработку кубитных платформ для реализации квантовой обработки информации, включая сверхпроводниковые схемы, фотоны, нейтральные атомы, ионы и др. Каждая из платформ обладает своими достоинствами и недостатками [1]. Благодаря длительной когерентности внутренних состояний ионов, а также наличию циклических переходов между ними, необходимых для измерения и лазерного охлаждения, ионная платформа рассматривается как наиболее перспективная. Её развитие может стать ключевым шагом на пути к реализации квантовых вычислений.

Ионы, захваченные в электромагнитных потенциалах ионных ловушек и управляемые лазерами, являются перспективными кандидатами для реализации полностью функциональных квантовых компьютеров [2]. Поверхностная архитектура электродов ионной ловушки, включающая в себя как доставку света на чип, так и считывание, способна привести к масштабированию ионной платформы и технологическому прорыву в этой области. Однако на пути к этому все еще существует много проблем [3], связанных с эффективной системой детектирования света и эффективной интегрально-оптической системой адресации.

Детектирование возбужденного состояния ионного кубита можно осуществить с помощью различных технологий: фотоэлектронные умножители, ПЗС-камеры, лавинные фотодиоды и др. Сверхпроводниковые однофотонные детекторы (SSPDs) в результате высокой эффективности детектирования в широком диапазоне длин волн и низкого уровня темнового счета являются наиболее перспективной технологией, способной к интеграции прямо на чип поверхностной ионной ловушки [4, 5].

Интегрально-оптические элементы (волноводы и дифракционные решетки) уже сегодня позволяют реализовать процессы подготовки и инициализации квантового состояния ионного кубита [6–8]. Однако их параметры должны быть оптимизированы индивидуально под конкретную реализацию. Основными параметрами, влияющими на эффективность и центральную длину волны света у дифракционных решёток, являются значения периода и фактора заполнения, которые могут быть подобраны для нужного угла освещения иона и его энергетических переходов. Для ионов кальция, используемых в данной работе, это длины волн 729, 854 и 866 нм, соответствующие переходам $S_{1/2}\leftrightarrow D_{5/2}$, $D_{5/2}\leftrightarrow P_{3/2}$, $D_{3/2}\leftrightarrow P_{1/2}$.

В данной работе представлен численный расчет, технологический маршрут изготовления и экспериментальные данные по исследованию центральной длины волны фокусирующих дифракционных решеток в зависимости от периода и фактора заполнения при фиксированном угле ввода/вывода, равном 8 градусов.

Полученные значения периода 500 нм и фактора заполнения 0,5 для длины волны 729 нм, 610 нм и 0,5 для длины волны 854/866 нм, на следующем этапе работы будут использованы для создания оптической системы адресации света в поверхностных ионных ловушках. Кроме того, значение производной центральной длины волны по периоду 1,17 может быть полезно для разработки и конструирования решеток в видимом и ближнем ИК-диазоне и для других ионов, например, $^{171}Yb^{+}$ или $^{88}Sr^{+}$.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом» в рамках Дорожной карты по квантовым вычислениям; договор № 868/1733-Д от 22 сентября 2025 года (изготовление дифракционных решеток) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации FSME-2025-0002 (исследование дифракционных решеток).

1. J. Knörzer et al. // arXiv preprint arXiv:2510.15630. 2025.
2. J. M. Pino et al. // Nature. 2021. 592. 209.
3. C. D. Bruzewicz et al. // Appl. Phys. Rev. 2019. 6 (2). 021314.
4. G. N. Gol'tsman et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. 79 (6). 705.
5. S. Todaro et al. // Physical Review Letters. 2021. No. 126(1).
6. K. K. Mehta et al. // Nature Nanotechnology. 2016. 11. 11066.
7. R. J. Niffenegger et al. // Nature. 2020. 586. 538.
8. K. K. Mehta et al. // Nature. 2020. 586. 533.

Изменение тепловой связи в сверхпроводящем нанопроволочном однофотонном детекторе путем изменения толщины аморфного подслоя

К. И. Хилай[1*], М. Д. Солдатенкова[1,2], Э. М. Баева[1,2], С. С. Святодух[1,2], Н. А. Титова[1], И. Н. Павлов[1], А. И. Колбатова[1], Г. Н. Гольцман[1,2]

[1]МПГУ, ул. Малая Пироговская, 1/1, Москва, 119435
[2]МИЭМ «ВШЭ», ул. Таллинская, 34, Москва, 123592
*khilaykira@gmail.com

В последние десятилетия активно изучаются методы управления теплопередачей между тонкоплёночными структурами и подложками для повышения эффективности сверхпроводящих однофотонных детекторов (SNSPD) [1]. Одним из интересных факторов, влияющих на работу SNSPD, является тепловой контакт между сверхпроводящей плёнкой и подложкой, влияние которого слабо изучено. Недавно было показано, что ослабление тепловой связи между плёнкой и подложкой при использовании подвешенных мембран для SNSPD позволяет достичь почти 100 % внутренней эффективности детектирования [2].

Для контроля тепловой связи сверхпроводящей плёнки и тепловой ванны используются различные технологические подходы: уменьшение тепловой связи вследствие изменения толщины кристаллической мезы [3], создания подвешенных структур [4] или изменения материала подложки [5].

В данной работе предлагается изменять тепловую связь между SNSPD и тепловой ванной путём варьирования толщины аморфного диэлектрического подслоя (SiO_2) между сверхпроводниковой плёнкой и кристаллической подложкой. Утолщение аморфного подслоя создает дополнительное тепловое сопротивление из-за короткой длины свободного пробега фононов в аморфном SiO_2 [6, 8]. В данной работе мы изготовили структуры в форме меандра из плёнки нитрида-ниобия (NbN) толщиной 4,6 нм на различной толщине аморфного подслоя – от 10 нм до 1 мкм (рис. 1, *а*) и измерили внутреннюю эффективность детектирования, где ток детектирования определяется как 0,5 IDE (рис. 1, *б*). Наши результаты показывают, что ток детектирования, который в нашей работе определяется временем ухода фонона [4, 7], сначала уменьшается при увеличении толщины аморфного подслоя, что согласуется с теоретической моделью [7], но после начинает увеличиваться (рис. 1, *в*).

На данном этапе работы мы объяснили такую зависимость неидеальностью технологических процессов и неоднородностью полученного аморфного подслоя.

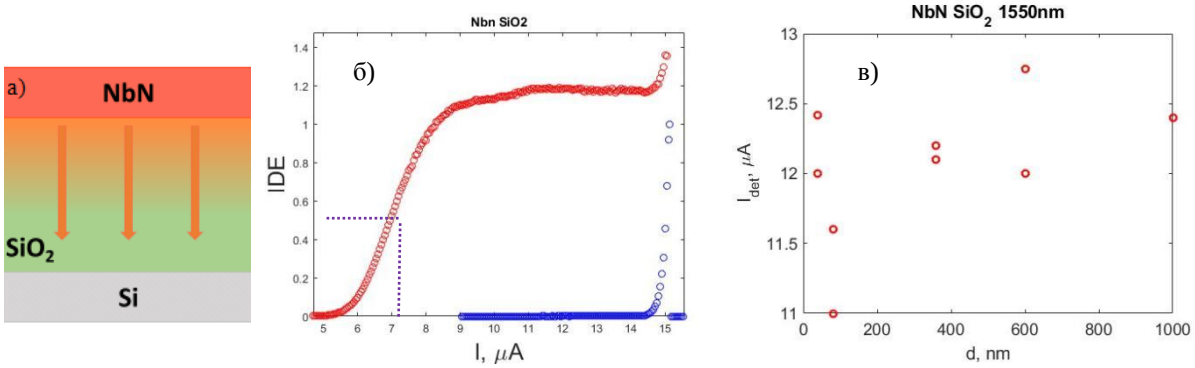


Рис. 1. Схематическое изображение слоёв образцов (*а*) с варьирующейся толщиной SiO_2; *б* – зависимость нормированных световых отсчётов от тока при свете 633 нм; *в* – зависимость тока детектирования от толщины аморфного подслоя SiO_2 при свете 1550 нм

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 24-72-10105.

1. A. Dane et al. // Nature Communications. 2022. V. 13, no. 1. P. 5429.
2. J. Chang et al. // APL Photonics. 2021. V. 6, no. 3.
3. A. Stockhausen et al. // Superconductor Science and Technology. 2012. V. 25, no. 3. P. 035012.
4. T. Xu et al. // Applied Physics Letters. 2023. V. 123, no. 8.
5. L. Zhang et al. // Scientific reports. 2018. V. 8, no. 1. P. 1486.2.
6. E. M. Baeva et al. // Physical Review Applied. 2021. V. 15, no. 5. P. 054014.
7. D. Y. Vodolazov // Physical Review Applied. 2017. V. 7, no. 3. P. 034014.
8. Y. M. Beltukov et al. // Physical Review B. Condensed Matter and Materials Physics. 2013. V. 87, no. 13. P. 134203.

Электрический дипольный спиновый резонанс в двумерной квантовой точке в кремнии с микромагнитом как основа операций с кубитом

Д. В. Хомицкий*, Д. С. Пашин, М. В. Бастракова

ННГУ им. Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022
*khomitsky@phys.unn.ru

Управление спином электрона в зеемановском дублете является основой для операций со спиновым полупроводниковым кубитом на базе квантовой точки. Для их осуществления с помощью электрического поля необходимо достаточно сильное спин-орбитальное взаимодействие. Поскольку в кремнии оно мало, применяют методы, связанные, в частности, с наложением неоднородного магнитного поля, градиент которого играет роль спин-орбитального взаимодействия. В этом случае возможен электрический дипольный спиновый резонанс (ЭДСР) в кремниевых квантовых точках [1, 2].

В данном докладе мы представим результаты моделирования ЭДСР в двумерной квантовой точке, сформированной полем затворов в квантовой яме Si/SiGe, в рамках выполняемого совместно с ИФМ РАН проекта по созданию спинового кубита в кремнии. Конфигурация неоднородного магнитного поля обусловлена геометрией микромагнита подковообразной формы с вырезом, наложенным на область квантовой ямы, как это показано на рис. 1. Характерные размеры выреза 600×300 нм. Внутри выреза существует неоднородное магнитное поле $\boldsymbol{B}_1$ с амплитудой 0,03…0,09 Тл, создающее необходимый градиент. Также в области выреза внешними электродами могут создаваться области минимума потенциала для электронов, отвечающие одной или двум квантовым точкам, отмеченные на рис. 1 кружками. В данной работе мы сосредоточимся на манипуляциях с одной квантовой точкой. Зеемановское расщепление уровней создаётся постоянным и однородным магнитным полем $\boldsymbol{B}_0$ с амплитудой 0,5…1 Тл, направленным в плоскости квантовой ямы. В расчётах мы учитываем основное и два следующих орбитальных состояния, а также долинное расщепление [3, 4], которое, как показали наши недавние расчёты спинового резонанса в схожей структуре с вращающимся магнитным полем [5], может быть существенным в области, когда зеемановское расщепление близко к долинному.

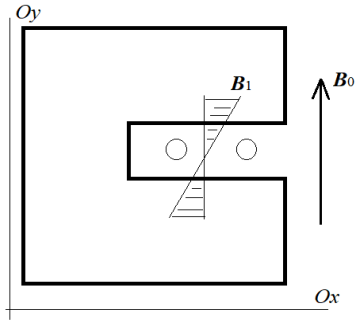


Рис. 1. Микромагнит с зазором, внутри которого создаётся неоднородное магнитное поле $\boldsymbol{B}_1$. Электроды формируют области конфайнмента для двух квантовых точек, показанных кружками. Зеемановское расщепление уровней вызывается постоянным магнитным полем $\boldsymbol{B}_0$

Результаты моделирования свидетельствуют о возможности осуществления ЭДСР, где происходит переворот спина на состояниях нижнего зеемановского дублета, с частотой Раби до 10…15 МГц, принимая во внимание параметры имеющихся экспериментальных установок. Эти частоты с учётом больших времён спиновой релаксации в кремнии (до 40 мкс [6]) обеспечивают возможность выполнения операций со спиновыми кубитами. В дальнейшем планируется моделирование основных одно- и двухкубитных операций с одной и двумя квантовыми точками на базе рассматриваемой структуры.

Работа выполнена при поддержке Росатома (договор с ООО «СП КВАНТ» № 868/1820 от 17.10.2025).

1. Y. Tokura, W. van der Wiel, T. Obata et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 047202.
2. M. Pioro-Ladrière, Y. Tokura, T. Obata et al. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 024105.
3. C. H. Yang, A. Rossi, R. Ruskov et al. // Nat. Comm. 2013. V. 4. P. 2069.
4. M. Veldhorst, R. Ruskov, C.H. Yang et al. // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 201401(R).
5. Д. В. Хомицкий, Д. С. Пашин, М. В. Бастракова // Тезисы докладов конференции «Спиновая физика, спиновая химия и спиновая технология», 6–9 октября 2025 г. СПб. : ФТИ им. А. Ф. Иоффе. С. 27.
6. E. Kawakami, P. Scarlino, D. R. Ward et al. // Nat. Nanotech. 2014. V. 9. P. 666–670.

Формирование сверхпроводящих плёнок Nb_3Al магнетронным распылением для однофотонных детекторов

С. Ю. Хыдырова[1,2*], Т. И. Мавлявиев[1], С. С. Романов[1], К. А. Барков[3], А. И. Ломакин[2,4], В. В. Ковалюк[2,4], Г. Н. Гольцман[5,6], К. М. Моисеев[1]

[1] Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, 105005
[2] Университет науки и технологий МИСИС, Москва, 119049
[3] Воронежский государственный университет, Воронеж, 394018
[4] НИУ «Высшая школа экономики», Москва, 101000
[5] Московский педагогический государственный университет, Москва, 119435
[6] Российский квантовый центр, Москва, 121205
*hydyrova@bmstu.ru

Сверхпроводящие материалы со структурой A15, в частности Nb_3Al [1], представляют собой перспективную альтернативу широко используемому NbN для создания сверхпроводниковых однофотонных детекторов (SNSPDs). Их потенциал особенно важен для применений в квантовых вычислениях на основе ионов в ловушках, что обусловлено более высокими ключевыми параметрами – критической температурой и плотностью критического тока. Однако Nb_3Al ранее не использовался в SNSPD и практически не изучен в форме ультратонких (~10 нм) кристаллических плёнок, что делает актуальной разработку технологии его получения.

Сверхпроводящие плёнки Nb-Al демонстрируют наибольшую критическую температуру $T_C \approx 18{,}8$ К при составе, близком к стехиометрическому Nb_3Al, что обусловлено образованием кристаллической структуры типа A15 [2, 3]. В данной работе плёнки Nb-Al формируются совместным магнетронным распылением на кремниевых (Si 100) и сапфировых (Sp) подложках; исследуется влияние на их сверхпроводящие свойства и структуру следующих параметров: мощности магнетрона с мишенью Nb, расссчитанной доли ниобия в плёнке и температуры подложкодержателя. Для отработки технологии все исследуемые плёнки формируются толщиной от 100 до 350 нм.

По данным рентгеноструктурного анализа (XRD) в плёнках, сформированных при 600 °C при наибольшей мощности 550 Вт, образуется только фаза A15 Nb_3Al, тогда как при меньшей мощности от 250 до 450 Вт обнаружен нанокристаллический Nb. По данным ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии в плёнках, сформированных при 500 °C, также обнаружена фаза A15 Nb_3Al, однако T_C всё еще ниже 4,2 К и незначительно отличается от T_C плёнок, сформированных при комнатной температуре. На рис. 1 представлены графики сверхпроводящего перехода для плёнок Nb-Al: наибольшая T_C соответсвует доле Nb 80 % и осаждению при комнатной температуре при мощности 350 Вт. При этом формирование плёнок с долей Nb 75 % на подложке Si при мощностях 450 и 550 Вт приводит к снижению *Tc* и уширению перехода.

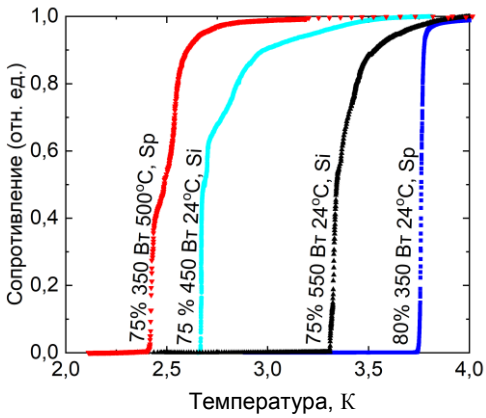


Рис. 1. Сверхпроводящий переход плёнок Nb-Al, полученных магнетронным распылением

Низкая T_C в плёнках Nb-Al предположительно связана с их недостаточной степенью кристалличности, в связи с чем для повышения критической температуры необходимо формирование плёнок Nb-Al при более высокой температуре подложки. В дальнейшем планируется формирование при 700 °C и исследование ультратонких плёнок Nb-Al.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации FSME-2025-0002 (экспериментальное исследование) и грантом Российского научного фонда № 23-79-10294 (исследование структуры плёнок).

1. V. V. Kovalyuk et al. // Radiophysics and Quantum Electronics. 2024. P. 1–54.
2. D. Dochev et al. // Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2008. V. 97, no. 1. P. 012072.
3. K.Tanabe, O. Michikami // Journal of Applied Physics. 1984. V. 56. P. 3261.

Осцилляции ширины запрещенных зон краевых состояний деформированного топологического изолятора в магнитном поле

А. В. Цветкова[1]*, Я. И. Родионов[2], П. Д. Григорьев[3]

[1]Всероссийский НИИ автоматики им. Н. Л. Духова, ул. Сущевская, 22, Москва, 127055
[2] Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская, 13, стр. 6, Москва, 125412
[3] Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, просп. Акад. Семенова, 1А, Черноголовка, 142432
*al.v.tsvetkova@yandex.ru

Топологический изолятор является перспективным материалом, который может быть использован в том числе для создания базы надежных квантовых вычислений [1]. И поэтому изучение физических свойств ТИ представляется важной задачей.

Топологический изолятор обладает уникальной особенностью: в спектре его объемных состояний присутствует изолирующая щель, в то время как краевые состояния являются проводящими и защищены топологически. Такая защищенность краевых состояний может быть разрушена внешним магнитным полем. В данной работе рассматривается внесенный во внешнее магнитное поле двумерный топологический изолятор, край которого деформирован периодически. Подобная деформация может быть вызвана дефектом в реальном кристалле. Система описывается одномерным модельным гамильтонианом [2]:

$$\hat{H}(x) = v_F \hat{p}_x \sigma_y + \mu\sigma_z + \hat{U}(x),$$

где v_F – перенормированная скорость Ферми, $\mu = \mu_B g A$ (g – g-фактор для краевых электронов, A – амплитуда магнитного поля), σ_i – матрицы Паули. Потенциал

$$\hat{U}(x) = \frac{\alpha}{2}[\hat{p}_x \phi(x) + \phi(x)\hat{p}_x]\sigma_z$$

описывает влияние деформации края на спин-орбитальное взаимодействие. Здесь $\phi(x)$ – функция, зависящая от угла между нормалью кривизны деформации и выделенным направлением (рис. 1). Для решения уравнения $\hat{H}\psi = \epsilon\psi$ применялся метод Покровского – Халатникова [3] для частицы в периодическом потенциале. В приближении больших магнитных полей, сравнимых с энергией частицы $\mu \approx \epsilon$, было получено выражение для коэффициента отражения электрона на потенциале деформации. В свою очередь это дало выражение для ширины n-й запрещенной зоны:

$$\Delta_n = \frac{4}{\pi T_n}\left|\cos\left(\frac{\pi a \delta\epsilon}{v_F}\right)\Gamma\left(\frac{a\delta\epsilon}{v_F}+\frac{1}{2}\right)\right|^2 \left(\frac{a\delta\epsilon}{e\, v_F}\right)^{\frac{2a\delta\epsilon}{v_F}} exp\left(-4Im\int_{z_0}^{x_0} q(z)dz\right),$$

где T_n – время прохождения частицей длины периода потенциала, $\Gamma(x)$ – гамма-функция, a – константа, зависящая от периода потенциала, $q(z)$ – квазиклассический импульс. Ширина n-й запрещенной зоны осциллирует как функция разности энергии частицы и величины магнитного поля $\delta\epsilon = \epsilon_n - \mu$. В частности, при выполнении условия $\cos(2\pi|a|\delta\epsilon) = -1$ ширина Δ_n обращается в ноль и запрещенные зоны исчезают полностью.

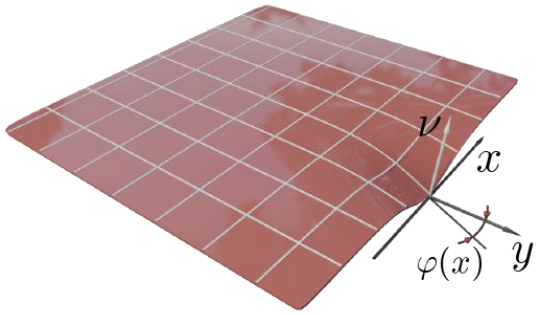


Рис. 1. Схематическая иллюстрация геометрической неидеальности края двумерного топологического изолятора

1. C. Nayak et al. // Reviews of Modern Physics. 2008. V. 80, no. 3. P. 1083–1159.
2. A. S. Dotdaev et al. // JETP Letters. 2024. V. 120, no. 9. P. 675–686.
3. V. L. Pokrovskii, I. M. Khalatnikov // Soviet Phys. JETP. 1961. V. 13. P. 1207–1210.

Акустический лазер на основе связи сверхпроводникового искусственного атома с основной модой фононного кристалла

П. Ю. Шлыков[1,2*], Ш. В. Сандуляну[1,3], А. Болгар[1], О. В. Астафьев[1,2,3]

[1]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[2]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 433423
[3]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Москва, 125009
*shlykov.piu@phystech.edu

Лазерный эффект – классический эффект для квантовой оптики, работающий с электромагнитными волнами и состоящий из резонатора и активной среды, которая в свою очередь представляет собой систему атомов с инверсной населённостью. Однако квантовая механика справедлива не только для электромагнитных волн, но и для колебаний кристаллической решётки [1, 2], соответственно при реализации акустического резонатора, связанного с атомом, в котором возможно создание инверсной населённости, можно получить акустический лазерный эффект.

В данной работе мы демонстрируем акустический лазер на основе искусственного атома – потокового кубита, связанного с резонатором на поверхностных акустических волнах [3]. В потоковом кубите разрешены все переходы между тремя нижними уровнями, что позволяет создать инверсную населённость в нём [4]. Сильная связь кубита с электромагнитным полем в копланарной линии даёт возможность управлять скоростями затуханий переходов и возбуждать его.

В эксперименте (рис. 1) нам удалось пронаблюдать исчезновение антипересечения между кубитом и резонатором с усилением проходящего сигнала через резонатор при накачке искусственного атома на второй возбуждённый уровень. На частотах усиления также измерили излучение из акустического лазера. Из спектров получили, что максимальное усиление сигнала было 16 дБ с сужением ширины линии до 8 раз.

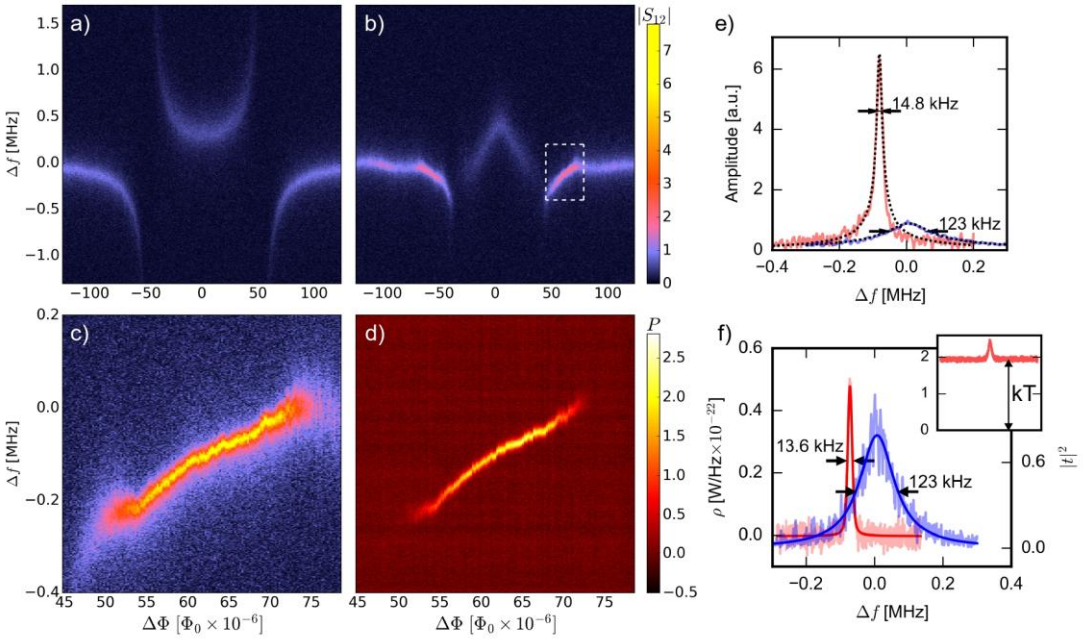


Рис. 1. Однотоновая спектроскопия (*a*) на прохождение антипересечения между резонатором и кубитом от магнитного потока; *b* – однотоновая спектроскопия антипересечения с включённой накачкой искусственного атома на частоте перехода $|f\rangle \leftrightarrow |g\rangle$; *c* – выделенная область на рисунке (*b*) с уменьшенной мощностью пробного сигнала однотоновой спектроскопии; *d* – излучение из акустического лазера в диапазоне частот и магнитного потока как на (*c*); *e* – сравнение прохождения сигнала через резонатор без накачки атома (синий) и с накачкой атома (красный); *f* – сравнение спектра излучения акустического лазера (красный) с квадратом прохождения через резонатор (синий)

1. A. N. Bolgar, J. I. Zotova, D. D. Kirichenko, I. S. Besedin, A. V. Semenov, R. S. Shaikhaidarov and O. V. Astafiev. Quantum Regime of a Two-Dimensional Phonon Cavity // Phys. Rev. Lett. 2018. 120. 223603.

2. A. Bienfait et al. Phonon-mediated quantum state transfer and remote qubit entanglement // Science. 2019. 364. 368–371.

3. A. N. Bolgar, S. V. Sanduleanu, A. Strelnikov, & O. V. Astafiev. High Quality Quasinormal Modes of Phononic Crystals for Quantum Acoustodynamics // Journal of Low Temperature Physics. 2023. 210.

4. O. V. Astafiev, A. A. Abdumalikov Jr., A. M. Zagoskin, Y. A. Pashkin, Y. Nakamura, J. S.Tsai. Ultimate on-chip quantum amplifier // Phys. Rev. Lett. 2010. May. 7. 104(18).

Кросс-корреляции в процессе неупругого рассеяния бихроматической накачки на Ξ-системе

Я. Т. Шнейдман[3,1]*, С. А. Гунин[1], А. Ю. Дмитриев[1,2], Г. П. Федоров[1,2], О. В. Астафьев[1,2,3]

[1]Лаборатория ИКС, Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701
[2]Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009
[3]Сколковский институт науки и технологий, Большой бульвар, 30, стр. 1, Москва, 121205
*shneidman.iat@phystech.edu

В работе изучается явление резонансной флуоресценции трехуровневой каскадной системы (ТУС), находящейся в сильной связи с открытым пространством-волноводом и возбуждаемой двумя монохроматическими волнами, каждая из которых находится в резонансе с одним из переходов системы. В работе [1] с использованием сверхпроводящих искуственных атомов было экспериментально продемонстрировано, что спектральная плотность мощности излучения, неупруго рассеянного каждым переходом ТУС в волновод, имеет мультиплетный вид с пятью пиками. В продолжение работы [1], в настоящей работе теоретическими и численными методами изучается динамика кросс-корреляционных функций излучения с различных уровней, а также влияние наличия кросс-корреляций сигналов на полный спектр резонансной флуоресценции ТУС.

Методами теории открытых квантовых систем получены уравнения, описывающие динамику кросс-корреляционных функций вплоть до второго порядка [2]. Описана зависимость положений и уширений пиков на спектрах резонансной флуоресценции от амплитуд возбуждающих волн. Показано наличие когерентности между сигналами с разных уровней, откуда следует наличие ненулевого вклада в полную спектральную плотность мощности рассеянного на ТУС света. Путем изучения кросс-корреляционных функций второго порядка показано наличие группировки фотонов с различных уровней энергии. Результаты исследования опубликованы в работе [3].

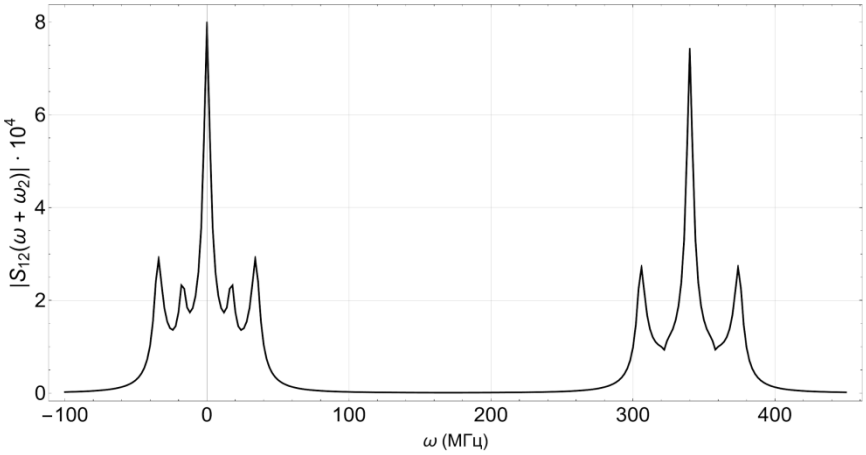


Рис. 1. Часть спектральной плотности мощности, связанная с присутствием ненулевых кросс-корреляций

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 25-72-00088.

1. S. A. Gunin, A. V. Vasenin, V. V. Voskresenskii et al. // JETP Lett. 2025. V. 121(6). P. 447–454.
2. H. J. Carmichael. Statistical Methods in Quantum Optics 1 // Springer Berlin, Heidelberg. 1998.
3. Я. Т. Шнейдман, С. А. Гунин, А. Ю. Дмитриев и др. // Письма в ЖЭТФ. 2025. Т. 122(10). С. 650–659.

Разработка полуволновых и четвертьволновых флип-чип-резонаторов и сравнение трех типов связи между чипами: емкостной, индуктивной и гальванической

Р. Д. Юсупов

МГУ им. М. В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, Москва, 119991
nikolitik2@yandex.ru

Мощные квантовые компьютеры, решающие практически значимые задачи, должны содержать более миллиона физических кубитов. Кубитные схемы работают при очень низких температурах (~10 мК), и существуют серьезные ограничения по тепловой мощности, выделяемой на этом уровне (~10 мкВт), поэтому на управляющую электронику накладываются большие ограничения по энерговыделению, и классические решения (в качестве управляющих схем) «металл-оксид-полупроводник» не подходят из-за большого энерговыделения. В связи с этим активно разрабатываются технологии криогенного мультиплексирования сигналов. Эта технология предполагает расположение интерфейсных схем (для демультиплексирования задаваемых сигналов и мультиплексирования считываемых) на мК-уровне, для чего может быть использовано межчиповое соединение, связывающее классическую и квантовую часть системы, посредством флип-чип-связи. Также флип-чип-соединение позволяет, кроме электроники мультиплексирования сигналов, вынести интерфейсные схемы, задающие и считывающие сигнал, расположенные сейчас на одном чипе с кубитами, на отдельный чип, тем самым увеличив площадь чипа, которую можно использовать для расположения кубитов.

Недавние достижения в флип-чип-технологии зарекомендовали ее в качестве фундаментального подхода для обеспечения масштабируемого квантового оборудования. Флип-чип-интеграция облегчает трехмерную «упаковку» и обеспечивает надежную платформу для соединения кубитного чипа с управляющими схемами, включая джозефсоновские, и считывающей электроникой. Высокоточное соединение между различными слоями схемы становится крайне важным. Сверхпроводящие индиевые (In) бампы широко используются в качестве межсоединений из-за нулевого сопротивления ниже 3,4 К, пластичности, механической стабильности при криогенных температурах и устойчивости к термоциклированию. Они также снижают термическое напряжение между квантовыми (Q-) и управляющими (C-) чипами. В работе исследуются варианты связанной трехмерной электромагнитной интеграции чипов, а также уделяется особое внимание особенностям различных механизмов связи. С помощью моделирования и экспериментальной проверки демонстрируется работа сверхпроводящих резонаторов, интегрированных с емкостными, индуктивными и гальваническими связями. Результаты подчеркивают различные преимущества и компромиссы, связанные с каждым типом связи. Наконец, предоставляется теоретическая основа для передачи коротких однополярных импульсов, используемых в цифровых джозефсоновских схемах.

Высокоточное определение состояния кутрита-трансмона с использованием нейронной сети прямого распространения

Т. А. Ярополов[1]*, А. А. Соловьев[1,2], Р. В. Ромашкин[2], А. В. Лебедев[1,2]

[1]НИУ Московский физико-технический институт, Москва, 141701
[2]ФГУП «ВНИИА им. Н. Л. Духова», Москва, 127030
*yaropolov.26012001@yandex.ru

Уменьшение ошибки считывания состояния кубита является одной из важнейших задач на пути реализации квантовых компьютеров. С увеличением числа кубитов классические методы считывания становятся неэффективными [1], более того, они неприменимы для систем большей размерности, таких как кутриты или кудиты. В частности, точное считывание состояния кутрита имеет критическое значение для задач квантовой магнитометрии, где точность сенсора напрямую зависит от точности измерений.

В данной работе мы предлагаем использование нейронной сети прямого распространения (FNN) для классификации состояния кутрита-трансмона. Этот подход обладает рядом преимуществ над другими методами, такими как методы опорных векторов (SVM) или их нелинейные аналоги (NSVM). В отличие от SVM, которые требуют полного переобучения при каждой перекалибровке системы, FNN поддерживает «трансферное обучение» (*transfer learning*), что значительно ускоряет процесс адаптации сети при изменении параметров системы. Кроме того, FNN демонстрирует лучшую производительность при классификации многоуровневых систем, таких как кутрит, и обладает высокой масштабируемостью [2].

Для реализации и обучения нейросети мы использовали библиотеку PyTorch. Разработанная FNN принимает на вход *in-phase* и *quadrature* компоненты (I и Q) двухтонового сигнала, полученного при измерении состояния кутрита (I1[n], Q1[n], I2[n], Q2[n]). Сеть состоит из двух скрытых слоев с 16 и 8 узлами соответственно, с использованием функции активации SELU (Scaled Exponential Linear Unit). Выходной слой содержит три узла с функцией активации *softmax*, представляющие вероятности нахождения кутрита в состояниях $|0\rangle$, $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Обучение сети проводилось с использованием оптимизатора Adam с *learning rate* 0,0005 и функцией потерь *cross-entropy*. Датасет для обучения состоял из 8000 обучающих и 2000 валидационных сэмплов. Обучение проходило 300 эпох, размер батча 64.

Результаты обучения (рис. 1) демонстрируют, что достигнута точность определения состояния кутрита 90,2 %. Также использование FNN нейросети показывает большую устойчивость к флуктуациям параметров кутрита по сравнению с классическим методом. Этот факт особенно важен для проведения квантовой магнитометрии, так как кутрит отстроен от *sweet spot* для обеспечения чувствительности к магнитному потоку, что также приводит к дрожанию его частоты.

Таким образом, предложенный подход демонстрирует потенциал для значительного улучшения точности измерений в задачах квантовой магнитометрии и может быть адаптирован для других приложений с использованием многоуровневых квантовых систем.

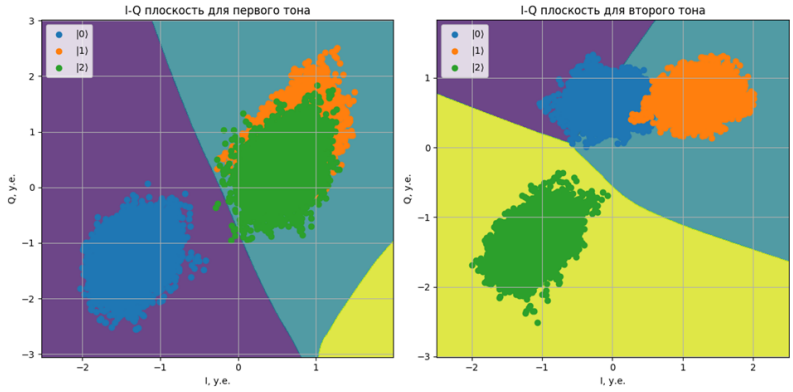


Рис. 1. На рисунке показаны результаты классификации состояния кутрита с использованием нейронной сети прямого распространения. Сеть получает на вход I и Q компоненты двухтонового считывающего импульса. Левая и правая картинки показывают I-Q плоскости для первого и второго тонов соответственно, где каждый кластер точек соответствует определенному состоянию кутрита. Цветные области, наложенные на графики, отображают границы классификатора, полученные в результате обучения нейронной сети, что позволяет различать состояния $|0\rangle$, $|1\rangle$ и $|2\rangle$

1. B. Lienhard et al. Deep-neural-network discrimination of multiplexed superconducting-qubit states // Physical Review Applied. 2022. V. 17, no. 1. P. 014024.

2. L. Chen et al. Transmon qubit readout fidelity at the threshold for quantum error correction without a quantum-limited amplifier // Quantum Information. 2023. V. 9, no. 1. P. 26.

СОДЕРЖАНИЕ

Секция 1

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ НАНОСТРУКТУРЫ И КРИОЭЛЕКТРОНИКА

Аксенов С. В., Шустин М. С., Бурмистров И. С. Управление квантовым транспортом в сверхпроводящих системах за счет диссипации 7

Алиен М. Д., Власенко В. А. Численное моделирование сверхпроводящих свойств систем A-15 и SnAs 8

Андреева С. А., Джикирба К. Р., Шибалов М. В., Мумляков А. М., Трофимов И. В., Орлов О. В., Щепетильников А. В., Соловьев В. В., Тархов М. А., Кукушкин И. В. Размерный плазменный резонанс в тонких сверхпроводящих пленках 9

Анненков Д. С., Копасов А. А., Мельников А. С. Взаимодействие сегнетоэлектричества и межслоевой сверхпроводимости в ван-дер-ваальсовых бислоях 10

Арбузов Д. А., Камашев А. А., Гарифьянов Н. Н., Прошин Ю. Н., Гарифулин И. А. Сверхпроводящий спиновый клапан в режиме уединенной сверхпроводимости 11

Артёмов И. М., Скворцов М. А. Тепловое проскальзывание фазы в сверхпроводящих пленках вблизи критического тока при произвольных температурах 12

Шайхайдаров Р. Ш., Антонов В. Н., Голубев Д. С., Ильичев Е. В., Астафьев О. В. Квантование тока с помощью интерференции Ааронова – Кашера на джозефсоновских переходах 13

Атепалихин А. А., Хан Ф. В., Маркина М. А., Филиппенко Л. В., Кошелец В. П. Передача субТГц-сигнала по интегральной согласующей структуре из ниобия на частотах порядка щелевой частоты ниобия 14

Павлов И., Святодух С., Титова Н., Невзоров А., Коровин В., Ломакин А., Содатенкова М., Баева Э., Семенов А., Колбатова А., Гольцман Г. Размер горячего пятна, возникающего при поглощении фотона в сверхпроводящих аморфных MoRe-пленках 15

Бастракова М. В., Пашин Д. С., Кленов Н. В., Соловьев И. И. Оптимизация управления флаксониум-кубита на основе цифровой сверхпроводниковой электроники 16

Беспалов А. А. Краевой фотогальванический эффект в бесстолкновительном газе электронов 17

Бобков А. М., Гордеева В. М., Бобкова И. В., Бобков Г. А., Lei Yanmeng, Ye Xiyin, Yu Tao. Магнон-поляритоны в S/F/I/F/S- и S/AF/S-гетероструктурах 18

Бобкова И. В., Бобков Г. А., Бобков А. М., Яновская А. С., Рабинович Д. С., Отроков М. М. Электрическое управление эффектами близости в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах сверхпроводник/магнетик 19

Бодягин А. В., Водолазов Д. Ю. Нелинейная кинетическая индуктивность сверхпроводников конечной ширины 20

Божко А. Д., Глушков В. В. Аномальное металлическое состояние в сверхпроводящих Mo-C нанокомпозитах 21

Больгинов В. В., Шуравин Н. С., Карелина Л. Н., Разорёнов Ф. А., Жардецкий Е. Н., Тарасова И. Е., Ионин А. С. Практическая реализация сверхпроводникового сигма-нейрона 22

Антонов А. В., Большаков А. Н., Гусейнов Д. В., Никольская А. А., Белов А. И., Мастеров Д. В., Павлов С. А., Парафин А. Е., Тетельбаум Д. И., Уставщиков С. С., Юнин П. А. и Савинов Д. А. Верхнее критическое поле тонких эпитаксиальных пленок YBCO с радиационными дефектами в области низких температур 23

Слободской А. С., Апостолов С. С., Бурмистров И. С. Квазичастичные состояния в сверхпроводящем вихре в гетероструктуре сверхпроводник/киральный ферромагнетик, в том числе в присутствии скирмиона 24

Васякин М. М., Мельников А. С. Эффекты беспорядка в гибридных структурах сверхпроводник-альтермагнетик: теория Узаделя 25

Власенко В. А., Садаков А. В., Левахова А. Ю., Жувагин И. В., Усольцев А. С., Цветков А. Ю., Прудкогляд В. А., Жигадло Н. Д. Внутренняя структура и особенности пиннинга вихрей Абрикосова в сверхпроводнике PrFeAs(O,F) 26

Водолазов Д. Ю., Полевой К. Б., Елистратова А. А., Бакурский С. В., Столяров В. С. Осцилляции критического тока и знакопеременный диодный эффект в SNS-джозефсоновском контакте, находящемся в параллельном магнитном поле 27

Галин М. А., Левичев М. Ю., Приползин С. И., Ревин Л. С. Частотная и фазовая стабилизация излучения массива Nb-NbSi-Nb джозефсоновских контактов 28

Голикова Т. Е., Нажесткин И. А., Клишев Д. А., Батов И. Е., Рязанов В. В. Особенности эффекта многократного андреевского отражения в гибридных планарных S-N/F-S структурах 29

Гурович Б. А., Голубев Г. Ю., Приходько К. Е., Кутузов Л. В., Комаров Д. А., Малиева Е. М., Гончаров Б. В., Гончарова Д. А., Столяров В. Л. Экспериментальное исследование параметров нормальных доменов при переключении NbN-нанопроводов из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно 30

Гурович Б. А., Гончаров Б. В., Приходько К. Е., Кутузов Л. В., Малиева Е. М., Гончарова Д. А., Дементьева М. М., Голубев Г. Ю., Столяров В. Л. Тонкие пленки оксида алюминия, изготовленные методом катодного распыления, в качестве разделительного диэлектрического слоя в многослойных криоэлектронных устройствах 31

Григорьев П. Д. О природе магнитных квантовых осцилляций в высокотемпературных сверхпроводниках семейства YBaCuO 32

Гринберг Я. С., Штыгашев А. А., Кибис О. В. Распад возбужденного трансмона, сильно взаимодействующего с непрерывными модами одномерного открытого волновода 33

Гриненко В. А. Многокомпонентная сверхпроводимость с нарушенной симметрией обращения по времени 34

Гурьев В. В., Николаев С. Н. Границы сверхпроводящего состояния: поле необратимости, предельное поле пиннинга и верхнее критическое поле современных ВТСП лент 35

Казьмин Д. Ю., Есин В. Д., Бараш Ю. С., Тимонина А. В., Колесников Н. Н., Девятов Э. В. Джозефсоновский диодный эффект на поверхности альтермагнетика CrSb 36

Дрязгов М. А., Вовк Н. А., Порохов Н. В., Шибалов М. В., Мумляков А. М., Корнеева Ю. П., Корнеев А. А., Тархов М. А. Спектроскопия SiN_x-волновода интегрированным сверхпроводящим однофотонным детектором в области L,C-диапазона 37

Елистратова А. А., Губочкин Г. И., Шишкин А. Г., Бакурский С. В., Клёнов Н. В., Столяров В. С. Моделирование динамики элементов схем для нейросетевых вычислений на основе передемпфированных джозефсоновских контактов 38

Елькина А. И., Жангозин К. Н., Левичев М. Ю., Каргин Д. Б., Чурин С. А., Юров В. М., Савинов Д. А. Особенности прессования мишеней YBaCuO с добавлением восстановленного оксида графена 39

Жогов Д., Стрелков М., Ломоносов А., Котова Н., Козулин Р., Тарасов М. Сравнение параметров алюминиевых копланарных резонаторов, напыленных при комнатной температуре и 77 К 40

Зуев О. Б., Мельников А. С. Генерация второй гармоники в поле структурированного электромагнитного излучения в сверхпроводящих системах 41

Иванова Е. М., Садаков А. В., Чареев Д. А. Вихревые фазовые переходы во флейках квазидвухмерного сверхпроводника NbS_2 42

Ивашенцева И. В., Каурова Н. С., Воронов Б. М., Третьяков И. В., Гольцман Г. Н. Оптимизация технологии осаждения пленок NbN для повышения чувствительности НЕВ детектора 43

Ионин А. С., Больгинов В. В., Разорёнов Ф. А. Обобщение матричного метода проектирования сверхпроводящих нейронов 44

Каган М. Ю. Аномальная сверхпроводимость в электронных системах малой плотности и нормальная сверхпроводимость в металлическом водороде и гидридах металлов 45

Калашников Д. С., Столяров В. С. Исследование влияния вихрей Абрикосова на свойства планарных сверхпроводящих резонаторов 46

Пологов И. Е., Хромых Д. В., Аверкин А. С., Филиппенко Л. В., Кошелец В. П., Карпов А. В. Широкополосный СВЧ-усилитель бегущей волны на массиве ВЧ-СКВИДов с шумами вблизи квантового предела 47

Карузин Д. К., Скворцов М. А. Плазмоны и их затухание в грязных сверхпроводящих пленках 48

Катков Д. С., Парфенов М. В., Бурмистров И. С. Нелинейная сигма-модель в непрерывном пределе модели Чалкера – Коддингтона для спинового квантового эффекта Холла 49

Кинев Н. В., Хан Ф. В., Котова Н. Н., Чекушкин А. М., Кошелец В. П. Тепловые эффекты в СИС-переходах и линиях передачи под воздействием ТГц-излучения 50

Кинзибаев Р. И., Мельников А. С. Влияние релаксации потенциала зарядового разбаланса на высокочастотную динамику вихрей Абрикосова 51

Ковалёв В. М., Чаплик А. В. Плазменные моды сверхпроводящей пленки конечной толщины 52

Коваленко М. В., Мельников А. С. Обратный эффект Фарадея в сверхпроводящем диске и в пленке с колумнарным дефектом: феноменологический подход в рамках нестационарной теории Гинзбурга – Ландау 53

Колбатова А. И., Титова Н. А., Баева Э. М., Семенов А. В., Гольцман Г. Н. Исследование тепловой релаксации в сверхпроводниковых CVD-монокристаллических алмазных пленках, легированных бором 54

Корнеев А. А., Дрязгов М. А., Вовк Н. А., Матвеев Г. А., Бурков И. Д., Казак А. И., Шибалов М. В., Мумляков А. М., Дмитриев Н. Ю., Тархов М. А. Радиофотонный СВЧ-генератор для квантовых цепей 55

Корнеева Ю. П., Дрязгов М. А., Левичев М. Ю., Осипов Н. Н., Порохов Н. В., Шибалов М. В., Мумляков А. М., Водолазов Д. Ю., Корнеев А. А., Тархов М. А. Критические токи и нелинейность кинетической индуктивности в двуслойных структурах NbN/Mo 56

Коршаков Н. Д., Москалева Д. А., Москалев Д. О., Соловьева А. А., Смирнов Н. С., Родионов И. А. Масштабируемая технология изготовления сверхпроводниковых интегральных схем на 100 мм пластинах 57

Коршунов М. М., Тогушова Ю. Н., Шестаков В. А. Критическая точка перехода между $s_{\pm}$ и s_{++} состояниями необычного сверхпроводника с примесями 58

Котенков С. А., Зикий Е. В., Смирнов Н. С., Матанин А. Р., Иванов А. И., Букатин С. В., Баклыков Д. А., Малеванная Е. И., Полозов В. И., Родионов И. А. Формирование базового слоя и воздушных мостов для сверхпроводниковых схем на основе тантала 59

Хан Ф. В., Ермаков А. Е., Маркина М. А., Фоминский М. Ю., Филиппенко Л. В., Кошелец В. П. Сверхпроводниковые субТГц-генераторы различных типов; сравнение механизмов генерации и синхронизации 60

Кузнецова П. Р., Шишкин А. Г., Сидельников М. С., Сотничук С. В., Скрябина О. В., Напольский К. С., Столяров В. С. Сверхпроводящие свойства S/NFN/S-структур на основе сегментированных нанопроводов 61

Kuzmichev S. A., Kuzmicheva T. E., Korshunov M. M., Bulychev B. M., Krasnosvobodtsev S. I., Zhigadlo N. D., Morozov I. V. Observation of the Leggett collective plasma oscillation and the spin exciton in two-gap superconductors using tunneling spectroscopy 62

Kuzmichev S. A., Morozov I. V., Shilov A. I., Boltalin A. I., Kuzmicheva T. E. Three-Gap Superconductivity in LiFeAs 63

Кузьмичева Т. Е., Кузьмичев С. А., Ломоносова А. Д., Никитченков И. А., Рахманов Е. О., Шилов А. И., Морозов И. В. Прямое доказательство однощелевой сверхпроводимости ферроселенидов калия с изовалентным замещением 64

Кукушкин В. А., Кукушкин Ю. В. Учёт затухания фононов при вычислении критической температуры перехода легированного бором алмаза в сверхпроводящее состояние 65

Курин В. В., Шерешевский И. А., Позднякова В. И. Черенковское излучение коллективных возбуждений в сверхтекучем гелии тритиевыми нейтрино 66

Ларионов С. А., Шишкин А. Г., Водолазов Д. Ю., Столяров В. С. Особенности вихревой динамики в узком гранулированном мостике из Nb 67

Савинов Д. А., Лобанов Н. Д. Диссоциация дробных вихрей в тонкопленочных структурах на основе многозонных сверхпроводников 68

Ломоносова А. Д., Никитченков И. А., Кузьмичев С. А., Понтис С. Н., Перваков К. С., Власенко В. А., Соловьев М. А., Денищенко А. Д., Кузьмичева Т. Е. Многозонный андреевский транспорт в SnS-контактах на базе поликристаллов стехиометрического сверхпроводящего пниктида $EuCsFe_4As_4$ 69

Лычагина А. А., Асхадуллин И. Н., Сгибнев Е. М., Шелаев А. В., Шишкин А. Г., Столяров В. С., Барышев А. В. Лазерное окисление тонких пленок ниобия для формирования джозефсоновских контактов 70

Люблинская А. А., Носов П. А., Бурмистров И. С. Взаимодействие гидродинамических мод в двухзонной фермионной модели с диссипативной динамикой, сохраняющей число частиц 71

Максимовская А. А., Ружицкий В. И., Кленов Н. В., Бакурский С. В. Компактная перестраиваемая кинетическая сверхпроводниковая логика 72

Малкин Д. М., Шукринов Ю. М. Исследование динамики намагниченности в джозефсоновском φ_0-переходе под действием электромагнитного излучения 73

Маркина М. А., Тарасов М. А., Юсупов Р. А., Чекушкин А. М. Разработка и исследование приемных структур на основе $Nb/AlO_x/Al/AlO_x/Nb$ для субТГц-диапазона 74

Марычев П. М., Шаненко А. А. Влияние межзонного рассеяния на интертипный режим в грязных двухзонных сверхпроводниках 75

Mel'nikov A. S., Kopasov A. A., Bespalov A. A. Impurity-induced Inverse Faraday Effect 76

Миронов А. Ю., Насимов Д. А., Тругенбергер К. А., Диамантини М. К., Винокур В. М. Объемная сверхизоляция и полярные нематические порядки в наноструктурированном NbTiN 77

Муратов А. В., Рахманов Е. О., Шилов А. И., Морозов И. В., Алещенко Ю. А. Инфракрасная спектроскопия селенидов железа с комплексным замещением щелочными металлами и серой 78

Мыльников В. Ю., Поташин С. О., Соколовский Г. С. Двухфотонный параметрический осциллятор: бистабильность и время декогеренции 79

Назаров Г. П., Водзяновский Я. О., Рудаков К. И., Третьяков И. В., Сорокин Д. А., Кошелец В. П., Филиппенко Л. В., Худченко А. В. Измерение диаграммы направленности СИС-приемника диапазона 1,1–1,4 мм с помощью гомодинной схемы 80

Неило А. А., Бакурский С. В., Кленов Н. В., Соловьев И. И., Куприянов М. Ю. Сверхпроводящий спиновый вентиль по управлению джозефсоновским током и кинетической индуктивностью 81

Никитченков И. А., Кузьмичев С. А., Морозов И. В., Шилов А. И., Рахманов Е. О., Ломоносова А. Д., Понтис С. Н., Кузьмичева Т. Е. Возможное наблюдение электронной нематичности в пниктидах $Na_{1-\delta}FeAs$ и $Na_{1-\delta}Fe_{1-x}Co_xAs$ с помощью туннельной спектроскопии 82

Панов Д. К., Аладышкин А. Ю., Столяров В. С. Восстановление пространственной и температурной зависимости сверхпроводящей щели по данным сканирующей туннельной спектроскопии 83

Парфенов М. В., Бурмистров И. С. Реализация краевых состояний спинового квантового эффекта Холла на границе нормальный металл – сверхпроводник 84

Пестов Е. Е., Левичев М. Ю., Савинов Д. А. Нелинейная ближнепольная СВЧ-микроскопия пленок YBCO и устройств на их основе 85

Васенин А. В., Гунин С. А., Дмитриев А. Ю., Елистратов А. А., Ивановских Р. Д., Ремизов С. В., Сабиров Т. Р., Погосов В. В., Астафьев О. В. Квантовое волновое смешение на сверхпроводниковом кубите как инструмент исследования фотонной статистики 86

Пологов И. Е., Федотов М. С., Филиппенко Л. В., Кошелец В. П., Карпов А. В. Модель нелинейного метаматериала на основе rf-SQUID 87

Полькин А. В., Скворцов М. А. Электромагнитный отклик в диффузных сверхпроводниках с постоянным током 88

Понтис С. Н., Ломоносова А. Д., Никитченков И. А., Кузьмичев С. А., Медведев А. С., Фешина М. А., Власенко В. А., Перваков К. С., Кузьмичева Т. Е. Температурная зависимость критического тока оптимально допированного пниктида $Ba_{0,6}Na_{0,4}Fe_2As_2$ методом туннельной спектроскопии 89

Порохов Н. В., Дрязгов М. А., Кривко Л. А., Трофимов И. В., Мумляков А. М., Корнеева Ю. П., Корнеев А. А., Тархов М. А. Сверхпроводящий однофотонный детектор на оптимизированной двухслойной наноструктуре ScN/NbN 90

Туркин Я. В., Пугач Н. Г., Чернов А. И., Полулях Н. С., Столяров В. В., Белотелов В. И. Влияние сверхпроводимости на магнитную динамику бислоя сверхпроводник – ферромагнетик 91

Путилов А. В., Захаров Д. В., Кудлис А., Мельников А. С., Буздин А. И. Анизотропия динамики вихря в сверхпроводящих системах с эффектом невзаимности 92

Разорёнов Ф. А., Больгинов В. В. Графический анализ передаточной функции сверхпроводникового гаусс-нейрона 93

Руденко Н. Ю., Хан Э. Р., Соловьев П., Чичков В. И., Шитов С. В. К разработке RFTES-детектора для считывания добротности сверхпроводящего резонатора 94

Рязанов В. В., Голикова Т. Е., Нажесткин И. А., Клишев Д. А. Когерентный транспорт в многотерминальных джозефсоновских структурах с бислойным NF-барьером 95

Савинов Д. А., Лобанов Н. Д. Переходы Березинского – Костерлица – Таулеса в тонких пленках многозонных сверхпроводников 96

Самохвалов А. В., Мельников А. С. Электронная структура вихря Абрикосова в бислое сверхпроводник-ферромагнетик с межслоевым спин-орбитальным взаимодействием 97

Селиверстов С. В., Кожуховский К. А., Фудин Д. Г., Гольцман Г. Н. Моделирование антенны для сверхпроводникового наноразмерного однофотонного NbN-детектора на 1,55 мкм 98

Семин В. О., Седов Е. А., Сидельников М. С., Енбаев З. С., Столяров В. С. Структура, остаточные механические напряжения и свойства тонких сверхпроводящих Al-пленок 99

Сидоренко А. С. Функциональные наноструктуры для сверхпроводниковой спинтроники 100

Снегирев А. В., Ковалев В. М. Термодинамические свойства сверхпроводника с дальним беспорядком 101

Семёнов А. В., Соколова Ю. Р., Гольцман Г. Н. Способ достижения быстродействия SSPD 102

Солдатенкова М. Д., Баева Э. М., Титова Н. И., Колбатова А. И., Гольцман Г. Н. Исследование кинетической индуктивности сверхпроводящих полосок нитрида ниобия NbN 103

Солдатенкова М. Д., Баева Э. М., Святодух С. С., Семёнов А. В., Колбатова А. И., Гольцман Г. Н. Исследование критического тока в сверхпроводниковых однофотонных детекторах на основе микронных полосок из NbN 104

Соловьев И. И., Хренов М. М., Хисматуллин Г. С., Губочкин Г. И., Юсупов Р. Д., Бакурский С. В., Вожаков В. А., Бастракова М. В., Сергеев М. А., Хапаев М. М., Егоров С. В., Ионин А. С., Нажесткин И. А., Фоминский М. Ю., Филиппенко Л. В., Малеева Н. А., Яковлев Д. С., Рязанов В. В., Кленов Н. В., Куприянов М. Ю. Базовые элементы интегральной криогенной системы управления кубитами 105

Соловьев П. С., Руденко Н. Ю., Чичков В. И., Шитов С. В. К разработке RFTES-детектора для радиоастрономии в окне прозрачности атмосферы 200–270 ГГц 106

Соломатов Л. С., Шитов С. В. Сравнительный анализ MKID- и RFTES-детекторов 107

Столяров В., Неверов В., Красавин А. В., Касатонов Д. И., Панов Д., Баранов Д., Скрябина О., Мельников А., Голубов А., Куприянов М., Шаненко А., Крен Т., Аладышкин А., Вагов А., Родичев Д. Квантовая мозаика ядер вихрей в гранулированном ниобии 108

Таланов Ю. И., Гимазов И. И., Чареев Д. А., Васильев А. Н. Обнаружение квантовых флуктуаций в железосодержащих сверхпроводниках с помощью транспортных и микроволновых измерений 109

Тарасова И. Е., Егоров С. В., Ионин А. С., Исмаилов Н. Г., Клёнов Н. В., Яковлев Д. С., Нажесткин И. А. Сверхпроводящие копланарные резонаторы с джозефсоновскими цепями подстройки частоты на основе многослойной ниобиевой технологии 110

Таркаева Е. В., Пугачев М. В., Прищепа А. Р., Прудкогляд В. А., Семенов А. Г., Кунцевич А. Ю. Отрицательное магнитосопротивление латеральных структур сверхпроводник – графен – сверхпроводник 111

Тинюкова Т. С., Чубурин Ю. П. Майорановские состояния в неэрмитовой модели Боголюбова – де Жена с малым числом узлов 112

Уставщиков С. С., Левичев М. Ю., Мазилкин А. А., Докучаев В. М., Пашенькин И. Ю., Гусев Н. С., Водолазов Д. Ю. Трансформация вихревой цепочки в вихревой веер в сверхпроводящей полоске с разрезом 113

Фрадкин Б. В., Тюменев Р., Бакурский С. В., Сидоренко А. С., Столяров В. С. Исследование кинетической индуктивности гибридной наноструктуры S/F и её приложение в наноэлектронике 114

Хан Ф. В., Ломов А. А., Жукова Е. С., Горшунов Б. П., Терентьев А., Чекушкин А. М., Кошелец В. П. Исследование сверхпроводящих пленок ниобия с малыми поверхностными потерями в терагерцовом диапазоне, напыленных на горячие подложки 115

Хан Э. Р., Руденко Н. Ю., Чичков В. И., Шитов С. В. К разработке оконечного RFTES-детектора СВЧ 116

Харавинин В. А., Махлин Ю. Г. Подщелевые состояния и джозефсоновский ток в искривленном STIS-контакте 117

Чекушкин А. М., Парамонов М. Е., Кошелец В. П. Изготовление и исследование СИС-структур с осаждаемым слоем AlN в качестве туннельного барьера 118

Чернодубов Д. А., Инюшкин А. В. Влияние фононной фокусировки на анизотропию теплопроводности в сверхпроводящем монокристалле YBaCuO 119

Чуйкин О. А., Гринберг Я. С., Кибис О. В. Частотная корреляция фотонов, возникающая при спонтанном распаде трехуровневого искусственного атома 120

Шибалов М. В., Матвеев Г. А., Тархов М. А. Сверхпроводящие свойства тонких пленок нитрида тантала, полученных методом атомно-слоевого осаждения, усиленного плазмой 121

Шитов С. В., Руденко Н. Ю., Соломатов Л. С., Хан Э. Р., Ермаков Ан. Б., Соловьев П. С., Чичков В. И. Сверхпроводящие RFTES-детекторы для терагерцовой сенсорики и анализа квантовых цепей 122

Шукринов Ю. М., Нашаат М. Резонансы и синхронизация в аномальных джозефсоновских структурах..... 123

Шустин М. С., Аксенов С. В., Бурмистров И. В. Эволюция майорановских состояний в марковской диссипативной динамике с несохраняющейся фермионной четностью 124

Щелкачев Н. М., Успенский Ю. А. Стохастическое сверхскольжение проводящей молекулы в системах молекулярной электроники: машинное обучение и молекулярная динамика 125

Юсупов Р. А., Гунбина А. А., Фоминский М. Ю., Чекушкин А. М., Эдельман В. С., Тарасов М. А. Субтерагерцовый СИНИС-детектор с подвешенным над подложкой поглотителем 126

Секция 2

МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ И СПИНТРОНИКА

Симчук Н. И., Бурмистров И. С., Апостолов С. С. Управление неелевскими магнитными скирмионами посредством локализованных электрических полей 129

Авдеев П. Ю., Алферьев А. Л., Кузнецов К. Г., Карашитин Е. А., Сапожников М. В., Буряков А. М. Исследование магнитомёртвого слоя Co в спинтронном эмиттере на основе структуры Pt/Co/Si 130

Аверкиев Н. С., Грабарь В. А. Выжигание «дыр» в спектрах высокочастотного ЭПР в Si:As и Si:P – спиновая диффузия и/или спектральная диффузия..... 131

Алферьев А. Л., Гусев Н. С., Авдеев П. Ю., Буряков А. М., Сапожников М. В. Взаимодействия Дзялошинского – Мория в ТГц спинтронном эмиттере Co/Pt 132

Артемьев Е. М., Закарлюка А. В., Лямкин А. И., Ким Т. А. Метастабильные состояния и магнитные свойства в плёнках Co-Ir..... 133

Бедин С. А., Бхатта Х. Л., Кожина Е. П., Косолобов С. С., Драчев В. П. Влияние магнитного поля на темнопольные спектры рассеяния кобальтовых наночастиц 134

Безвиконный Н. А., Карцев А. И., Жиляев П. А., Буряков А. М. Анализ влияния интерфейса на спиновые токи в спинтронных эмиттерах ТГц-излучения методом DFT 135

Белотелов В. И. Поверхностная магнитофотоника 136

Белых Л. А., Русалина А. С., Ооржак Ч. Б., Лукшина В. А., Мельников Г. Ю., Пасынкова А. А., Бодин И. С., Свалов А. В., Курляндская Г. В. Особенности магнитоимпедансного эффекта в аморфных лентах на основе кобальта, прошедших обработку ионами аргона..... 137

Борисов П. С. Квантовые флуктуации и электродинамика спиновых волн в магнитных наноструктурах 138

Буряков А. М., Горбатова А. В., Авдеев П. Ю., Гусев Н. А., Сапожников М. В., Мишина Е. Д. Пороговые эффекты и оптимизация ТГц-генерации в спинтронных структурах Co/Pt и гибридных гетероструктурах на основе двумерных материалов..... 139

Быкова А. А., Москалев М. Е., Васьковский В. О. Атомистическое моделирование магнитных наноструктур с применением пакета Vampire 140

Вагин Д. М., Горлач М. А. Использование пространственной дисперсии для невзаимного линзирования и подавления рассеяния назад..... 141

Важенина И. Г., Яковлев И. А., Варнаков С. Н., Рауцкий М. В., Исхаков Р. С. Исследование магнитных параметров трехслойной плёнки $Fe_3Si/Ge/Fe_3Si$ методом ферромагнитного резонанса 142

Валиулин В. Э., Михеенков А. В., Щелкачев Н. М., Кугель К. И. Термодинамика квантовой запутанности в модели Кугеля – Хомского..... 143

Гареев К. Г., Харитонский П. В., Сергиенко Е. С., Куншин М. Е., Кицай А. А., Носов Ю. Г., Николаев В. И. Магнитные свойства кристаллов β-Ga_2O_3:Fe, полученных методом выращивания из раствора-расплава 144

Гермизина А. А., Наумова Л. И., Миляев М. А., Заворницын Р. С., Чернышова Т. А., Проглядо В. В., Устинов В. В. Индуцированное током переключение магнитосопротивления спиновых клапанов, содержащих слои Ta и WTa..... 145

Глушков В. В., Журкин В. С., Божко А. Д., Богач А. В., Ханас А. Р., Зарубин С. С., Зенкевич А. В., Mantovan R. Хиральная аномалия в вейлевском полуметалле FeSi 146

Горбатова А. В., Лебедева Е. Д., Авдеев П. Ю., Альферьев А. Л., Буряков А. М., Пашенькин И. Ю., Карашитин Е. А., Сапожников М. В. Генерация ТГц-излучения в структурах на основе интерметаллических сплавов..... 147

Горелкина Т. Д., Калантаевский И. Э., Честнов И. Ю., Гасникова К. А., Алексеев П. А., Кравцов В. А. Магнитоуправляемые экситон-поляритоны в наноструктурированном антиферромагнетике CrSBr 148

Грибова Н. И., Игнатьева Д. О., Гусев Н. А., Звездин А. К., Белотелов В. И. Перспективы полностью оптического не термического переключения намагниченности в редкоземельных железных гранатах 149

Гридин Д. М., Усов Н. А., Харин Е. В., Теджетов В. А., Шефтель Е. Н., Грановский А. Б. Моделирование процессов перемагничивания тонких плёнок в зависимости от направления приложения поля, концентрации и размера дефектов 150

Гусенков Д. Л., Бахметьев М. В., Моргунов Р. Б. Смена механизма перемагничивания при замедлении и замораживании спиновых флуктуаций в монокристаллах CrSBr 151

Демидов Е. С., Афанасьев Д. А., Демидова Н. Е. Ультратонкие нанокомпозитные слои пористого кремния с включениями никеля и перпендикулярной намагниченностью 152

Демин Г. Д., Дюжев Н. А. Спайковая модель нейрона Ходжкина – Хаксли на основе эффекта гигантского магнитного импеданса в магнитных гетероструктурах 153

Демин Г. Д., Дюжев Н. А. Спин-диодный эффект и микроволновая чувствительность магнитных гетероструктур типа «ферромагнетик-тяжелый металл» 154

Демишев С. В. Новый тип ферромагнитной фазы Гриффитса и эффект аномального увеличения температуры Кюри в системах с магнитным беспорядком 155

Денисова Е. А., Важенина И. Г., Чеканова Л. А., Исхаков Р. С., Великанов Д. А., Кох Д., Саповский И. М., С. В. Комогорцев. Высокоэнтропийные сплавы FeCoNiP-Me (Me = Zn, Zr, W, Pd): исследование магнитометрическими и резонансными методами 156

Дровосеков А. Б., Дмитриева М. Ю., Ситников А. В., Николаев С. Н., Рыльков В. В. Магнитный резонанс в наногранулярных плёнках – влияние поля Лоренца на частоту «двухквантовых» возбуждений в ферромагнитных наночастицах 157

Дрягина А. Е., Горьковенко А. Н., Верясова А. А., Кулеш Н. А., Юшков А. А., Васьковский В. О. Магнитные и магниторезистивные свойства нанопроволок сплава Fe-Ni в матрице оксида алюминия 158

Дубровин Р. М., Билык В. Р., Гареева З. В., Кимель А. В., Звездин А. К. Спиновая динамика, возбуждаемая терагерцовым электрическим полем в коллинеарном антиферромагнетике Cr_2O_3 159

Жабова А. В., Гришин С. В. Особенности спектра медленных электромагнитных волн при учёте влияния замагниченной электронной плазмы на намагниченность пленок ферромагнитных металлов 160

Жабоев Е. И., Колмычек И. А., Гусев Н. С., Федотов И. А., Мурзина Т. В. Пиннинг доменной структуры граната метаповерхностями с плоскостной и перпендикулярной магнитной анизотропией 161

Жакетов В. Д., Колупаев Е. Д., Авдеев М. М., Черников А. Н., Татарский Д. А., Антюшин Е. С., Полковников В. Н., Юнин П. А., Камашев А. А., Арбузов Д. А., Гарифьянов Н. Н. Первый синтез и исследование слоистых систем Фибоначчи 162

Заворницын Р. С., Наумова Л. И., Миляев М. А., Ясюлевич И. А., Бебенин Н. Г., Гермизина А. А., Максимова И. К., Криницина Т. П., Павлова А. Ю., Чернышова Т. А., Проглядо В. В., Устинов В. В. Эффекты спиновой аккумуляции в магнитосопротивлении нанослоев с сильным спин-орбитальным взаимодействием и наноструктур на их основе 163

Загорский Д. Л., Долуденко И. М., Комарова С. О., Хайретдинова Д. Р., Архипов В. Е., Букреева Т. В., Панина Л. В. Получение калиброванных магнитных наночастиц и возможности их применения в медицине..... 164

Загорский Д. Л., Долуденко И. М., Чигарев С. Г., Вилков Е. А., Горохов Г. В., Мельников А. В., Каневский В. М., Муслимов А. Э. Применение магнитных нанопроволок для генерации и поляризации ТГц-излучения 165

Здоровейщев А. В., Здоровейщев Д. А., Дорохин М. В., Татарский Д. А., Калентьева И. Л. Механизмы взаимодействия в многоуровневых ферромагнитных пленках вида CoPd/немагнитный материал 166

Здоровейщев Д. А., Вихрова О. В., Данилов Ю. А., Дудин Ю. А., Дроздов М. Н., Здоровейщев А. В., Лесников В. П., Парафин А. Е., Юнин П. А., Баталов Р. И., Валеев В. Ф., Нуждин В. И. Получение и свойства слоёв разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs, легированного атомами азота 167

Зорина П. В., Кричевский Д. М., Игнатьева Д. О., Белотелов В. И. Обратный эффект Фарадея в магнитных нанодисках, индуцированный Ми-резонансами 168

Харитонский П. В., Иванов Н. А., Гареев К. Г. Микромагнитное моделирование ансамблей типа «разбавленный магнетик» на основе стохастического уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта в приближении среднего поля 169

Ичкитидзе Л. П., Белодедов М. В., Чхартишвили Л. С., Герасименко А. Ю., Телышев В. Д., Селищев С. В. Некоторые возможности использования магнитных наноносителей в терапии онкологии 170

Ичкитидзе Л. П., Ефремова К. Д., Герасименко А. Ю., Телышев Д. В., Селищев С. В. Электропроводящие композитные наноматериалы, содержащие в качестве наполнителя многостенные углеродные нанотрубки 171

Ищенко Д. В., Супрун С. П., Кырова Е. Д., Федосенко Е. В., Голяшов В. А., Степина Н. П., Сухих А. С., Терещенко О. Е. Рост плёнок магнитного топологического изолятора $(MnTe)_x(Bi_2Te_3)_y$ методом МЛЭ 172

Калентьева И. Л., Ведь М. В., Дорохин М. В., Здоровейщев А. В., Демина П. Б. Изучение режимов работы спинового светодиода с модуляцией интенсивности при комнатной температуре 173

Kamzin A. S. The future of theranostics: simultaneous diagnostics (MRTomography – MRT, MParticles Imaging – MPI), as well as treatment (Targeted Drug Delivery – TDD) and (Magnetic Hyperthermia – MHT) based on new magnetic nanocomposites 174

Кантур И. Э., Ярмошенко Ю. М., Радзивончик Д. И., Солизода И. А., Винник Д. А., Гудкова С. А., Кузнецова Т. В. Определение спинового состояния ионов железа в многокомпонентных оксидах железа методом рентгеновской эмиссионной спектроскопии 175

Былинский Н. Ю., Карапшин Е. А. Адиабатическая теория поглощения ИК-излучения неколлинеарными магнетиками 176

Карапшин Е. А., Гусев Н. С., Курицын Д. И., Орлова А. Н., Наумова Л. И. , Пашенькин И. Ю. Экспериментальное наблюдение поглощения ИК-излучения геликоидальными магнетиками 177

Карпухин Д. А., Морозов Е. В., Коледов В. В., Мусабиров И. И., Алиев А. М., Гамзатов А. Г., Абдулкадирова Н. З., Таскаев С. В. Экспериментальная методика для исследования кинетики, термодинамических и магнитных параметров в сплавах Гейслера вблизи точки Кюри 178

Швец П. В., Киричук Г. В., Сальников В. Д., О'Коннелл Ж., Родионова В. В., Гойхман А. Ю., Максимова К. Ю. Структура и магнитные свойства тонких плёнок CoFeB, отожжённых в вакууме: от аморфного сплава до метастабильного τ-борида $(Co,Fe)_{23}B_6$ 179

Климов А. А., Гусев Н. С., Сапожников М. В., Буряков А. М., Крутянский Л. М., Преображенский В. Л. Динамика намагниченности гетероструктур PMN-PT/W/FeGa/Pt и PZT/ W/FeGa/Pt в переменных электрических полях вблизи акустического резонанса 180

Ковалева В. А., Филатов Я. А., Геревенков П. И., Калашникова А. М. Преобразование частот при взаимодействии акустических и магнитостатических волн в структуре Au/LuIG 181

Кожина Е. П., Бедин С. А., Косолобов С. С., Бхатта Х., Гарбузов К. Н., Долуденко И. М., Драчев В. П. Магнитное управление оптическими свойствами сенсоров на основе плазмонных наноструктур 182

Кокурина Э. А., Вагин Д. М., Барредо-Аламилла Э., Горлач М. А. Полуклассический анализ эффективного аксионного отклика в антиферромагнитных структурах 183

Костюченко Н. В., Плохов Д. И., Звездин А. К. Сверхсильные магнитные поля как ключ к пониманию и улучшению свойств редкоземельных материалов 184

Кудасов Ю. Б. Транспортные свойства топологического металла 185

Кузнецов М. А., Никаноров Е. А., Фраерман А. А. Спиновые токи и краевые состояния в ограниченных геликоидальных магнетиках 186

Кузнецов Ю. М., Здоровейщев Д. А., Дорохин М. В., Здоровейщев А. В. Исследование механизмов возникновения термомагнитного эффекта Нернста – Эттингсгаузена в тонких плёнках Co/Pt и Co/Pd 187

Кузнецова М. А., Шестопалов Р. А., Приходченко А. В., Черноусов Н. Н., Турпак А. А., Козлов А. Г. Управление магнитными свойствами в тонкоплёночных структурах Pt(Pd)/Co/Pt с оксидированием ферромагнитного слоя и внедрением дихалькогенидов переходных металлов 188

Лаптева М. С., Авдеев П. Ю., Караштин Е. А., Гусев Н. С., Федотов И. А., Сапожников М. В., Буряков А. М., Преображенский В. Л. Исследование магнитострикционных, пьезоэлектрических и плазмонных эффектов в спинтронных ТГц-генераторах на основе структур «упорядоченный плазмон /W/FeGa/Pt/PMN-PT» 189

Логунов М. В. Гиромагнитное отношение в ферримагнитных материалах 190

Малышева Е. И., Дорохин М. В., Демина П. Б., Ведь М. В., Здоровейщев А. В. Спин-зависимое фотопоглощение в структурах с квантовой ямой InGaAs/GaAs и близкорасположенным δ-слоем 191

Манцевич В. Н., Смирнов Д. С., Кривенко И. С. Хиральный магнетизм в монослоях дихалькогенидов переходных металлов 192

Манышева А. А., Жумабекова К. Е., Яснев Н. Ю., Садовников А. В. Реализация частотно-селективного демультиплексирования спиновых волн в системе ЖИГ-микроволноводов с кольцевым микрорезонатором 193

Мартышкин А. А., Бегинин Е. Н., Садовников А. В. Спиновые волны, локализованные в двухслойных структурах с неоднородным внутренним магнитным полем 194

Быков А. И., Васильев А. Н., Бычкова Е. А., Козабаранов Р. В., Коршунов А. С., Кудасов Ю. Б., Макаров И. В., Маслов Д. А., Монахов М. П., Платонов В. В., Репин П. Б., Селемир В. Д., Стрелков И. С., Сурдин О. М., Филиппов А. В. Исследование одномерных магнетиков в сверхсильном магнитном поле 195

Мельников Г. Ю., Бекетов И. В., Дубанова А. И., Бурбан Е. А., Курляндская Г. В. Влияние особенностей магнитной структуры на гистерезисные свойства ансамблей невзаимодействующих наночастиц железа 196

Меренцова К. А., Носов А. П. Структурно-магнитные свойства тонкоплёночного α-Fe_2O_3 197

Метлов К. Л. Трёхмерный микромагнетизм в терминах произведений кватернионных функций 198

Мишина Е. Д., Буряков А. М., Сапожников М. В., Преображенский В. Л. Модуляция ТГц-излучения спинтронными излучателями 199

Моргунов Р. Б., Чернов А. И., Бахметьев М. В. Управление рассеянием спинов и спин-зарядовой конверсией с помощью разделительного слоя в структурах NiFe/Spacer/IrMn 200

Морозов Е. В., Карпухин Д. А., Коледов В. В., Головчан А. В. Подход в теоретическом описании сплава $Ni_{51-x}Mn_{33,4}In_{15,6}V_x$ (x = 0; 0,1; 0,3; 0,5; 1 ат. %) с учётом влияния магнитострикции 201

Moskvin A. S. Electron-lattice coupling and insulator – bad metal transition in $RNiO_3$ 202

Муравьев М. М., Калашников Д. С., Наумов А. А., Фролов А. С., Столяров В. С. Исследование магнитных свойств образцов топологических изоляторов $Mn_{1+\delta}Sb_{2-\delta}Te_4$ методом ФМР-спектроскопии 203

Мурзина Т. В., Доценко А. А., Гусев Н. С., Федотов И. А., Гусев С. А., Новиков В. Б., Колмычек И. А. Магнитооптические эффекты в 1D плазмонных кристаллах на основе решетки Co/Au на феррите граната 204

Низаев А. Н., Кудюков Е. В., Горьковенко А. Н., Лепаловский В. Н., Балымов К. Г., Учаев А. Д., Васьковский В. О. Магнетизм бинарных плёночных систем Sm-T (T = Co, Ni) 205

Бизяев Д. А., Бухараев А. А., Нургазизов Н. И., Чукланов А. П. Условия переключения намагниченности Ni микрочастиц с конфигурационной анизотропией без внешнего магнитного поля 206

Орлова А. Н., Гусев Н. С., Гусев С. А., Караштин Е. А., Пашенькин И. Ю., Сапожников М. В., Скороходов Е. В., Федотов И. А. Стабилизация вихревых и скирмионных состояний в структурах ферромагнетик / антиферромагнетик 207

Пашенькин И. Ю., Сапожников М. В., Федотов И. А., Гусев Н. С., Горев Р. В. Магнитоэлектрический эффект в туннельных магнитных контактах W/CoFeB/MgO/CoFeB/W с перпендикулярной анизотропией 208

Перов Н. С., Каландия М. Р., Макарова Л. А., Самченко С. В., Перова Н. Н. Самоорганизация магнитных наноструктур в различных средах 209

Пташенко А. С., Садовников А. В. Селективная перекачка энергии спиновых волн в латерально связанных двухслойных ферритовых микроволноводах с различной намагниченностью насыщения 210

Пудалов В. М., Левахова А. Ю., Садаков А. В., Перваков К. С., Власенко В. А., Васильев А. Л., Овчаров А. В., Бондаренко В. И., Григорьев П. Д., Павлов Н. С., Гимазов И. И., Железнякова Д. Е., Зарипов Р. Б., Таланов Ю. И. Возникновение ферромагнетизма в антиферромагнитных слоистых кристаллах 212

Русалина А. С., Горьковенко А. Н., Курляндская Г. В., Свалов А. В. Изменение магнитных свойств искусственного многослойного ферримагнетика GdTbDyHoEr/Co при варьировании толщины слоёв и параметров термообработки 213

Садовников А. В., Бегинин Е. Н., Никитов С. А. Дискретный коллапс и топологические феномены в системах спин-волноводных структур 214

Садовников А. В. Спиновые волны в ферримагнитных плёнках: безщелевая дисперсия и нутационные моды 215

Салтыкова Д. А., Бобылев Д. А., Горлач М. А. Аналитическая модель теллегеновского мета-атома 216

Самарин А. Н., Семено А. В., Журкин В. С., Божко А. Д., Артемов Е. А., Мантузов А. В., Глушков В. В. Анизотропия электронного спинового резонанса в гексабориде самария 217

Сапожников М. В., Полушкин Н. И., Пашенькин И. Ю., Буряков А. М., Горбатова А. В. Искусственные ферромагнитные кластеры в парамагнитной пленке FeAl: магнитные и магнитотранспортные свойства 218

Сафонов С. С., Конаныкина М. А., Федоров А. С., Никитов С. А., Логунов М. В. Возбуждение лазерными импульсами двухчастотных когерентных колебаний намагниченности в квазиодноосной плёнке феррита-граната 219

Сахин В. О., Габбасов Б. Ф., Зверев Д. Г., Куковицкий Е. Ф., Гарифьянов Н. Н., Камашев А. А. Исследование спин-токовой конверсии в гетероструктуре Py/$Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$ 220

Свалов А. В., Русалина А. С., Архипов А. В., Горьковенко А. Н., Селезнёва Н. В., Юшков А. А., Курляндская Г. В. Высокоэнтропийный сплав GdTbDyHoEr в плёночном состоянии: структура, магнитные фазовые переходы, магнитокалорический эффект 221

Бардушкин А. В., Селина К. А., Юсипова Ю. А. Разработка Spice-модели спин-вентильной структуры и библиотеки элементов на ее основе 222

Семенова С. В., Фещенко А. А., Горьковенко А. Н., Лепаловский В. Н., Васьковский В. О. Температурные особенности гистерезисных свойств плёночных композитов на основе антиферромагнетика Cr-Mn-M (M = Pt, W, Cu) 223

Семянникова А. А., Чернов Е. Д., Лукоянов А. В., Ирхин В. Ю., Шредер Е. И., Маркин А. А., Боголюбский А. С., Марченкова Е. Б., Марченков В. В. Электронные свойства магнитных сплавов Гейслера Co-Mn-Al для спинтроники и наноэлектроники 224

Скороходов Е. В., Караштин Е. А., Пашенькин И. Ю., Федотов И. А., Сапожников М. В. Исследование гиротропной моды в системе ферромагнетик-антиферромагнетик 225

Смирнов А. И. Ферми-жидкость спинонов в квазиодномерном антиферромагнетике 226

Солянов А. А., Жиронкин П. А., Клусов В. Д., Садовников А. В. Геометрическая симметрия как принцип проектирования эффективного пространственно-частотного демультиплексирования в магнонных схемах 227

Степанов М. А., Митетело Н. В., Лавров С. Д., Пятаков А. П. Исследование доменных стенок механо-индуцированных ЦМД методом нелинейно-оптической микроскопии 228

Столяр С. В., Важенина И. Г., Ярославцев Р. Н., Ли О. А., Николаева Е. Д., Воротынов А. М., Великанов Д. А., Исхаков Р. С., Шохрина А. О., Райхер Ю. Л. Частотно-полевая зависимость ферромагнитного резонанса анизотропных суперпарамагнитных наночастиц 229

Streltsov S. V. Brave New Altermagnetism 230

Сыромятников В. Г. Нейтронный поляризационный анализ на магнитных наноструктурах 231

Тааев Т. А., Антонов В. А., Хизриев К. Ш. Способы управления движением магнитных скирмионов 232

Тарасенко С. А. Электрические и спиновые токи, индуцированные структурированным светом в двумерных системах 233

Тарасенко Т. Н. Ферромагнитные кластеры в $LaMnO_3$, легированном Bi^{3+}, в парамагнитном диапазоне температур 234

Татарский Д. А. , Миронов В. Л. Спиральный спин-трансферный наноосциллятор 235

Telegin A. V., Teplov V. S., Lee J., Kim Y. K., Murzina M. S., Samardak A. S. Modulation of Dzyaloshinskii-Moriya interaction in «HM/spacer/FM» and «HM-alloy/FM» thin-film metallic nanostructures 236

Телегин А. В., Лобов И. Д., Носов А. П., Меренцова К. А., Сухоруков Ю. П. Тонкоплёночные магнитные наноструктуры на основе Bi-замещенного YIG: синтез, магнитооптические и резонансные эффекты 237

Терёшина И. С., Иванов Л. А., Давыдов В. Ю., Умхаева З. С. Влияние примеси водорода и температуры на высокополевые процессы намагничивания наноструктурированных сплавов типа $R_2Fe_{14}B$ 238

Титов А. С., Чукашев Н. В., Титов С. В., Никитов С. А. Нелинейные эффекты в инерционной динамике намагниченности антиферромагнетиков 239

Тюменев Р., Калашников Д. С., Фрадкин Б. В., Бакурский С. В., Сидоренко А. С., Столяров В. С. Эффект памяти индуктивности в сверхпроводящих планарных многослойных резонаторах S/F/S/F/S/N 240

Тютвинов В. А., Сидельников М. С., Абдуллаев Н. А., Алиев З. С., Амирасланов И. Р., Мамедов Н. Т., Зверев В. Н., Винников Л. Я. Суб-доменная структура в монокристалле магнитного топологического изолятора $MnSb_2Te_4$ 241

Усеинов Н. Х. Исследование спин-орбитальных моментов, индуцированных током в магнитных туннельных контактах 242

Федотов И. А., Скороходов Е. В., Пашенькин И. Ю., Сапожников М. В. Двухбарьерные туннельные магнитные контакты с неколлинеарным распределением намагниченности 243

Фещенко А. А., Семенова С. В., Лепаловский В. Н., Юшков А. А., Васьковский В. О. Магнитная анизотропия плёнок антиферромагнитного сплава CrMn, легированного Pt, Cu и W 244

Кузнецов М. А., Фраерман А. А. Нарушение киральной симметрии в торсионно-деформированных геликоидальных магнетиках 245

Фролов А. Ю., Булдакова А. В., Кавер К. К., Толмачева В. В., Шарипова М. И., Федянин А. А. Контроль угла направления распространения оптического излучения при помощи магнито-перестраиваемых микродифракционных решёток 246

Бегишев Е. М., Базаров В. В., Лядов Н. М., Хайбуллин Р. И. Магнитный мемристор на основе нестехиометрического рутила (TiO_{2-y}) с имплантированной примесью кобальта 247

Khokhlov N. E., Bilyk V. R., Gareev T. T., Kimel A. V. Ultrafast magneto-electricity and opto-magneto-electric recording 248

Шайхулов Т. А., Федоров А. С., Сафонов С. С., Богданова Т. В., Федорова А. А., Базров М. А., Намсараев Ж. Ж., Демидов В. В., Калябин Д. В., Никитов С. А. Спиновый ток в обменно-смещённых структурах Co/FeMn/Pt 249

Столяр С. В., Шохрина А. О., Ли О. А., Николаева Е. Д., Исхаков Р. С., Воротынов А. М., Великанов Д. А., Боев Н. М. Влияние межчастичных взаимодействий на частотно-полевые зависимости мнимой компоненты магнитной восприимчивости наночастиц ферритов 250

Шуклин Ф. А., Альбицкая Х. Н., Чернов А. И., Петров М. И. Вырождение и гибридизация диполь-обменных магнонных мод в резонаторах Ми 251

Симдянова М. А., Бахвалова Т. Н., Юрасов А. Н., Грановский А. Б. Моделирование магнитооптических спектров экваториального эффекта Керра в нанокомпозитах с гранулами кобальта с учетом влияния диэлектрической матрицы и размерного эффекта 252

Юсипова Ю. А. Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля с круглым поперечным сечением. I – планарная анизотропия слоев 253

Юсипова Ю. А. Динамика вектора намагниченности свободного слоя спинового вентиля с круглым поперечным сечением. II – перпендикулярная анизотропия слоев 254

Яковлева А. А., Кудрин А. В., Лесников В. П., Крюков Р. Н. Влияние облучения протонами на GaAs-структуры с дельта-легирующими слоями Fe ... 255

Янушкевич Н. А., Мехоношин Д. С., Памятных Л. А. Формирование динамических спиральных доменов в тонких магнитных пленках с перпендикулярной анизотропией ... 256

Секция 3

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ: ЭЛЕКТРОННЫЕ, ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА, МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ

Абдулразак С. Х., Дерягин Н. Г., Дюделев В. В., Соколовский Г. С. Коническая рефракция низкокогерентного света и генерация игольчатого пучка ... 259

Абрамкин Д. С., Селезнев В. А., Волошин Б. В., Петров А. С., Вдовин В. И., Живодков Ю. А., Аксёнов М. С., Залялов Т. М., Исламов Д. Р., Клименко Д. Н. Формирование Al_2O_3-покрытия на поверхности Ni-порошков для создания варисторных структур ... 260

Абрамов А. Н., Чиглинцев Э. О., Осколкова Т. О., Бандурин Д. А., Иорш И. В., Чернов А. И., Кравцов В. Электростатический контроль коррелированных фаз в двумерной муаровой структуре WSe_2/WS_2 ... 261

Алешкин В. Я., Дубинов А. А., Румянцев В. В. Ударная ионизация в узкозонных квантовых ямах на основе гетероструктур CdHgTe ... 262

Алисултанов З. З. Рассеяние краевых мод топологических изоляторов, вызванное недиагональным беспорядком ... 263

Амарантов С. В. Исследование коллоидного раствора квантовых точек структуры ядро/оболочка состава $AgInS_2/ZnS$ ... 264

Андреев Б. А., Кудрявцев К. Е., Красильникова Л. В., Лобанов Д. Н. Энергия переходов в спектрах спонтанной и стимулированной эмиссии InN-структур в зависимости от концентрации равновесных и фотовозбужденных носителей ... 265

Андреев И. В., Муравьев В. М., Кукушкин И. В. Поперечные плазмон-поляритоны в поглощении двумерных электронных систем на диэлектрических подложках ... 266

Архипов Р. М., Архипов М. В., Розанов Н. Н. Генерация униполярных аттосекундных импульсов при туннельной ионизации прямоугольной квантовой ямы ... 267

Архипова Е. А., Дроздов М. Н., Краев С. А., Хрыкин О. И., Охапкин А. И., Демидов Е. В., Юнин П. А., Лобаев М. А., Вихарев А. Л., Богданов С. А., Исаев В. А. Осаждение тонких диэлектрических покрытий SiN_x, SiO_2, Al_2O_3 и NCD на алмазе ... 268

Архипова Е. А., Востоков Н. В., Дроздов М. Н., Королев С. А., Краев С. А., Хрыкин О. И., Юнин П. А., Крюков В. Л. Пассивация меза-структур GaAs с pin-диодами слоями SiO_2 и Al_2O_3 методами атомно-слоевого и электронно-лучевого осаждения ... 269

Афоненко А. А., Афоненко Ан. А., Дубинов А. А., Хабибуллин Р. А. Влияние непостоянного периода сверхрешётки на характеристики квантово-каскадных лазеров ТГц-диапазона ... 270

Балакирев С. В., Черненко Н. Е., Шандыба Н. А., Духан Д. Д., Кириченко Д. В., Ерёменко М. М., Солодовник М. С. Регулярные массивы тройных квантовых точек InAs на структурированной поверхности GaAs(111)B ... 271

Балуева А. А., Крюков Р. Н., Данилов Ю. С., Лесников В. П., Вихрова О. В., Шкапина А. С. Влияние быстрого термического отжига на структурные и транспортные свойства тонких углеродных пленок, изготовленных импульсным лазерным нанесением ... 272

Балясников Д. М., Байдусь Н. В., Зубков С. Ю., Самарцев И. В., Маркелов А. С. InGaAs/InAlGaAs-фотодиод на 1,55 мкм на подложке InP ... 273

Балясников Д. М., Байдусь Н. В., Королев Д. С., Нежданов А. В., Планкина С. М., Трушин В. Н., Яишенкина О. Д. Комбинационное рассеяние света в эпитаксиальном слое твердого раствора InAlAs с большим содержанием индия ... 274

Барабаненков М. Ю., Ильин А. И., Сапегин А. А., Миннуллин Р. Т., Макаров М. Э. Экспериментальное исследование эффекта эмиссии энергии эванесцентной волны ближнего ИК-диапазона при ее рассеянии на дифракционной решетке ... 275

Батаев М. Н., Кучинов Д. А., Кузнецова М. С., Колобкова Е. В. Температурная зависимость экситонной фотолюминесценции в перовскитных нанокристаллах $CsPbX_3$ во фторфосфатной стеклянной матрице 276

Белов Д. А., Иконников А. В., Хохлов Д. Р., Ушаков Д. В., Афоненко А. А., Жмудь Б. А., Рыков И. Е., Винокуров М. В., Зубов Ф. И., Павлов А. Ю., Галиев Р. Р. , Хабибуллин Р. А. Спектральные характеристики терагерцовых квантово-каскадных лазеров с распределенной обратной связью первого и третьего порядка 277

Белоконь И. С., Косихин Р. А., Скрылев А. А., Еремин Л. А., Нежданов А. В. Моделирование солнечной ячейки из $ZnSnN_2$ в COMSOL Multiphysics 278

Беляев Д. В., Шредер Е. И., Патраков Е. И., Радзивончик Д. И., Голяшов В. А., Титова С. Г., Кох К. А., Терещенко О. Е., Федоров Д. В., Эрнст А., Еремеев С. В., Кузнецова Т. В. Электронная структура и оптические свойства $(Bi_{1-x}In_x)_2Se_3$ (x = 0,1; 0,2; 0,3) 279

Лобанов В. Е., Боровкова О. В., Шитиков А. Е., Чермошенцев Д. А., Биленко И. А. Высокодобротные наноструктурированные интегральные оптические микрорезонаторы 280

Богомолов Д. Б., Петрушков М. О., Путято М. А., Емельянов Е. А., Преображенский В. В., Есин М. Ю., Абрамкин Д. С. Формирование структур с квантовыми точками в гетеросистеме GaSbAs/AlP методом молекулярно-лучевой эпитаксии 281

Булавин Г. А. Предсказательное моделирование распределения механических деформаций в двумерных материалах 282

Бускина А. В., Зюзин В. А. Тяжелофермионный d-f гибрид как минимальная теоретическая модель SmB_6 283

Бушуйкин П. А., Бельков В. В., Качоровский В. Ю., Соколовский Г. С., Поташин С. О., Горбенко И. В., Фадеев М. А., Янцер А. А., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Морозов С. В. Исследование спектров поглощения в латеральном плазменном кристалле на основе квантовой ямы HgTe/CdHgTe 284

Варганов В. И., Томинов Р. В., Смирнов В. А. Создание мемристорных структур методом безмасковой литографии для нейроморфных вычислительных систем 285

Cunha D., Duarte V., Barreiro M., Chaves A. J., Peres N., Vasilevskiy M. Quasi-2D layers of J-aggregates: optical response, surface and cavity exciton-polaritons, and near-field effects 286

Васильев Д. М., Покровский В. Я., Никитин М. В., Мартовицкий В. П., Васильев А. Л., Трунькин И. Н. Диэлектрическая фаза NbS_3 со спинодальным распадом: естественные 2D-структуры с волной зарядовой плотности 287

Васильев Р. Б., Куртина Д. А., Платонова М. Ю., Лебедев А. И. Экситоны и хиральность в атомарно тонких 2D-полупроводниках $A^{II}B^{VI}$ с энантиомерными лигандами 288

Веретенников А. И., Галимов А. И., Рахлин М. В., Шубина Т. В. Кинетика фотолюминесценции нейтральных и заряженных экситонных комплексов в монослое WS_2 289

Виноградов Д. В., Белов Д. А., Иконников А. В., Хабибуллин Р. А. Микродисковые квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона на модах шепчущей галереи 290

Винокуров М. В., Афоненко А. А., Ушаков Д. В., Хабибуллин Р. А. Влияние геометрических параметров распределенной обратной связи на модовый состав терагерцового квантово-каскадного лазера 291

Власов А. С., Карлина Л. Б., Левин Р. В., Лысак В. В., Сошников И. П. Одно- и двухстадийный рост GaInP-наноструктур на подложках кремния из паровой фазы 292

Вязанкин В. С., Гультиков Н. В., Подкопаев А. В., Ладугин М. А., Мармалюк А. А. Влияние конструкции сегментированного контакта на дальнее поле излучения мощных лазерных диодов 293

Вязанкин О. С., Бобров А. И., Волков П. В., Нежданов А. В., Скрылев А. А., Семиков Д. А. Управление коэффициентом деления интегрального Y-делителя при помощи интерференции волноводных мод 294

Гавриленко В. И. Двухфотонные терагерцовые квантовые каскадные лазеры 295

Румянцев Е. Л., Германенко А. В. Алгебраический подход к описанию пространственного поведения носителей в скрещенных полях в графене 296

Голеницкий К. Ю. Влияние киральности среды на поверхностные волны Дьяконова 297

Голышков Г. М., Бричкин А. С., Бисти В. Е., Нураев Д. С., Черненко А. В. Внутрислоевое и межслоевое взаимодействие в стуктурах на основе гетеробислоев $MoSe_2/WSe_2$ 298

Горбенко И. В., Качоровский В. Ю. Управление плазменным кристаллом с помощью dc-тока: два типа неустойчивостей и усиление оптического сигнала 299

Войцеховский А. В., Дзядух С. М., Горн Д. И., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Сидоров Г. Ю., Якушев М. В. Фоточувствительная MWIR nBn-структура на основе МЛЭ HgCdTe со сверхрешёточным барьером с фоновым ограничением темнового тока 300

Гридчин В. О., Шугабаев Т., Даутов А. М., Шаров В. А., Резник Р. Р., Котляр К. П., Калиничев А. А., Лендяшова В. В., Цырлин Г. Э. Эпитаксиальный рост нитевидных нанокристаллов GaN на темплейтах GaN/AlN/Si с использованием нуклеационного слоя SiN_x 301

Гришин А. Е., Шамахов В. В., Смарагдов Д. С., Слипченко С. О., Пихтин Н. А. Критерий формирования нерелаксированной активной области на основе нескольких напряженных квантовых ям AlInGaAs/InP методом МОС-гидридной эпитаксии 302

Гудина С. В., Неверов В. Н., Шелушинина Н. Г. Критическое поведение проводимости в режиме квантового эффекта Холла. Диаграммы скейлинга 303

Гультиков Н. В., Телегин К. Ю., Андреев А. Ю., Яроцкая И. В., Багаев Т. А., Мармалюк А. А., Ладугин М. А., Захаров В. Е., Яблонский А. Н., Румянцев В. В., Морозов С. В. Al-содержащие и безалюминиевые квантоворазмерные гетероструктуры спектрального диапазона 780–980 нм 304

Дворецкий С. А., Михайлов Н. Н., Варавин В. С., Ремесник В. Г., Ступак М. Ф., Макаров С. Н., Елесин А. Г. Выращивание легированных индием широкозонных слоев HgCdTe и контроль кристаллической структуры методами генерации второй гармоники 305

Дубинов А. А., Алешкин В. Я., Румянцев В. В., Морозов С. В. Длинноволновый лазер на основе структуры HgCdTe с непрерывной каскадной оптической накачкой 306

Дураков Д. Е., Петров А. С., Рогило Д. И., Насимов Д. А., Милёхин И. А., Щеглов Д. В., Латышев А. В. In situ отражательная электронная микроскопия графитизации поверхности подложки 6H-SiC(0001) при высокотемпературном отжиге 307

Дюделев В. В., Андреев А. Д., Чистяков Д. В., Подопригора В. В., Никитин А. А., Михайлов Д. А., Черотченко Е. Д., Врубель И. И., Мыльников В. Ю., Лосев С. Н., Дерягин Н. Г., Абдулразак С. Х., Бабичев А. В., Лютецкий А. В., Слипченко С. О., Пихтин Н. А., Гладышев А. Г., Подгаецкий К. А., Андреев А. Ю., Яроцкая И. В., Ладугин М. А., Мармалюк А. А., Папылев Д. С., Новиков И. И., Когновицкая Е. А., Кучинский В. И., Карачинский Л. Я., Егоров А. Ю., Соколовский Г. С. Квантово-каскадные детекторы спектрального диапазона 7–9 мкм 308

Европейцев Е. А., Нечаев Д. В., Жмерик В. Н., Шубина Т. В., Торопов А. А. Спектроскопия селективного возбуждения локализованных экситонов в монослоях GaN/AlN 309

Еналдиев В. В., Алисултанов З. З. Замедление безмассовых дираковских фермионов сегнетоэлектрической сверхрешеткой муара 310

Ерошенко Г. Н., Минаев И. И., Клековкин А. В., Савин К. А., Кривобок В. С., Гончаров А. Е., Муратов А. Е., Пашкеев Д. А., Дубовая А. Р., Николаев С. Н. Оптические свойства полупроводниковых сверхрешеток InAs/GaSb с интерфейсной компенсацией упругих напряжений 311

Жабанов Ю. А., Пахомов Г. Л., Травкин В. В., Вьялкин Д. А., Рычихина Е. Д., Миронов Н. А., Якубов М. Р. Нефтяные порфирины как компоненты молекулярной оптоэлектроники: состав пара и электронные спектры поглощения смеси 312

Жмерик В. Н., Нечаев Д. В., Европейцев Е. А., Рогинский Е. М., Семенов А. Н., Яговкина М. А., Алексеев П. А., Козловский В. И., Зверев М. М., Гамов Н. А., Wang T., Wang X., Шубина Т. В., Торопов А. А. Дробно-монослойные множественные квантовые ямы GaN/AlN: кинетика роста и применение в УФС-излучателях 313

Журкин В. С., Божко А. Д., Анисимов М. А., Шевлюга В. М., Андрюшечкин Б. В., Глушков В. В. Влияние состояния поверхности на свойства топологического изолятора SmB_6 314

Завьялова Е. С., Кондратьев В. М., Большаков А. Д. Новые подходы к созданию материалов с управляемыми оптическими свойствами на основе полимеров и нитевидных нанокристаллов 315

Загороднев И. В., Понкратова Д. В., Еналдиев В. В. Анализ ферроэлектрического перехода в орторомбическом монослое Bi 316

Загороднев И. В., Родионов Д. А. Плазмоны в латерально ограниченных анизотропных и сильно экранированных двумерных электронных системах 317

Загороднев И. В., Заболотных А. А., Матвеев А. А., Родионов Д. А., Архипова О. Ю., Калябин Д. В., Сафин А. Р., Никитов С. А. Ферромагнитно-циклотронный резонанс двумерной (2D) электронной системы на ферромагнитной пленке 318

Клековкин А. В., Фельде А. А., Минаев И. И., Ерошенко Г. Н., Свиридов Д. Е., Захаренков А. А., Савин К. А., Кривобок В. С., Николаев С. Н., Чернопицский М. А. Исследование детекторов на основе барьерно-диодных гетероструктур A_3B_5 с помощью микроскопии растекания тока 319

Захаров В. Е., Яблонский А. Н., Смагина Ж. В., Зиновьев В. А., Новиков А. В. Влияние облучения ионами Ge^+ на люминесцентные свойства самоформирующихся Ge(Si)-нановстровков 320

Зибинский А. Л., Барышников К. А., Смирнов Д. С. Квантовые эффекты Зенона и анти-Зенона в ансамбле локализованных электронов с внешним магнитным полем 321

Иванов В. В., Корнюшин Д. В., Казаринова Д. Д., Егельский И. В., Ворошилова В. А., Волков И. А., Власов И. С., Ефимов А. А., Каменева Е. И., Лизунова А. А. Формирование методами печати тонкопленочных транзисторов с полупроводниковым каналом на основе оксида индия-галлия-цинка 322

Иевлева В. А., Прудкогляд В. А., Моргун Л. А., Кунцевич А. Ю. Метастабильные состояния ван-дер-ваальсовых 2D-гетероструктур на металлических островках 323

Измайлов Р. И., Шеин К. В., Титченко А. Н., Баева Э. М., Гольцман Г. Н., Гайдученко И. А. Исследование разогрева электронной системы графена под воздействием суб-терагерцового излучения методом шумовой термометрии 324

Ruffenach S., Криштопенко С. С., Иконников А. В., Consejo C., Torres J., Baudry X., Ballet P., Jouault B., Teppe F. Гибридизация переходов с «нулевых» уровней Ландау в инвертированных квантовых ямах HgTe 325

Ищенко Д. В., Молодцова Е. Л., Супрун С. П., Кырова Е. Д., Федосенко Е. В., Терещенко О. Е. Роль индия при росте эпитаксиальных плёнок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ методом МЛЭ 326

Казаринова Д. Д., Власов И. С., Волков И. А., Лизунова А. А., Иванов В. В. Формирование каналов транзисторов TFT на основе IGZO с использованием методов печатной электроники 327

Калантаевский И. Э., Горелкина Т. Д., Чернов А. И., Кравцов В. А. Экспериментальное исследование экситон-фотонной связи под световым конусом в двумерном антиферромагнетике CrSBr при комнатной температуре 328

Калинников М. А., Лобанов Д. Н., Андреев Б. А., Кудрявцев К. Е., Юнин П. А., Скороходов Е. В. , Новиков А. В., Красильник З. Ф. Экспериментальная и теоретическая оптимизация квантовых ям InN/InGaN для оптоэлектронных устройств ближнего ИК-диапазона 329

Каменская Т. А., Скориков М. Л., Таркаева Е. В., Кунцевич А. Ю. Спектроскопия резонаторных структур на основе дихалькогенидов переходных металлов 330

Капогузов К. Е., Мутилин С. В., Милюшин Д. М., Калинина В. Б., Азаров И. А., Тумашев В. С., Багочус Е. К., Кичай В. Н., Яковкина Л. В. Электрические и электрооптические переключения в микро- и наноструктурах диоксида ванадия 331

Караулов Д. А., Устименко Р. В., Мелентьев Г. А., Винниченко М. Я., Фирсов Д. А., Шалыгин В. А. Электрооптические свойства *n*-InSb в терагерцовом диапазоне 332

Горбенко И. В., Поташин С. О., Качоровский В. Ю. DC-фотоотклик плазмонного кристалла: возбуждение темных мод и переход в «супер-резонансный» режим 333

Квашнин Д. Г. Образование мономолекулярных слоев посредством ковалентного и ван-дер-ваальсового связывания. Квантово-химическое моделирование 334

Квон З. Д. Микроволновая и терагерцовая фотопроводимость: от квантовых точечных контактов к МОП-нанотранзисторам 335

Козлов Д. В., Румянцев В. В., Мажукина К. А., Морозов С. В., Гавриленко В. И. Динамика концентраций свободных носителей заряда в зонах при рекомбинации Шокли – Рида – Холла через состояния вакансий ртути в гетероструктурах КРТ с квантовыми ямами 336

Колосов Г. А., Квитко А. С., Шорохов А. С., Федянин А. А. Оптическое переключение интегральных кремниевых резонаторов на основе материалов с фазовым переходом 337

Кондратов М. И., Шамахов В В., Слипченко С. О., Пихтин Н. А. Буферы Al-Ga-As/Si для монолитных фотонных интегральных схем A_3B_5/КНИ, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии 338

Королев С. А., Юнин П. А., Травкин В. В., Хрыкин О. И., Краев С. А., Архипова Е. А., Королев Д. С., Матюнина К. С., Терехов А. Г. Влияние параметров отжига на фотоэлектрические свойства плёнки оксида галлия, полученной методом атомно-слоевого осаждения 339

Королёв С. А., Селезнёв В. М., Зайцев А. В. Широкополосный детектирующий матричный элемент миллиметрового диапазона на основе низкобарьерной диодной гетероструктуры Al/AlGaN/GaN 340

Зедоми Т. Э., Котова Л. В., Бурункова Ю. Э., Тарасов В. Е., Кочерешко В. П. Реверсивная оптическая настройка нанокомпозитов 341

Кравцов В. А., Шахназарян В. А., Калантаевский И. Э., Пермяков Д. В. Нелинейные экситон-поляритоны в ван-дер-ваальсовых волноводах 342

Кривенков Т. И., Голиков А. Д., Невзоров А. А., Ан П. П., Ожегов Р. В., Ковалюк В. В., Гольцман Г. Н. Изучение перекрестных помех кольцевых микрорезонаторов из нитрида кремния с микронагревателями .. 343

Крыжановская Н. В., Моисеев Э. И., Образцова А. А., Федосов И. С., Иванов К. А., Фоминых Н. А., Махов И. С., Пивоварова А. А., Ильинская Н. Д., Минтаиров С. А., Калюжный Н. А., Хабибуллин Р. А., Галиев Р. Р., Павлов А. Ю., Томош К. Н., Жуков А. Е. Влияние деформации резонаторов микродисковых лазеров с InGaAs/GaAs-квантовыми точками на вывод излучения 344

Кугаевский А. Д., Шандыба Н. А., Духан Д. Д., Гусев Е. Ю., Еременко М. М., Черненко Н. Е., Махов И. С., Кириченко Д. В., Крыжановская Н. В., Балакирев С. В., Солодовник М. С. Влияние пассивации поверхности ННК GaAs/AlGaAs на их оптические и структурные свойства 345

Кузнецова М. С., Батаев М. Н., Игнатьев И. В., Петухов Н. А., Колобкова Е. В. Нелинейные эффекты при двухфотонном возбуждении фотолюминесценции перовскитных нанокристаллов $CsPbX_3$ в стеклянной матрице 346

Кузьмин И. А., Жабанов Ю. А., Ерошин А. В. Оценка энергий межмолекулярных взаимодействий в ассоциатах комплексов этиопорфиринов на основе QTAIM-расчетов 347

Салахова Н. С., Дьяков С. А., Деменев А. А., Клименко О. А., Кулаковский В. Д., Гиппиус Н. А. Широкополосное широкоугольное полностью диэлектрическое анизотропное зеркало, сохраняющее хиральность света 348

Кунцевич А. Ю., Пугачев М. В., Шуплецов А. В., Борисов А. Э., Сахин В. О., Куковицкий Е. Ф. Сверхвысокая подвижность носителей на поверхности трехмерного топологического изолятора, в котором нет объемных состояний 349

Курмачев Д. А., Квон З. Д., Михайлов Н. Н. Флуктуационный кондактанс сильно разупорядоченного двумерного полуметалла в HgTe-квантовой яме 350

Лаврухина Е. А., Хомицкий Д. В. ЛЗШМ- и ЭДСР-спектроскопия двойной квантовой точки на крае топологического изолятора с магнитными барьерами 351

Лебедева Е. Д., Лаптева М. С., Булавинцева Е. А., Лавров С. Д., Мишина Е. Д. Оптическая модуляция ТГц-излучения в гетероструктурах WSe_2/Si 352

Лизунова А. А., Власов И. А., Ворошилова В. А., Волков И. А., Корнюшин Д. В., Иванов В. В. Печатные транзисторы на основе углеродных нанотрубок 353

Лобанов Д. Н., Калинников М. А., Кудрявцев К. Е., Андреев Б. А., Юнин П. А., Новиков А. В., Федотов И. А., Красильник З. Ф. Формирование планарных InGaN-структур для источников света красного диапазона длин волн 354

Лобанова Е. Ю., Канафиева Е. Ф., Загороднева В. Н., Елисеев И. А., Большаков В. О., Кулинкин А. Б., Сутурин С. М., Huang J. M., Илларионов Ю. Ю., Соколов Н. С. Наноразмерные гетероструктуры с масшабируемыми слоями WS_2 для применений в наноэлектронике 355

Логинов Д. К., Назаров Р. С., Столяров В. А., Григорьев Ф. С., Елисеев С. А., Ефимов Ю. П., Ложкин М. С., Ловцюс В. А., Капитонов Ю. В., Игнатьев И. В. Ионизация экситона вследствие гигантского магнито-штарк-эффекта в широкой квантовой яме GaAs/AlGaAs 356

Мажукина К. А., Алешкин В. Я., Дубинов А. А., Уточкин В. В., Кирьянова Е. Н., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Морозов С. В., Румянцев В. В. Характеристики стимулированного излучения в лазерных структурах с квантовыми ямами CdHgTe/HgCdTe при различных длинах волн оптической накачки 357

Максимов А. А., Тартаковский И. И., Абдуллаев Н. А., Мамедов Н. Т. Исследования спин-фононного взаимодействия в магнитных топологических изоляторах $MnBi_2Te_4$ методом спектроскопии комбинационного рассеяния света 358

Матиенко Д. А., Иконников А. В., Кунцевич А. Ю. Спектральная фотопроводимость CVD-графена в ближнем инфракрасном и видимом диапазонах 359

Махов И. С., Войтович В. И., Фоминых Н. А., Черненко Н. Е., Солодовник М. С., Крыжановская Н. В., Жуков А. Е. Микроторцевые и полудисковые лазеры со сверхкороткими резонаторами и активной областью на основе квантовых точек 360

Фатеев Д. В., Машинский К. В., Попов В. В. Усиление плазмонных резонансов смешанной четности в экранированном графеновом прямоугольнике при интерференции электромагнитной волны в подложке 361

Басалаева Л. С., Тараненко А. В., Милёхин И. А., Царев А. В., Емельянов Е. А., Путято М. А., Преображенский В. В., Федоров В. В., Дворецкая Л. Н., Милёхин А. Г., Латышев А. В., Zahn D. R. T. Наноскопия одномерных полупроводниковых наноструктур 362

Милехин И. А., Родякина Е. Е., Милехин А. Г., Латышев А. В., Цан Д. Р. Т. Визуализация плазмон-фононного взаимодействия с нанометровым пространственным разрешением в золотой наноантенне на тонком слое SiO_2 363

Минтаиров А. М., Аксенов В. Ю., Власов А. С., Гаврилов К. А., Калюжный Н. А., Малевская А. В., Минтаиров С. А., Салий Р. А., Михайлин Н. Ю. Магнито-транспорт дираковских энионов в структурах с вигнеровскими квантовыми точками $InP/GaInP_2$ 364

Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Варавин В. С., Менщиков Р. В., Ремесник В. Г., Ужаков И. Н., Гусаров А. В., Сусов Е. В., Морозов С. В. Структуры с множественными $Cd_xHg_{1-x}Te/Cd_yHg_{1-y}Te$ квантовыми ямами для ИК-фотоприемников 365

Мишин А. В. Управление спектром поляритонных мод вблизи порога генерации в лазере класса С путем изменения параметров резонатора 366

Моисеев Э. И., Масютин Д. А., Мельниченко И. А., Шохонов Д. А., Микулич В. В., Пивоварова А. А., Ильинская Н. Д., Смирнова И. П., Марков Л. К., Луценко Е. В., Жуков А. Е., Крыжановская Н. В. Лазерная генерация AlGaN-микролазеров на сапфире на длине волны 255 нм 367

Моисеенко И. М., Полищук О. В., Муравьев В. М., Свинцов Д. А. Аномальное квантование мод и сверхсильное электромагнитное поглощение в щелевом резонаторе для двумерных плазмонов 368

Морозов А. А., Зарезин А. М., Муравьёв В. М., Кукушкин И. В. Исследование тёмных плазмонных мод в латеральных плазмонных кристаллах на базе AlGaAs/GaAs 369

Морозов С. В., Уточкин В. В., Румянцев В. В., Фадеев М. А., Разова А. А., Мажукина К. А., Янцер А. А., Паулкина Я. Н., Гавриленко В. И., Шенгуров Д. В., Морозова Е. Е., Гусев Н. С., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Барышев В. Р., Гинзбург Н. С., Соколовский Г. С. РОС-лазер при оптической накачке на основе КЯ HgCdTe на основе одномерной брэгговской решетки 370

Муравьев В. М. Плазмонный кристалл как платформа для терагерцовой электроники: от фундаментальной физики к приложениям 371

Мухин И. С., Кочетков Ф. М., Колесина Д. Е., Федоров В. В., Можаров А. М., Мирошниченко А. С., Дерябин К. В., Красников Д. В., Насибулин А. Г., Исламова Р. М., Чернышева М. В. Эластичные и самовосстанавливающиеся светоизлучающие диоды на основе A_3N-полупроводниковых соединений 372

Balas Y. C., Zhou X., Cherotchenko E., Kuznetsov I., Rajendran S. K., Paschos G. G., Trifonov A. V., Nalitov A., Ohadi H., Savvidis P. G. Оптически индуцированные ловушки для поляритонных конденсатов, полученные методом ионной имплантации с субмикронным пространственным разрешением 373

Неверов В. Н., Гудина С. В., Сандаков Н. С., Шелушинина Н. Г. Универсальность критических индексов в режиме квантового эффекта Холла в зависимости от типа потенциала беспорядка 374

Нежданов А. В., Скрылев А. А., Сидоренко К. В., Шестаков Д. В., Бобров А. И., Лемешевская Г. А., Юртова Е. И. Термические управляемые ИК-фильтры на основе кремниевых кольцевых микрорезонаторов 375

Николаев Г. А., Щепетильников А. В., Сергеев М. Э., Андреева С. А., Орлов О. В., Кукушкин И. В. Спиновая поляризация двумерной электронной системы в параллельном магнитном поле 376

Ниязов Р. А., Крайнов И. В., Аристов Д. Н., Качоровский В. Ю. Рассеяние в геликоидальных краевых состояниях, связанных с заряженным островком: выход за рамки диффузионного приближения 377

Новиков А. В., Шмагин В. Б., Захаров В. Е., Яблонский А. Н., Демидов Е. В., Шалеев М. В., Вербус В. А., Шенгуров Д. В., Морозова Е. Е., Михайлов А. Н., Тетельбаум Д. И., Никольская А. А., Краев С. А. Светодиоды с Ge(Si)/КНИ-нановстровками с вертикальным и планарным выводами излучения 378

Нураев Д. С., Голышков Г. М., Бричкин А. С., Бисти В. Е., Черненко А. В. Управление плотностью носителей заряда в структурах с монослоями $MoSe_2$ ... 379

Макарцев И. В., Анисимова А. Д., Пузанов А. С., Дудин А. А., Асяев Д. С., Труфанов С. А., Оболенский С. В. Метод определения температуры нанометрового канала субтерагерцового транзистора с двумерным электронным газом ... 380

Окулич Е. В., Окулич В. И., Тетельбаум Д. И. Оценка локальных деформаций решетки квантово-химическим методом в окрестности ионов бора, внедренного в оксид галлия с помощью ионной имплантации ... 381

Орлова Н. Н., Авакянц А. А., Есин В. Д., Тимонина А. В., Колесников Н. Н., Девятов Э. В. Топологические поверхностные состояния в магнитном отклике вейлевского альтермагнетика CrSb ... 382

Осколкова Т. О., Koo Y., Шубник А. А., Park K.-D., Кравцов В. Управление муаровыми экситонами в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах с помощью метода локальной деформации ... 383

Перетокин А. В., Степихова М. В., Дьяков С. А., Юрасов Д. В., Шалеев М. В., Шенгуров Д. В., Смагина Ж. В., Родякина Е. Е., Новиков А. В. Люминесцентный анализ поляризационных особенностей зонной структуры фотонно-кристаллических пластин с гексагональной решеткой отверстий ... 384

Покровский В. Я., Салтыкова Д. Ю., Никитин М. В., Колесов В. В., Кашин В. В., Кузнецова И. Е., Недоспасов И. А. Динамика волны зарядовой плотности в полях акустических мод пьезоэлектрической пластины ... 385

Пономарёв Д. С. Эффективная генерация ТГц-импульсов одномерным массивом фотопроводящих излучателей ... 386

Попов В. П., Антонов В. А., Жилицкий В. Е., Мяконьких А. В., Руденко К. В. Структуры «кремний-на-изоляторе» с ультратонкими слоями для радиофотонных интегральных схем ... 387

Попов С. Д., Неверов В. Н., Гудина С. В., Сандаков Н. С., Туруткин К. В., Груздев Н. Б., Васильевский И. С., Виниченко А. Н. Влияние типа потенциального контакта образца на возникновение пиков напряжения в режиме квантового эффекта Холла при отсутствии тока через образец ... 388

Поташин С. О., Голуб Л. Е., Качоровский В. Ю. Сильное влияние вязкости электронной жидкости на гидродинамический эффект «храповика» ... 389

Пряхина В. И., Палецких П. А., Ткачук Д. Е., Шерстобитов А. А., Ахматханов А. Р., Кудряшов С. И. Лазерное сверхлегирование кремния переходными металлами для расширения диапазона фотоотклика ... 390

Разова А. А., Румянцев В. В., Уточкин В. В., Фадеев М. А., Шенгуров Д. В., Морозова Е. Е., Гусев Н. С., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Морозов С. В. Мезаструктуры на основе гетероструктур с HgCdTe квантовыми ямами: технология и оптические свойства ... 391

Рахлин М. В., Бородин Б. Р., Антипов Т. В., Гартман А. Д., Гулькин Д. Н., Галимов А. И., Елисеев И. А., Котова Л. В., Шорохов А. С., Федянин А. А. Оптические свойства тонких пленок InSe и их интеграция с резонансными кремниевыми волноводами ... 392

Рахманов А. Л., Рожков А. В., Сбойчаков А. О. Упорядоченные электронные состояния в недопированном двухслойном AB графене: каскад фазовых переходов под действием затворного напряжения ... 393

Резник А. Н., Востоков Н. В., Юнин П. А. Эффекты облучения нейтронами в кремниевом диоде Шоттки по данным микроволновой спектрометрии ... 394

Резник Р. Р., Андреева А. С., Даутов А. М., Котляр К. П., Илькив И. В., Хребтов А. И., Panciera F., Дубровский В. Г., Цырлин Г. Э. Формирование золотых капель в упорядоченных отверстиях в слое SiO_x на поверхности кремния для последующего МПЭ-синтеза регулярных III-V ННК ... 395

Рогов М. А., Оболенский С. В., Маругин А. В., Пузанов А. С., Бибикова В. В. Влияние изменения входных спектров протонов при их воздействии на полупроводниковые элементы, на процессы дефектообразования в них и электрофизические параметры ... 396

Родионов Д. А., Тимченко С. Г., Загороднев И. В. Резонансные фотогальванические эффекты в экранированной полосе с электронами при магнитоплазменных частотах ... 397

Родригес Д. Х., Житяев И. Л., Картель М. С., Томинов Р. В., Смирнов В. А. Резистивное переключение в структуре TiO_2 с графеновым интерфейсом ... 398

Румянцев В. В., Мажукина К. А., Козлов Д. В., Горячкина Е. Ю., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Гавриленко В. И. Влияние рекомбинации Шокли – Рида – Холла на порог генерации в лазерных структурах с квантовыми ямами CdHgTe/HgCdTe в различных режимах оптической накачки 399

Рыков И. Е., Майтама М. В., Белов Д. А., Иконников А. В., Хабибуллин Р. А. Измерение углов расходимости излучения терагерцовых квантово-каскадных лазеров с двойным металлическим волноводом на основе метода вторых моментов 400

Саенко А. В., Дзюба Д. А., Смирнов В. А. Исследование резистивного переключения мемристорных структур ITO/Cu_2O/ITO для оптоэлектронных нейроморфных систем машинного зрения 401

Саитов Ш. Р., Саиджонов Б. М., Васильев Р. Б., Манцевич В. Н., Смирнов А. М. Модификация отжигом электрических и фотоэлектрических свойств тонкой пленки нанопластинок CdSe/CdS 402

Самолыга А. А., Васильевский И. С., Клочков А. Н., Виниченко А. Н. Исследование гальваномагнитных свойств поликристаллических нанопленок n^+InAs на сапфире для термостабильных датчиков Холла 403

Самсонова А. С., Дрёмов В. В., Клименко О. А., Бриллиантов Н. В. Исследование образования Ag/Cu филаментов в α-Si мемристорах с помощью проводящей атомно-силовой микроскопии 404

Сандаков Н. С., Гудина С. В., Неверов В. Н., Якунин М. В., Попов С. Д., Боголюбский А. С., Туруткин К. В., Алешкин В. Я., Михайлов Н. Н. Спин-орбитальное расщепление и спин-зависимое рассеяние в симметрично-легированных квантовых ямах HgCdTe/CdHgTe 405

Сарыпов Д. И., Похабов Д. А., Погосов А. Г., Жданов Е. Ю., Шевырин А. А., Бакаров А. К., Шкляев А. А. Вязкое течение электронов с большим проскальзыванием в GaAs-микросужениях 406

Свинцов Д. А., Моисеенко И. М., Алымов Г. В., Муравьев В. М. Количественные законы отражения для двумерных плазмонов 407

Сёмкин В. А., Шабанов А. В., Капралов К. Н., Кащенко М. А., Мазуренко И. М., Мыльцев В. Н., Мыльников Д. А., Бочаров А. Ю., Свинцов Д. А. Фотодетекторы с конфигурируемой поляризационной чувствительностью, обеспеченной асимметричными сингулярными метаповерхностями 408

Сибирев Н. В., Илькив И. В., Сошников И. П., Убыйвовк Е. В., Штром И. В. Рост по механизму «пар-жидкость-кристалл» нитевидных нанокристаллов арсенидов металлов третьей группы с мышьяк-растворяющими катализаторами 409

Сибирев Н. В., Убыйвовк Е. В., Гридчин В. О., Штром И. В. Рост политипных нитевидных нанокристаллов GaN по механизму «пар-кристалл-кристалл» 410

Синицкая О. А., Шубина К. Ю., Мизеров А. М., Никитина Е. В. Ультрафиолетовые фотодетекторы на основе тонких эпитаксиальных слоёв GaN с модифицированной поверхностью 411

Скрылев А. А., Нежданов А. В., Шестаков Д. В., Виноградова Л. М., Вязанкин О. С., Волков П. В., Бобров А. И. Анализ влияния внешней температуры на работу Y- и X-ответвителей в кремниевых фотонных интегральных схемах 412

Скрылев А. А., Нежданов А. В., Шестаков Д. В., Белоконь И. С., Виноградова Л. М., Машин А. И. Исследование беспорядка в катионной подрешетке $ZnSnN_2$ оптическими методами 413

Слипченко С. О., Подоскин А. А., Шушканов И. В., Николаев Д. Н., Багаев Т. А., Ладугин М. А., Мармалюк А. А., Симаков В. А., Пихтин Н. А. Полупроводниковые лазеры (9XX нм) и быстрые токовые ключи для компактных источников нс- и суб-нс мощных лазерных импульсов 414

Смагина Ж. В., Зиновьев В. А., Федина Л. И., Гутаковский А. К., Вдовин В. И., Мудрый А. В., Живулько В. Д., Баталов Р. И. Оптические свойства GeSi структур, полученных при имплантации ионов Ge^+ в кремний с последующим отжигом 415

Соколова З. Н., Пихтин Н. А., Слипченко С. О. Оже-рекомбинация в объёмных и двумерных прямозонных полупроводниках типа III-V 416

Муравьев В. М., Соколова М. С., Джикирба К. Р., Астраханцева А. С., Гусихин П. А., Кукушкин И. В. Плазмонные метаматериалы для систем терагерцовой электроники 417

Михайлов Д. А., Дюделев В. В., Чистяков Д. В., Подопригора В. В., Никитин А. А., Черотченко Е. Д., Врубель И. И., Мыльников В. Ю., Лосев С. Н., Дерягин Н. Г., Абдулразак С. Х., Бабичев А. В., Лютецкий А. В., Слипченко С. О., Гладышев А. Г., Подгаецкий К. А., Папылев Д. С., Андреев А. Ю., Яроцкая И. В., Ладугин М. А., Мармалюк А. А., Новиков И. И., Кучинский В. И., Карачинский Л. Я., Пихтин Н. А., Егоров А. Ю., Соколовский Г. С. Мощные перестраиваемые квантово-каскадные лазеры среднего инфракрасного диапазона для газоанализа 418

Соловых И. А., Тихонова О. В. Управление возбуждением уровней Ландау в монослое графена при воздействии лазерным электромагнитным полем 419

Степихова М. В., Перетокин А. В., Яблонский А. Н., Шалеев М. В., Дьяков С. А., Гиппиус Н. А., Новиков А. В. Особенности люминесцентного отклика двумерных фотонных кристаллов с гексагональной решеткой отверстий вне Г точки зоны Бриллюэна 420

Гребенщикова Е. А., Шутаев В. А., Яковлев Ю. П., Салихов Х. М., Юсупов Р. В., Янилкин И. В., Гумаров А. И., Буляков Б. Р., Тагиров Л. Р. Использование диода Шоттки с палладиевым электродом для детектирования водорода в газовых смесях 421

Telegin A. V., Sukhorukov Yu. P., Zonov R. G., Mikheev K. G., Mikheev G. M. Broadband bolometric detectors based on laser-induced graphene-type structures 422

Терещенко О. Е., Шайблер Г. Э., Меркулин К. В., Кузнецова Т. В., Бакин В. В., Рожков С. А., Русецкий В. С., Голяшов В. А., Мараховка И. В., Кислых Н. В., Копотилов А. В., Демин А. Ю. Электронно-оптические преобразователи от рентгеновского до ТГц-диапазона 423

Тимофеев В. А., Скворцов И. В., Машанов В. И., Перевалов Т. В., Блошкин А. А., Кириенко В. В., Коляда Д. В., Фирсов Д. Д., Комков О. С. Молекулярно-лучевая эпитаксия гетероструктур на основе элементов IV группы (Ge, Si, Sn) 424

Титченко А. Н., Титова М. И., Попова О. Г., Титова Н. А., Шеин К. В., Титова Е. И., Измайлов Р. И., Гольцман Г. Н., Бандурин Д. А., Гайдученко И. А. Терагерцовый графеновый детектор, интегрированный на волновод 425

Тиходеев С. Г. Хиральные фотонные структуры 426

Ульев Г. Д., Константинян К. И., Овсянников Г. А., Данилюк А. Л., Мигас Д. Б. Низкотемпературные квантовые поправки проводимости в тонких плёнках полуметалла $SrIrO_3$ 427

Николаев С. Н., Екимов Е. А., Усманов И. И. Исследование кинетики люминесценции слоистого соединения SnS_2:Tm 428

Устименко Р. В., Караулов Д. А., Винниченко М. Я., Фирсов Д. А., Айрапетян Д. Б., Саркисян А. А. Внутризонное поглощение инфракрасного и терагерцового излучения в квантовых точках GeSi/Si 429

Паулкина Я. Н., Румянцев В. В., Фадеев М. А., Разова А. А., Мажукина К. А., Янцер А. А., Михайлов Н. Н., Морозов С. В., Уточкин В. В. Исследование спектров электролюминесценции в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе твёрдых растворов HgCdTe при латеральной токовой накачке 430

Морозов С. В., Уточкин В. В., Шенгуров Д. В., Морозова Е. Е., Волков П. В., Семиков Д. А., Пестов А. Е., Михайленко М. С., Ахсахалян А. А., Палицин А. В., Глявин М. Ю., Денисов Г. Г. Оптический полупроводниковый переключатель для генерации сверхмощных импульсов ТГц-излучения 431

Фадеев М. А., Янцер А. А., Астраханцева А. С., Шуваев А. М., Гусихин П. А., Кукушкин И. В., Муравьев В. М., Морозов С. В. Электромагнитный плазменный резонанс в GaAs мембранах с двумерным электронным слоем при комнатной температуре 432

Фатеев Д. В., Полищук О. В., Машинский К. В. Плазмонные моды ограниченного двухслойного графенового резонатора 433

Федорова Е. С., Ермина А. А., Пригода К. В., Марков Д. П., Павлов С. И., Большаков В. О., Жарова Ю. А. Контролируемое химическое осаждение Ag для создания упорядоченных метаструктур: массивов наностолбиков и наноцветов на c-Si 434

Фомичёв С. А., Бурдов В. А. Прямая фотогенерация биэкситонов в нанокристаллах на основе полупроводников с сильным спин-орбитальным взаимодействием 435

Фролов Н. Ю., Клоков А. Ю., Шарков А. И., Ченцов С. И. Исследование фокусировки сходящихся поверхностных акустических волн гигагерцового диапазона частот в структуре NiCu/алмаз 436

Хазанова С. В., Горшков А. П., Бобров А. И., Панфилов А. С. Электрооптические свойства $A^{III}B^{V}$ гетероструктур с периодами одиночных и двойных туннельно-связанных квантовых ям 437

Хомицкий Д. В., Красавин Д. П., Лаврухина Е. А., Криштопенко С. С. Краевые состояния в топологическом изоляторе с двойным угловым профилем края как модель двухуровневой системы 438

Чмырь С. Н., Галеева А. В., Долженко Д. Е., Кристовский К. Г., Артамкин А. И., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Банников М. И., Хохлов Д. Р. Особенности инфракрасной и микроволновой фотопроводимости в топологических изоляторах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ 439

Цырлин Г. Э., Гридчин В. О., Резник Р. Р. Нитевидные нанокристаллы для оптоэлектронных приложений 440

Ченцов С. И., Усманов И. И., Кривобок В. С., Фролов Н. Ю., Мартьянов А. К., Wei J. J. Оптические свойства отдельных излучателей, связанных с дефектами на границах зёрен в ^{12}C алмазных плёнках 441

Черненко А. В., Бричкин А. С., Голышков Г. М., Бисти В. Е., Нураев Д. М. Основные и возбужденные состояния экситонных комплексов в гетероструктурах с ДПМ 442

Чернов А. И. Одномерные и двумерные материалы для приложений в области фотоники и оптоэлектроники 443

Чижова А. А., Зайцева Е. В., Конаков А. А. Изучение зонной структуры гексагональных и ромбоэдрических политипных модификаций твердого раствора SiGe 444

Чмырь С. Н., Галеева А. В., Долженко Д. Е., Артамкин А. И., Чернов М. Ю., Хохлов Д. Р. Микроволновая фотопроводимость в $Al_xGa_{1-x}As(Si)$ 445

Чукеев М. А., Курдюбов А. С., Елисеев С. А., Ловцюс В. А., Ложкин М. С., Ефимов Ю. П., Игнатьев И. В. Спектроскопия фотовозбуждения экситонного сдвига в квантовой яме GaAs/AlGaAs во внешних электрических полях 446

Чумаков Н. К., Андреев А. А., Езубченко И. С., Занавескин М. Л., Колобкова Е. М., Черных И. А., Шабанов С. Ю., Валеев В. Г. Холловская магнитометрия нитридных транзисторов с высокой подвижностью электронов на основе гетероструктуры AlGaN/AlN/GaN 447

Чумаков Н. К., Давыдов А. Б., Езубченко И. С., Занавескин М. Л., Колобкова Е. М., Моргун Л. А., Рябенков И. А., Черных И. А., Шабанов С. Ю., Валеев В. Г. Эффект Аронова – Альтшулера – Спивака и характерный размер крупномасштабных неоднородностей конфайнмента двумерного электронного газа гетероструктур AlGaN/AlN/GaN 448

Чуприн И. А., Смолина Е. О., Перетокин А. В., Степихова М. В., Шалеев М. В., Родякина Е. Е., Шенгуров Д. В., Новиков А. В. Топологические и тривиальные дефекты в двумерных фотонных кристаллах с решеткой «пчелиные соты» 449

Фатеев Д. В., Шамарина А. А., Попов В. В. Влияние экранирования на краевые плазмоны с аномальной дисперсией в графеновом прямоугольнике 450

Шамирзаев Т. С., Смирнов Д. С., Кузнецова М. С., Колобкова Е. В., Коптева Н. Е., Майдэбура Я. Е., Жуков Е. А., Яковлев Д. Р., Bayer M. Спиновая динамика непрямых в реальном пространстве экситонов в нанокристаллах $CsPbI_3$ в стеклянной матрице 451

Шамирзаев Т. С., Дмитриев Д. В., Смирнов Д. С., Гайслер В. А. Электролюминесценция *p-i-n* гетероструктур с непрямозонными (In,Al)As/AlAs квантовыми точками 452

Шварцман В. Д., Здоровейщев Д. А., Виноградова Л. М., Николичев Д. Е., Гусейнов Д. В., Здоровейщев А. В., Рябов Д. А., Шестаков Д. В., Комельков А. В., Нежданов А. В., Малехонова Н. В., Чигинева А. Б., Юртова Е. И., Бобров А. И. Разработка метода ионного расщепления $LiNbO_3$ для задач радиофотоники ... 453

Горшков А. П., Шварцман В. Д., Волкова Н. С., Цветков А. А., Демина П. Б. Резонансная фотолюминесценция квантовых точек InAs/GaAs 454

Шевякова К. В., Чиглинцев Э. О., Чернов А. И. Вклад переходного тока и нелинейной поляризации в терагерцовое излучение от сплава дихалькогенидов переходных металлов 455

Шенцев А. М., Глазов М. М. Конверсия экситонов и трионов под действием терагерцового излучения в атомарно-тонких полупроводниках 456

Шестопалов Р. А., Кузнецова М. А., Приходченко А. В., Черноусов Н. Н., Турпак А. А., Козлов А. Г. Влияние теллуридов переходных металлов на магнитные свойства пленок $Pt/Co/MeO_x$ 457

Шинко И. С., Андреев И. В., Казаков А. С., Муравьев В. М., Кукушкин И. В. Наблюдение поперечных плазмон-поляритонов в «тонкой структуре» циклотронного резонанса в двумерной электронной системе 458

Широких Н. С., Крюков Р. Н., Планкина С. М., Данилов Ю. А., Дудин Ю. А., Парафин А. Е., Ведь М. В., Шкапина А. С. Влияние облучения ионами железа и лазерного отжига на физико-химические свойства приповерхностных слоев GaAs 459

Шугабаев Т., Лендяшова В. В., Калиничев А. А., Илькив И. В., Даутов А. М., Цырлин Г. Э., Гридчин В. О. Нанолазеры на основе III-N нитевидных нанокристаллов при комнатной температуре 460

Щигарев Д. А., Ларионов А. В., Кулик Л. В. Исследование лафлиновских и джейновских квантовых несжимаемых жидкостей оптическими методами 461

Яблонский А. Н., Захаров В. Е., Юрасов Д. В., Шалеев М. В., Шенгуров Д. В., Вербус В. А., Родякина Е. Е., Смагина Ж. В., Дьяков С. А., Новиков А. В. Пространственное распределение интенсивности излучения различных мод в двумерных ФК с Ge(Si)-наноостровками 462

Яковлев З. А., Глазов М. М. Тонкая структура энергетического спектра тетронов Суриса в дихалькогенидах переходных металлов 463

Янцер А. А., Фадеев М. А., Дубинов А. А., Кудрявцев К. Е., Румянцев В. В., Алешкин В. Я., Морозов С. В., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А., Гавриленко В. И. Экспериментальная оценка внутренних потерь в гетероструктуре с квантовыми ямами на основе $HgTe/Cd_xHg_{1-x}Te$ 464

Секция 4

ИЗМЕРЕНИЯ И ТЕХНОЛОГИИ АТОМАРНОГО И НАНОМЕТРОВОГО МАСШТАБА

Аладышкин А. Ю., Ованнисян Р. А., Гребенчук С. Ю., Ларионов С. А., Шишкин А. Г., Скрябина О. В., Самохвалов А. В., Мельников А. С., Родичев Д. Ю., Столяров В. С. Исследование локального потенциала пиннинга в гранулированных ниобиевых пленках методом сканирующей вихревой микроскопии 467

Алябьева Л. Н., Горбачев Е. А., Козлякова Е. С., Трусов Л. А. Управление функциональными магнитными характеристиками в замещенных гексаферритах 468

Андрюшечкин Б. В., Павлова Т. В., Комаров Н. С., Шевлюга В. М. Активные центры в реакции эпоксидирования этилена на поверхности серебра: коадсорбционные структуры из атомов хлора и кислорода 469

Ахматханов А. Р., Турыгин А. П., Аликин Д. О., Кособоков М. С., Шур В. Я. Аномальное уширение сегнетоэлектрического домена после касания электрода в процессе локального переключения поляризации на неполярном срезе ниобата лития 470

Блуменау М. И., Клоков А. Ю., Шарков А. И., Кунцевич А. Ю. Использование машинного обучения для количественного анализа пикоакустической микроскопии 471

Божко С. И., Мазилкин А. А., Сиротина А. П., Першина Е. А., Смирнова Е. А., Вершинин Н. Ф., Чекмазов С. В., Шулятев Д. А., Протасова С. Г., Даутов З. Ю., Ионов А. М. Твердотельная эпитаксия оксидов ванадия 472

Галиуллин А. А., Матиенко Д. А., Бажанов К. А., Кунцевич А. Ю. Влияние графеновых нанопластин на электро- и теплопроводность полимерных композитов 473

Глушков В. В., Журкин В. С., Божко А. Д., Шевлюга В. М., Андрюшечкин Б. В. Управление электронным транспортом в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6 изменением элементного состава приповерхностного слоя 474

Гришин М. В., Гатин А. К., Игнатьева П. К., Сарвадий С. А., Гуревич С. А., Явсин Д. А. Адсорбция H_2 на наночастицах золота, нанесенных на графит методом ЛЭД 475

Жданов В. С., Грузнев Д. В., Вековшинин Ю. Е., Бондаренко Л. В., Тупчая А. Ю., Михалюк А. Н., Зотов А. В., Саранин А. А. Моноатомный слой Pb на сэндвич-структуре Ge/Si(111) 476

Грузнев Д. В., Жданов В. С., Вековшинин Ю. Е., Бондаренко Л. В., Тупчая А. Ю., Михалюк А. Н., Зотов А. В., Саранин А. А. Семейство 2D-соединений Sn с редкоземельными элементами на поверхности Si(111) 477

Дохликова Н. В., Гатин А. К., Сарвадий С. Ю., Гришин М. В. Влияние атомных факторов на адсорбцию водорода и кислорода на поверхности наночастиц золота, платины и никеля 478

Живетьев К. В., Козлов В. И., Таланов М. В. Вклад фононной подсистемы в диэлектрический отклик высокотемпературных сегнетоэлектриков $BiScO_3$-$PbTiO_3$ 479

Жукова Е. С., Таланов М. В., Столяров В. С., Кошелец В. П., Насибулин А. Г., Образцова Е. Д., Парафин А. Е., Соколов Н. С.,Мотовилов К. А., Хан Ф. В., Мастеров Д. В., Горшунов Б. П. Терагерцовая спектроскопия функциональных пленочных структур для перспективных применений в микроэлектронике 480

Ивченко В. С., Казанцев Д. В., Казанцева Е. А., Матиенко Д. А., Иевлева В. А., Кунцевич А. Ю. Визуализация прохождения фонон-поляритонных волн на поверхности полярного кристалла SiC под тонкими непрозрачными металлическими масками 481

Казанцев Д. В. Безапертурная микроскопия ближнего оптического поля (ASNOM) 482

Кашин В. В., Колесов В. В. Акустоэлектрический эффект в наноразмерных структурах 483

Корнюшин Д. В., Каменева Е. И., Филиппов А. Д., Лизунова А. А., Борисов В. И., Иванов В. В. Влияние микроструктуры металлических электродов на их проводимость 484

Кудрявцева Е. О., Морозова А. С., Зиганшина С. А., Зиганшин М. А., Бухараев А. А., Нургазизов Н. И. Самосборка циклических дипептидов фенилаланил-аланин и фенилаланил-лейцин под действием паров органических соединений 485

Кузнецова Т. В. Применение рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии для изучения фотоэлектрических и фотопроводящих эффектов, индуцированных лазерным излучением, на поверхности полупроводниковых соединений 486

Куликов В. Б., Куликов А. Б., Хранилов В. П., Юнин П. А. Фрактально-вероятностный метод исследования поверхностных морфологических характеристик полупроводниковых подложек GaAs и Si 487

Кунцевич А. Ю., Мартанов С. Г., Прудкогляд В. А., Галиуллин А. А., Шмаков Г. А., Борисов И. М. Создание оптических микроскопов высокого разрешения и оптических криостатов для микроскопии при помощи 3D-печати 488

Куркина И. И., Винокуров П. В., Платонов Б. Р., Николаев Д. В. Рост и исследование свойств графена, полученного CVD-методом без переноса 489

Лебедев Д. В., Соломонов Н. А., Кочетков Ф. М., Якубова А. А., Минев Д. В., Голубок А. О., Мухин И. С. Исследование оптических свойств поверхности перовскита в сверхвысоковакуумном СТМ 490

Лихачев К. В., Логинова М. М. , Шилов Т. А. , Учаев М. В. , Успенская Ю. А. , Бабунц Р. А. , Баранов П. Г. Полностью оптическая векторная магнитометрия на основе сверхтонких взаимодействий в спиновых центрах S = 3/2 в 4H-SiC 491

Лобанов Б. В., Демин Г. Д., Ковалец А. И., Евсиков И. Д., Дюжев Н. А. Анализ влияния давления остаточных газов на характеристики автоэмиссионного диода с вакуумным нанозазором 492

Лубенченко О. И. , Лубенченко А. В. , Иванов Д. А. , Лукьянцев Д. С. , Иванова И. В. , Лобанов П. В. Определение толщин слоёв ультратонких плёнок с субнанометровой точностью 493

Лукашенко С. Ю., Горбенко О. М., Фельштын М. Л., Сапожников И. Д., Пичахчи С. В., Голубок А. О. Об измерении локального поверхностного заряда диэлектриков в электролите с помощью СМИП 494

Манцуров Н. Д., Комонов А. И., Волошин Б. В., Селезнев В. А., Кичай В. Н., Яковкина Л. В., Мутилин С. В. Одиночные нанокристаллы диоксида ванадия, полученные с помощью окислительной сканирующей зондовой литографии 495

Минаев А. А., Понамарев Е. В., Наумов М. А., Фролов А. С., Столяров В. С. Сканирующая зондовая микроскопия систем с сильной электронной корреляцией: $(La, Ce)Co_2P_2$, $(Pb, Sn)Bi_2Te_4$ 496

Павлов О. Н., Лубенченко А. В., Лубенченко О. И., Лукьянцев Д. С., Андреев М. А. Послойный химический фазовый анализ металл-оксидных ультратонких плёнок 497

Архипова Е. А., Боряков А. В., Зорина М. В., Мастеров Д. В., Павлов С. А., Парафин А. Е. Нетипичное воздействие фокусированного пучка ионов галлия на подложку сапфира – формирование выпуклых рельефных структур в процессе резки 498

Павлова Т. В., Шевлюга В. М. Взаимодействие PH_3 с адсорбированными молекулами воды на поверхности Si(100) 499

Пичахчи С. В., Фельштын М. Л., Сапожников И. Д., Лукашенко С. Ю., Горбенко О. М., Голубок А. О. Пьезорезонансный камертонный датчик силового сканирующего микроскопа: модель и эксперимент 500

Плетнёв В. В., Рожков С. А., Кырова Е. Д., Ищенко Д. В., Микаева А. С., Голяшов В. А., Логинов А. Б., Логинов Б. А., Терещенко О. Е. Индуцированная СТМ-зондом электролюминесценция в полупроводниковых гетероструктурах GaAs/AlGaAs 501

Приходько К. Е., Дементьева М. М. Использование спектроскопии энергетических потерь электронов для локального определения электрофизических свойств материалов 502

Родякина Е. Е., Ситников С. В., Рогило Д. И., Щеглов Д. В., Латышев А. В. Формирование широких террас на поверхности кремния (001) и сапфира (0001) при высокотемпературном отжиге 503

Самородский А. В. Адсорбция фторсодержащих фуллеренов на поверхность Au(111), Cu(111), Pt(111): моделирование ReaxFF и эксперимент 504

Седов Е. А., Сидельников М. С., Сёмин В. О., Доменко С. В., Енбаев З. С., Столяров В. С. Влияние технологических параметров напыления на критическую температуру сверхпроводящих плёнок алюминия 505

Сергунова В. А., Шерстюкова Е. А., Докукин М. Е. Атомно-силовая микроскопия для выявления клеточных физиомаркеров: могут ли наноструктура и биомеханика клетки стать основным инструментом для диагностики патологий? 506

Соболева О. И., Хомленко Д. Н., Ильина М. В., Ильин О. И. Объединение N-легированных углеродных нанотрубок в пучки для повышения выходного тока чувствительного элемента пьезоэлектрических устройств на их основе 507

Соломонов Н. А., Лебедев Д. В., Павлов Д. В., Кучмижак А. А., Голубок А. О., Мухин И. С. Исследование локальной плотности оптических состояний в СТМ с высоким пространственным разрешением 508

Тарасов А. В., Рыбкин А. Г., Фролов А. С., Естюнин Д. А., Шикин А. М. Прецизионные исследования электронной структуры квазидвумерных систем с сильным спин-орбитальным и обменным взаимодействием 509

Толкач Н. М., Вишняков Н. В., Козодаев Д. А., Трусов М. А., Якубов А. О. Сканирующая лазерная литография пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ и исследование их свойств методами АСМ и КРС 510

Козодаев Д. А., Дроботов Д. Д., Толкач Н. М., Трусов М. А. Сканирующие зондовые системы для комплексной локальной диагностики топографических, механических и электрических характеристик, скрытых структурных дефектов электронных схем в микро- и наномасштабе 511

Турыгин А. П., Кособоков М. С., Мельников С. А., Шур В. Я. Эволюция доменной структуры при локальном переключении на (100) срезе монокристаллов $Bi_4Ti_3O_{12}$ 512

Фокин Д. А., Нелюб М. С., Родионов И. А. Об исследованиях поверхности чистого кремния методами АСМ: проблемы и решения 513

Шабельникова Я. Л., Зайцев С. И. К вопросу об определении контраста позитивных резистов в ионной литографии 514

Шаров В. А., Федоров В. В., Мухин И. С. Непланарные наноструктуры «в объективе» атомно-силового микрокопа 515

Шерстюкова Е. А., Сергунова В. А. Исследование донорских эритроцитов методом атомно-силовой микроскопии 516

Шкапина А. С., Крюков Р. Н., Лесников В. П., Вихрова О. В., Здоровейщев А. В., Данилов Ю. А., Балуева А. А. Влияние быстрого высокотемпературного отжига на систему углеродные слои/Ge 517

Шур В. Я. Кинетика сегнетоэлектрических доменов под действием лазерного облучения 518

Секция 5

РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА, СОПУТСТВУЮЩИЕ ТЕХНОЛОГИИ И ПРИМЕНЕНИЕ

Антюшин Е. С., Загайнов Н. В., Полковников В. Н., Чхало Н. И. Разработка магнетрона с увеличенной зоной эрозии 521

Артюхов А. И., Малышев И. В., Пестов А. Е., Полковников В. Н. Метод позиционирования линз и зеркал для последующих измерений или технологических процессов 522

Бакина К. А., Петрова О. В., Некипелов С. В., Скандаков Р. Н., Рутковский В. О., Третьякова У. С., Степучев Е. А., Сивков В. H. XPS- и NEXAFS-характеризация поверхности гибридных нанокомпозитов на основе MWCNTs, модифицированных карбидами молибдена и вольфрама 523

Бушуев В. А. Принцип причинности и соотношения типа Крамерса – Кронига для амплитудных коэффициентов френелевского и дифракционного отражения нейтронов 524

Вепрева П. П., Паульс В., Глушков Е. И. Нейросетевой анализ интерференционных картин 525

Вишняков Е. А. Особенности инжекции электронов в процессе лазерно-плазменного кильватерного ускорения 526

Гайкович К. П., Малышев И. В., Реунов Д. Г. Метод нанотомографии для рентгеновского x345 микроскопа 527

Гайсин А. У., Сахоненков С. С., Конашук А. С., Филатова Е. О. Состав и кристаллическая структура многослойных нейтронных зеркал 528

Гарахин С. А., Морозов С. С., Девятайкин И. С., Михайленко М. С., Шапошников Р. А., Забродин И. Г., Малышев И. В., Зорина М. В., Чхало Н. И. Рефлектометр с лазерно-плазменным источником для аттестации оптики в мягком рентгеновском и экстремальном ультрафиолетовом диапазонах 529

Глушков Е. И., Паульс В., Чхало Н. И. Учет систематических ошибок измерений методом сдвига на интерферометре Физо 530

Горай Л. И., Мохов Д. В., Березовская Т. Н., Шубина К. Ю., Прасолов Н. Д., Пирогов Е. В., Буравлёв А. Д. Изготовление и характеризация рентгеновской 1,2-мкм Au-решётки с блеском для работы в классической и конической дифракции 531

Гусева В. Е., Нечай А. Н., Перекалов А. А., Забродин И. Г., Чхало Н. И. Применение зондовой методики для лазерно-плазменных исследований с газоструйной мишенью 532

Девятайкин И. С., Гарахин С. А., Морозов С. С., Чхало Н. И. Твердотельный лазерно-плазменный источник нового поколения для прецизионной рефлектометрии 533

Дуров К. В., Полковников В. Н., Ахсахалян А. А., Торопов М. Н., Чхало Н. И. Многослойные рентгеновские зеркала для рентгеноспектрального флуоресцентного анализа 534

Загайнов Н. В., Паульс В. Аналитическое обоснование метода восстановления аберраций волнового фронта 535

Загайнов Н. В., Гарахин С. А., Морозов С. С., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Шапошников Р. А. Определение констант плёнок Ru, Ta, TaN по данным лабораторной рефлектометрии 536

Захарова В. А., Паульс В., Вепрева П. П. Стандартизация процесса изготовления оптических деталей в ИФМ РАН 537

Звонков Г. А., Шапошников Р. А., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Гарахин С. А. Учёт аппаратной функции в измерении коэффициента отражения многослойных рентгеновских зеркал 538

Зорина М. В., Артюхов А. И., Вепрев П. А., Дуров К. В., Полковников В. Н. Проект установки для ионно-пучкового формирования и напыления крупногабаритных рентгеновских и нейтронных зеркал 539

Казанцев Ф. П., Мезенцев Н. А., Шкаруба В. А. Оптимизация магнитной структуры сверхпроводящего ондулятора для ЦКП «СКИФ» 540

Каратаев А. В., Гайсин А. У., Филатова Е. О. Многослойные рентгеновские зеркала для диапазона «окна прозрачности воды»: Cr/V и Cr/Ti 541

Кириченко А. С., Кузин С. В., Перцов А. А., Золотов Д. А., Васильев А. Л., Артёмов В. В., Лобода И. П., Рева А. А., Богачёв С. А. Эффективность регистрации рентгеновского излучения с помощью коммерческих кремниевых матриц 542

Кискин М. А., Ямбулатов Д. С., Самулионис А. С., Бушуев В. А. Дизайн негативных резистов на основе молекулярных комплексов металлов для нанолитографии 543

Клоков А. Ю., Фролов Н. Ю., Шарков А. И., Рагозин Е. Н. Диагностика сверхрешёток Mo/Si методом пикосекундной акустики 544

Колесников А. О., Рагозин Е. Н., Фирсов Ан. А., Шатохин А. Н. Отражательная зонная пластинка: инструмент характеризации лазерно-плазменного источника мягкого рентгеновского излучения 545

Линкова Т. М. Моделирование аргоновой защитной атмосферы в источниках ЭУФ-излучения 546

Малышев И. В., Реунов Д. Г., Чернышёв А. К., Торопов М. Н., Пестов А. Е., Смертин Р. М., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Голышёв С. А., Лаврушкина С. В., Казаков Е. П. Результаты измерений на ЭУФ-микроскопе 345 крат и прогресс в создании МР-микроскопа 130 крат 547

Матюхин Н. Д., Губарев В. М., Степанов Л. В., Кривокорытов М. С. Лазерно-индуцированная плазма лития как источник излучения экстремального ультрафиолетового диапазона с высокой степенью монохроматичности для задач инспекции 548

Минеев С. М., Дуров К. В., Полковников В. Н. Методика обеспечения заданного распределения толщин тонкоплёночных покрытий при магнетронном напылении 549

Михайленко М. С., Зорина М. В., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Оськин И. Д., Чхало Н. И. Восстановление функции спектральной плотности мощности поверхностей элементов рентгеновской оптики 550

Михайленко М. С., Зорина М. В., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Оськин И. Д., Чхало Н. И. Изучение энергетической зависимости шероховатости поверхности монокристаллического кремния (001) под воздействием ускоренных ионов криптона 551

Михайленко М. С., Назаров А. А., Пестов А. Е., Юнин П. А., Шаблов Ю. С., Рощин Б. С., Волков Ю. О. Молекулярно-динамическое моделирование внедрения ионов Ar при распылении плавленого кварца 552

Морозов С. С., Гарахин С. А., Зорина М. В., Уласевич Б. А., Чхало Н. И., Реунов Д. Г., Знаменский М. Ю. Компактный VLS-спектрограф для исследования спектров источников излучения мягкого рентгеновского диапазона 553

Мохов Д. В., Березовская Т. Н., Шубина К. Ю., Прасолов Н. Д., Пирогов Е. В., Горай Л. И., Буравлёв А. Д. Изготовление металлических копий дифракционных решеток с блеском для рентгеновского диапазона 554

Мурзина А. В., Артюков И. А., Виноградов А. В., Попов Н. Л. Об оптимизации алгоритмов восстановления фазы в исследованиях методом CDI 555

Некипелов С. В., Жук Н. А., Сивков В. Н. Рентгеноспектральные исследования мультиэлементных высокоэнтропийных танталатов/ниобатов висмута, допированных атомами 3d-металлов 556

Нечай А. Н., Гусева В. Е., Чхало Н. И. Исследования лазерной плазмы, получаемой при использовании кластерных мишеней 557

Оськин И. Д., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Чернышев А. К., Забродин И. Г., Дмитриев Д. С., Чхало Н. И. Разработка компактного масс-спектрометра для контроля ионно-пучковой коррекции формы поверхности оптических элементов 558

Панкратов И. О., Паульс В. Численное моделирование интерферометра на рабочей длине волны с использованием программного пакета WaveOpticsPropagation 559

Паульс В. О вычислении аберраций высокого порядка в системах с асферическими зеркалами 560

Перекалов А. А., Нечай А. Н., Чхало Н. И., Гусева В. Е. Измерение конверсионной эффективности ЛПИ для ЭУФ-литографии на длине волны 11,2 нм с различными соплами 561

Гусева В. Е., Лучин В. И., Нечай А. Н., Перекалов А. А., Чхало Н. И. Исследование динамики поглощения лазерного излучения газоструйной мишенью Xe 562

Пестов А. Е., Михайленко М. С., Нечай А. Н., Лопатин А. Я., Перекалов А. А., Захарина М. Ю., Арсеньева К. В., Конев А. Н., Батенькин М. А., Пискунов А. В. Исследование топологии поверхности плёнок олово-оксокластерных соединений, проэкспонированных ЭУФ-излучением с длиной волны 13,55 нм 563

Пестов А. Е., Ахсахалян А. А., Зорина М. В., Михайленко М. С., Чернышев А. К., Чхало Н. И., Полковников В. Н., Антюшин Е. С., Малышев И. В., Глушков Е. И., Петраков Е. В., Артюхов А. И. Методика создания крупногабаритных рентгеновских зеркал скользящего падения на подложках из монокристаллического кремния 564

Пестов А. Е., Ахсахалян А. А., Зорина М. В., Михайленко М. С., Чернышев А. К., Чхало Н. И., Юнин П. А., Гордеев С. К. Оптическая обработка поверхности подложек рентгеновских зеркал из АКК «Скелетон» с технологическим покрытием из поликристаллического кремния 565

Петрова А. О., Гайсин А. У., Дуров К. В., Полковников В. Н., Филатова Е. О. Влияние азотирования на формирование межфазной границы слоев в NiMo/C многослойных зеркалах 566

Петрова А. О., Гайсин А. У., Шапошников Р. А., Полковников В. Н., Филатова Е. О. Исследование состава межслоевых областей многослойных наноструктур Cr/C 567

Петрова Д. В., Гусева В. Е., Перекалов А. А., Нечай А. Н., Чхало Н. И., Федотов И. А., Скороходов Е. В. Разработка резистов для электронно-лучевой и рентгеновской литографии 568

Петрова О. В., Бакина К. А., Некипелов С. В., Скандаков Р. Н., Рутковский В. О., Третьякова У. С., Степучев Е. А., Сивков В. Н. Распределение сил осцилляторов рентгеновских переходов в области NEXAFS C1s-края поглощения фуллеритов C_{60} и C_{70} 569

Плешков Р. С., Полковников В. Н., Савченков П. С. Исследование многослойных периодических систем Ni/Ti с прослойками Si для применения их в нейтронных неполяризующих суперзеркалах с m = 3 и m = 5 570

Полковников В. Н., Дуров К. В., Смертин Р. М., Шапошников Р. А., Чхало Н. И. Нитридизация как метод улучшения отражательных характеристик рентгеновских зеркал 571

Аржанов А. И., Шульга В. В., Шелковников А. С., Алексашин К. Е., Колесников А. О., Логачев М. Д., Шатохин А. Н., Вишняков Е. А., Рагозин Е. Н., Наумов А. В. Изготовление VLS-решетки с экспоненциальным изменением частоты линий методом электронно-лучевой нанолитографии 572

Реунов Д. Г., Ахсахалян А. А., Ахсахалян А. Д., Дуров К. В., Чхало Н. И. Параболические цилиндрические зеркала Гебеля с многослойным покрытием $Ni_{0,2}Mo_{0,8}/C$ 573

Рутковский В. О., Некипелов С. В., Сивков Д. В., Скандаков Р. Н., Петрова О. В., Бакина К. А., Третьякова У. С., Степучев Е. А., Сивков В. Н. Определение спектральных зависимостей оптических констант Ni в области резонансного фотопоглощения методом Крамерса – Кронига с использованием кусочно-лоран-полиномиальной аппроксимации 574

Сахоненков С. С., Гайсин А. У., Каратаев А. В., Петрова А. О., Матвеев В. А., Филатова Е. О. Исследование формирования переходных слоёв в многослойных структурах Cu/Ti 575

Седов А. А., Мезенцев Н. А., Ракшун Я. В., Сафронов А. Н., Хомяков Ю. В., Чернов В. А., Шкаруба В. А. Разработка сверхпроводящих спиральных ондуляторов для ЦКП «СКИФ» 576

Сивков В. Н., Некипелов С. В., Петрова О. В., Скандаков Р. Н., Бакина К. А., Сивков Д. В., Рутковский В. О., Третьякова У. С., Объедков А. М., Каверин Б. С., Вилков И. В. Характеризация нанокомпозитов на основе графитизированных биоматериалов, покрытых соединениями меди 577

Скандаков Р. Н., Объедков А. М., Сивков В. Н. Баротермическая модификация фуллеритов C_{60} и C_{70} в атмосфере аргона 578

Смертин Р. М., Полковников В. Н., Реунов Д. Г., Чхало Н. И. Влияние кремниевых прослоек на структурные и отражательные характеристики Cr/Be многослойных зеркал 579

Татарский Д. А., Жакетов В. Д. Самоподобие в антиферромагнитных сверхрешётках CoCr на основе секвенции Фибоначчи 580

Тюленев П. В., Дуров К. В., Нежданов А. В., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Шапошников Р. А. Изучение фазового состава пленок углерода в многослойных структурах NiMo/C и Cr/C методом комбинационного рассеяния света 581

Фещенко Р. М., Митрофанов А. В. Преобразование рентгеновского излучения полимерными трековыми мембранами с полыми биконическими порами 582

Филатова Е. О. Интерфейс-инжиниринг ультратонких многослойных рентгеновских зеркал 583

Франк А. И. Эффект ускорения и принцип эквивалентности 584

Хомяков Ю. В., Ракшун Я. В., Чернов В. А., Шацкий А. Ф., Дарьин Ф. А., Дарьин А. В., Ращенко С. В. Рентгенооптическая схема станции «РФА-Геология» ЦКП «СКИФ» 585

Чернышев А. К., Михайленко М. С., Пестов А. Е., Артюхов А. И., Оськин И. Д., Торопов М. Н., Малышев И. В., Морозов С. С., Гарахин С. А., Чхало Н. И. Изготовление рентгенооптического элемента в форме сегмента тороида для стенда спектральных измерений на основе лазерно-плазменного источника, 4–50 нм 586

Дедкова А. А., Чернышев А. К. Применение методов цифровой обработки изображений для устранения локальных дифракционных артефактов на картах ионно-пучковой обработки рентгенооптических элементов 587

Чертовских А. А., Паульс В. Численное моделирование зеркальной рентгеновской оптики 588

Чхало Н. И., Загайнов Н. В., Плешков Р. С., Полковников В. Н., Реунов Д. Г., Смертин Р. М. Изготовление и изучение волноводных структур на основе бериллия для жесткого рентгеновского излучения 589

Шапошников Р. А., Полковников В. Н., Чхало Н. И., Гарахин С. А., Звонков Г. А. Многослойные рентгеновские зеркала на основе пары материалов Cr/Ti для окна прозрачности воды 590

Шарипова М. И., Жигунов Д. М., Гладуш Ю. Г., Красников Д. В., Бессонов В. О., Федянин А. А., Насибулин А. Г. Рентгеновские оптические элементы, изготовленные методом двухфотонной литографии на углеродных мембранах 591

Секция 6

ЭЛЕМЕНТНАЯ БАЗА КВАНТОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ НА ОСНОВЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ НАНОСТРУКТУР

Andreev V., Morozov P., Divochiy A., Goltsman G. Superconducting single photon detector with ultra low dark count rate 595

Архипов Р. М., Архипов М. В., Дьячкова О. О., Пахомов А. В., Розанов Н. Н. Динамические микрорезонаторы и их массивы при взаимодействии униполярных импульсов со средой 596

Архипов Р. М., Архипов М. В., Дьячкова О. О., Пахомов А. В., Розанов Н. Н. Униполярные световые импульсы: новые горизонты в физике сверхбыстрых процессов 597

Бабухин Д. В., Погосов В. В. Экстраполяция к нулевому шуму, улучшенная квантовой коррекцией ошибок 598

Бастракова М. В., Сергеев М. А., Линев А. В., Ивлев А. Д., Иванченко М. В. Квантово-классические нейронные сети для сегментации дефектов микроструктур 599

Березкин Н. Г., Мажорин Г. С., Чудакова Т. А., Симаков И. А., Казьмина А. С., Полянский А. М., Абрамов Н. Н., Трофимов И. В., Мумляков А. М., Тархов М. А., Руденко Н. Ю., Чичков М. В., Чичков В. И. Расчёт свойств двухатомных молекул на сверхпроводниковом квантовом процессоре 600

Тулина Н. А., Россоленко А. Н., Шмытько И. М., Борисенко И. Ю. Транспортные свойства метастабильных состояний мемристоров на основе оксидированного селенида свинца 601

Буньков Ю. М. Магнонный лазер и автогенератор когерентного излучения 602

Воскресенский В. В., Васенин А. В., Дмитриев А. Ю., Болгар А. Н., Калачева Д. А., Лубсанов В. Б., Астафьев О. В. Сверхпроводниковый источник одиночных микроволновых фотонов с перестраиваемой связью с волноводом 603

Вольхин Д. И., Черницкая М. Д. Экспериментальное исследование GaAs pHEMT транзистора при температуре 4 К 604

Гайдученко И. А., Шеин К. В., Чернов А. И., Гольцман Г. Н., Бандурин Д. А. Исследование джозефсоновских переходов на основе графена для создания широкополосных детекторов электромагнитного излучения 605

Глазкова Е. В., Сеидов С. С. Взаимодействие квантовой системы с внешней средой в стохастической интерпретации 606

Степаненко А. А., Чернова К. С., Горлач М. А. Метод расчета оптимального контроля больших квантовых систем 607

Гунин С. А., Шнейдман Я. Т., Дмитриев А. Ю., Федоров Г. П., Калачева Д. А., Астафьев О. В. Экспериментальное наблюдение резонансной флуоресценции сверхпроводникового искусственного атома под действием резонансной бигармонической накачки 608

Гусейнов Д. В., Ежевский А. А., Сухоруков А. В., Косихин Р. А. Динамика спинов в квантовых точках Si/SiGe с различным изотопным составом 609

Дворцова П. А., Ладанова Ю. А., Кулинкин А. Б., Сутурин С. М., Соколов Н. С., Кузьменков А. Г., Малеев Н. А., Торопов А. А. Эпитаксиальные гетероструктуры со слоями $BaTiO_3$ для применений в интегральной оптике, нанофотонике и наноэлектронике 610

Дмитриев А. Ю., Васенин А. В., Гунин С. А., Сабиров Т. Р., Шнейдман Я. Т., Астафьев О. В. Неклассическая интерференция полей и приготовление запутанных состояний в открытых системах сверхпроводниковых кубитов 611

Дмитриев Н. Ю., Гальченко Л. Д., Брюквина Д. А., Мумляков А. М., Биленко И. А., Тархов М. А. Подавление тепловых перекрестных шумов в интегральных фотонных схемах из нитрида кремния посредством сквозного травления 612

Жуков А. А., Лебедев А. В., Борк Л. В., Пляшечник А. С., Погосов В. В. Квантовый поиск по энергетическому ландшафту изинговских моделей модифицированным методом Гровера 613

Завьялов Д. Е., Пашин Д. С. Адиабатический квантовый параметрон как выпрямитель гармонических сигналов 614

Зотова Ю. И., Лаврина Е. С., Федоров Г. П., Коростылев Е. В., Калачева Д. А., Болгар А. Н., Лубсанов В. Б., Астафьев О. В. Исследование трансмона в межуровневых режимах при высокой заселенности резонатора 615

Ищенко Д. В., Супрун С. П., Кырова Е. Д., Федосенко Е. В., Голяшов В. А., Степина Н. П., Сухих А. С., Терещенко О. Е. Рост плёнок магнитного топологического изолятора $(MnTe)_x(Bi_2Te_3)_y$ методом МЛЭ 616

Кирковский А. С., Калачева Д. А., Дмитриев А. Ю., Астафьев О. В. Минимизация дефазировки в многокубитных квантовых устройствах с использованием особенностей спектра искусственного атома типа кинемон 617

Кононов А. М., Крайнов И. В. Генерация запутанных многофотонных состояний из одиночной квантовой точки 618

Коровин В. А., Невзоров А. А., Венедиктов И. О., Святодух С. С., Титова Н. А., Баева Э. М., Флоря И. Н., Кобцев Д. М., Колбатова А. И., Ковалюк В. В., Гольцман Г. Н. Сверхпроводниковый детектор одиночных фотонов из аморфного MoRe на подложке из тонкопленочного ниобата лития 619

Косихин Р. А., Ежевский А. А., Гусейнов Д. В., Сухоруков А. В., Белоконь И. С. О роли атомов германия (Ge) в шумовых процессах в спиновом кубите в структурах $Si/Si_{1-x}Ge_x$ 620

Крайнов И. В., Галимов А. И., Рахлин М. В., Шубина Т. В., Торопов А. А. Когерентная суперпозиция излучаемых и резонансно рассеянных фотонов из двухуровневой системы при возбуждении четными π-импульсами 621

Зотова Ю. И., Лаврина Е. С., Федоров Г. П., Коростылев Е. В., Калачева Д. А., Болгар А. Н., Лубсанов В. Б., Астафьев О. В. Нелинейные эффекты в спектроскопии трансмона при высокой заселенности резонатора в межуровневом режиме 622

Ломоносов А. А., Жогов Д. С., Стрелков М. В., Котова Н. Н., Щербачев К. Д., Чекушкин А. М., Татаринцев А. А., Васильев А. Л., Ломов А. А., Тарасов М. А. Сверхпроводящие тонкие пленки NbN, Nb_3N_4 для резонаторов и параметрических усилителей: влияние азота на структурные, резонансные и транспортные характеристики 623

Матвеев Г., Шибалов М., Гильмулин С., Рыков А., Порохов Н., Тархов М. Планарный резонатор на основе анапольного мета-атома 624

Мумляков А. М., Дмитриев Н. Ю., Брюквина Д. А., Филиппов И. А., Шевченко А. Р., Шибалов М. В., Аниканов А. А., Биленко И. А., Тархов М. А. Разработка технологического процесса изготовления устройств интегральной фотоники методом обратного формирования волноводных структур 625

Мутилин С. В., Милёхин А. Г., Макаров Ю. С., Селезнев В. А., Тумашев В. С., Багочюс Е. К., Манцуров Н. Д., Речкунов С. Н., Гайдук А. Е., Комонов А. И., Азаров И. А., Кремис И. И., Турбин А. В., Гладков Р. А., Васильев В. В., Моисеев А. А., Сутормин В. С., Крахалев М. Н., Баранник А. В., Фейзер К. А., Абдуллаев А. С., Костиков Д. А., Лесной М. А., Прищепа О. О., Зырянов В. Я., Рудаков С. Д., Суродин С. И., Шоболова Т. А., Шоболов Е. Л., Линник Д. М., Юрин, В. А., Шагалиев Р. М., Латышев А. В. Разработка пространственного фазового модулятора света на жидких кристаллах, перспективного для фотонных и квантовых вычислений 626

Невзоров А. А., Венедиктов И. О., Коровин В. А., Святодух С. С., Титова Н. А., Баева Э. М., Флоря И. Н., Кобцев Д. М., Колбатова А. И., Ковалюк В. В., Гольцман Г. Н. Многофотонные процессы в сверхпроводниковом детекторе на основе аморфного MoRe 627

Вольхин Д. И., Новиков И. Л., Вострецов А. Г. Экспериментальное исследование малошумящего СВЧ-усилителя при температуре 4 К 628

Обыденнов Д. В., Ашарчук И. М., Мумляков А. М., Шибалов М. В., Вовк Н. А., Филиппов И. А., Волкова Л. С., Тархов М. А. Интеграция люминесцентных микрочастиц в планарную структуру из нитрида кремния 629

Павлов И. Н., Ломакин А. И., Святодух С. С., Титова Н. А., Хилай К. И., Баева Э. М., Колбатова А. И., Гольцман Г. Н. Влияние беспорядка на сверхпроводящие плёнки MoRe 630

Пашин Д. С., Бастракова М. В., Соловьев И. И. Подавление ошибок управления флаксониум-кубитом при помощи SFQ-импульсов 631

Жуков А. А., Бабухин Д. В., Автандилян А. А., Белов В. В., Стависский Г. Л., Федичкин Л. Е., Погосов В. В. Троттеризация на NISQ-процессорах: пределы и пути обхода 632

Попов В. Г., Быков Д. А., Самарин С. С. Интерференция ультракоротких лазерных импульсов на сбалансированном интерферометре Маха – Цандера 633

Рафиков А. С., Лаптева Т. В., Бастракова М. В., Иванченко М. В. Гибридные квантово-классические нейросети для классификации изображений МРТ 634

Родионенко К. А., Мазанов М. , Горлач М. А. Совместное существование дипольной и квадрупольной топологических фаз 635

Рыков А., Ашарчук И., ЕпифановЕ. , Обыденнов Д., Мумляков А., Филиппов И., Трофимов И., Тархов М. Устройство согласования одномодового скошенного волокна с планарным волноводом через дифференциальную решётку 636

Сабиров Т. Р., Дмитриев А. Ю., Гунин С. А., Васенин А. В., Астафьев О. В. Влияние переходных процессов кубита на спектр волнового смешения неклассических импульсов и классического сигнала 637

Савинский С. С., Фатыхов И. Т. Моделирование запутанных состояний для системы кубитов 638

Самарин С. С., Сергеев М. А., Толстобров А. Е., Сандуляну Ш. В., Фёдоров Г. П., Астафьев О. В. Оптимизация квантовых цепочек для решения задач машинного обучения на джозефсоновских интегральных схемах 639

Седых К. О., Заруцкий С. Ю., Подлесный А. С., Невзоров А. А., Флоря И. Н., Голиков А. Д., Разакова А. А., Титова Н. А., Святодух С. С., Ковалюк В. В., Лахманский К. Е., Гольцман Г. Н. Влияние ширины полоски сверхпроводникового однофотонного детектора на чувствительность к электромагнитному полю поверхностной ионной ловушки 640

Смирнов Н. С., Матанин А. Р., Иванов А. И., Москалев Д. О., Москалева Д. А., Соловьева А. А., Полозов В. И., Ечеистов В. В., Малеванная Е. И., Зикий Е. В., Котенков С. А., Коршаков Н. Д., Гетманов Б. К., Широков Д. Е., Андрощук М. В., Коробенко И. С., Агафонова Ю. А., Баклыков Д. А., Родионов И. А. Достижение высоких точностей операций 8-кубитного сверхпроводникового квантового сопроцессора Snowdrop 641

Соловьев А. А., Ярополов Т. А., Ромашкин Р. В., Лебедев А. В. Квантовая магнитометрия на кутрите-трансмоне с использованием алгоритмов оценки фазы 642

Соловьев А. Д., Ломакин А. И., Святодух С. С., Титова Н. А., Колбатова А. И., Гольцман Г. Н. Изготовление 16-пиксельного однофотонного детектора для совмещения с многомодовым оптическим волокном 643

Стависский Г. Л., Лебедев А. В., Погосов В. В., Федичкин Л. Е., Бабухин Д. В., Жуков А. А. Общие свойства шумов в глубоких троттеровских цепях 644

Степанов И. А., Шмонина О. И., Сергеев Е. В., Авдеев С. С., Ульянов Д. Ю., Бабурин А. С., Родионов И. А. Высокоэффективные интегрированные на волновод сверхпроводниковые однофотонные детекторы 645

Толстобров А. Е., Фёдоров Г. П., Сандуляну Ш. В., Калачёва Д. А., Болгар А. Н., Лубсанов В. Б., Кадырметов Ш. В., Астафьев О. В. Вариационные квантовые алгоритмы на сверхпроводниковом квантовом симуляторе 646

Устинов А. Б., Хрошин Д. А. Исследование спектров электромагнитных волн в интегрально-оптических микроволноводах трапецеидального сечения 647

Филиппов И. А., Шевченко А. Р., Брюквина Д. А., Дмитриев Н. Ю., Обыденнов Д. В., Аниканов А. А., Шибалов М. В., Тархов М. А. Технология создания толстого оксида кремния для приложений фотоники 648

Седых К. О., Флоря И. Н., Святодух С. С., Невзоров А. А., Заруцкий С. Ю., Подлесный А. С., Ковалюк В. В., Лахманский К. Е., Гольцман Г. Н. Разработка оптической системы адресации света к ионам кальция на основе элементов интегральной фотоники 649

Хилай К. И., Солдатенкова М. Д., Баева Э. М. , Святодух С. С., Титова Н. А., Павлов И. Н., Колбатова А.И., Гольцман Г. Н. Изменение тепловой связи в сверхпроводящем нанопроволочном однофотонном детекторе путем изменения толщины аморфного подслоя 650

Хомицкий Д. В., Пашин Д. С., Бастракова М. В. Электрический дипольный спиновый резонанс в двумерной квантовой точке в кремнии с микромагнитом как основа операций с кубитом 651

Хыдырова С. Ю., Мавлявиев Т. И., Романов С. С., Барков К. А., Ломакин А. И., Ковалюк В. В., Гольцман Г. Н. , Моисеев К. М. Формирование сверхпроводящих плёнок Nb_3Al магнетронным распылением для однофотонных детекторов 652

Цветкова А. В., Родионов Я. И., Григорьев П. Д. Осцилляции ширины запрещенных зон краевых состояний деформированного топологического изолятора в магнитном поле 653

Шлыков П. Ю., Сандуляну Ш. В., Болгар А., Астафьев О. В. Акустический лазер на основе связи сверхпроводникового искусственного атома с основной модой фононного кристалла 654

Шнейдман Я. Т., Гунин С. А., Дмитриев А. Ю., Федоров Г. П., Астафьев О. В. Кросс-корреляции в процессе неупругого рассеяния бихроматической накачки на Ξ-системе 655

Юсупов Р. Д. Разработка полуволновых и четвертьволновых флип-чип-резонаторов и сравнение трех типов связи между чипами: емкостной, индуктивной и гальванической 656

Ярополов Т. А., Соловьев А. А., Ромашкин Р. В., Лебедев А. В. Высокоточное определение состояния кутрита-трансмона с использованием нейронной сети прямого распространения 657

Авторский указатель 689

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

A

Andreev V. 595
Апостолов С. С. 129

B

Balas Y. C. 373
Ballet P. 325
Barreiro M. 286
Baudry X. 325
Bayer M. 451
Bespalov A. A. 76
Bilyk V. R. 248
Boltalin A. I. 63
Bulychev B. M. 62

C

Chaves A. J. 286
Cherotchenko E. 373
Consejo C. 325
Cunha D. 286

D

Divochiy A. 595
Duarte V. 286

G

Gareev T. T. 248
Goltsman G. 595

H

Huang J. M. 355

J

Jouault B. 325

K

Kamzin A. S. 174
Khokhlov N. E. 248
Kim Y. K. 236
Kimel A. V. 248
Koo Y. 383
Kopasov A. A. 76
Korshunov M. M. 62
Krasnosvobodtsev S. I. 62
Kuzmichev S. A. 62, 63
Kuzmicheva T. E. 62, 63
Kuznetsov I. 373

L

Lee J. 236
Lei Yanmeng 18

M

Mantovan R. 146
Mel'nikov A. S. 76
Mikheev G. M. 422
Mikheev K. G. 422
Morozov I. V. 62, 63
Morozov P. 595
Moskvin A. S. 202
Murzina M. S. 236

N

Nalitov A. 373

O

Ohadi H. 373

P

Panciera F. 395
Park K.-D. 383
Paschos G. G. 373
Peres N. 286

R

Rajendran S. K. 373
Ruffenach S. 325

S

Samardak A. S. 236
Savvidis P. G. 373
Shilov A. I. 63
Streltsov S. V. 230
Sukhorukov Yu. P. 422

T

Telegin A. V. 236, 422
Teplov V. S. 236
Teppe F. 325
Torres J. 325
Trifonov A. V. 373

V

Vasilevskiy M. 286

W

Wang T. 313
Wang X. 313
Wei J. J. 441

Y

Ye Xiyin 18
Yu Tao 18

Z

Zahn D. R. T. 362
Zhigadlo N. D. 62
Zhou X. 373
Zonov R. G. 422

A

Абдулкадирова Н. З. 178
Абдуллаев А. С. 626
Абдуллаев Н. А. 241, 358
Абдулразак С. Х. 259, 308, 418
Абрамкин Д. С. 260, 281
Абрамов А. Н. 261
Абрамов Н. Н. 600
Авакянц А. А. 382
Авдеев М. М. 162
Авдеев П. Ю. 130, 132, 139, 147, 189
Авдеев С. С. 645
Аверкиев Н. С. 131
Аверкин А. С. 47
Автандилян А. А. 632
Агафонова Ю. А. 641
Азаров И. А. 331, 626
Айрапетян Д. Б. 429
Аксенов В. Ю. 364
Аксёнов М. С. 260
Аксенов С. В. 7, 124
Аладышкин А. Ю. 83, 108, 467
Алексашин К. Е. 572
Алексеев П. А. 148, 313
Алешкин В. Я. 262, 306, 357, 405, 464
Алещенко Ю. А. 78
Алиев А. М. 178
Алиев З. С. 241
Алиен М. Д. 8
Аликин Д. О. 470
Алисултанов З. З. 263, 310
Алферьев А. Л. 130, 132
Алымов Г. В. 407
Альбицкая Х. Н. 251
Альферьев А. Л. 147
Алябьева Л. Н. 468
Амарантов С. В. 264
Амирасланов И. Р. 241
Ан П. П. 343
Андреев А. Д. 308
Андреев А. Ю. 304, 308, 418
Андреев А. А. 447
Андреев Б. А. 265, 329, 354
Андреев И. В. 266, 458
Андреев М. А. 497
Андреева А. С. 395
Андреева С. А. 8, 376
Андрощук М. В. 641
Андрюшечкин Б. В. 314, 469, 474

Аниканов А. А. 625, 648
Анисимов М. А. 314
Анисимова А. Д. 380
Анненков Д. С. 10
Антипов Т. В. 392
Антонов А. В. 23
Антонов В. Н. 13
Антонов В. А. 232, 387
Антюшин Е. С. 162, 521, 564
Апостолов С. С. 24
Арбузов Д. А. 11, 162
Аржанов А. И. 572
Аристов Д. Н. 377
Арсеньева К. В. 563
Артамкин А. И. 439, 445
Артёмов В. В. 542
Артемов Е. А. 217
Артёмов И. М. 12
Артемьев Е. М. 133
Артюков И. А. 555
Артюхов А. И. 522, 539, 564, 586
Архипов А. В. 221
Архипов В. Е. 164
Архипов М. В. 267, 596, 597
Архипов Р. М. 267, 596, 597
Архипова Е. А. 268, 269, 339, 498
Архипова О. Ю. 318
Астафьев О. В. 13, 86, 603, 608, 611, 615, 617, 622, 637, 639, 646, 654, 655
Астраханцева А. С. 417, 432
Асхадуллин И. Н. 70
Асяев Д. С. 380
Атепалихин А. А. 14
Афанасьев Д. А. 152
Афоненко А. А. 277, 291, 270
Афоненко Ан. А. 270
Ахматханов А. Р. 390, 470
Ахсахалян А. А. 431, 534, 573, 564, 565
Ахсахалян А. Д. 573
Ашарчук И. М. 629, 636

Б

Бабичев А. В. 308, 418
Бабунц Р. А. 491
Бабурин А. С. 645
Бабухин Д. В. 632, 644, 598
Багаев Т. А. 304, 414
Багочус Е. К. 331, 626
Баева Э. М. 15, 54, 103, 104, 324, 619, 627, 630, 650
Бажанов К. А. 473
Базаров В. В. 247
Базров М. А. 249
Байдусь Н. В. 273, 274
Бакаров А. К. 406
Бакин В. В. 423
Бакина К. А. 523, 569, 574, 577
Баклыков Д. А. 59, 641
Бакурский С. В. 27, 38, 72, 81, 105, 114, 240
Балакирев С. В. 271, 345
Балуева А. А. 272, 517
Балымов К. Г. 205
Балясников Д. М. 273, 274
Бандурин Д. А. 261, 425, 605
Банников М. И. 439
Барабаненков М. Ю. 275
Баранник А. В. 626
Баранов Д. 108
Баранов П. Г. 491
Бараш Ю. С. 36
Бардушкин А. В. 222
Барков К. А. 652
Барредо-Аламилла Э. 183
Барышев А. В. 70
Барышев В. Р. 370
Барышников К. А. 321
Басалаева Л. С. 362
Бастракова М. В. 16, 105, 599, 631, 634, 651
Батаев М. Н. 276, 346
Баталов Р. И. 167, 415
Батенькин М. А. 563
Батов И. Е. 29
Бахвалова Т. Н. 252
Бахметьев М. В. 151, 200
Бебенин Н. Г. 163
Бегинин Е. Н. 194, 214
Бегишев Е. М. 247
Бедин С. А. 134, 182
Безвиконный Н. А. 135
Бекетов И. В. 196
Белов А. И. 23
Белов В. В. 632
Белов Д. А. 277, 290, 400
Белодедов М. В. 170
Белоконь И. С. 278, 413, 620
Белотелов В. И. 91, 136, 149, 168
Белых Л. А. 137
Бельков В. В. 284
Беляев Д. В. 279
Березкин Н. Г. 600
Березовская Т. Н. 531, 554
Беспалов А. А. 17
Бессонов В. О. 591
Бибикова В. В. 396
Бизяев Д. А. 206
Биленко И. А. 280, 612, 625
Билык В. Р. 159
Бисти В. Е. 298, 379, 442
Блошкин А. А. 424
Блуменау М. И. 471
Бобков А. М. 18, 19
Бобков Г. А. 18, 19
Бобкова И. В. 18, 19
Бобров А. И. 294, 375, 412, 437, 453
Бобылев Д. А. 216
Богач А. В. 146
Богачёв С. А. 542
Богданов С. А. 268
Богданова Т. В. 249
Боголюбский А. С. 224, 405
Богомолов Д. Б. 281
Бодин И. С. 137
Бодягин А. В. 20
Боев Н. М. 250
Божко А. Д. 21, 146, 217, 314, 474
Божко С. И. 472
Болгар А. Н. 603, 615, 622, 646, 654
Больгинов В. В. 22, 44, 93
Большаков А. Д. 315
Большаков А. Н. 23
Большаков В. О. 355, 434
Бондаренко В. И. 212
Бондаренко Л. В. 476, 477
Борисенко И. Ю. 601
Борисов А. Э. 349
Борисов В. И. 484
Борисов И. М. 488
Борисов П. С. 138
Борк Л. В. 613
Боровкова О. В. 280
Бородин Б. Р. 392
Боряков А. В. 498
Бочаров А. Ю. 408
Бриллиантов Н. В. 404
Бричкин А. С. 298, 379, 442
Брюквина Д. А. 612, 625, 648
Буздин А. И. 92
Букатин С. В. 59

Букреева Т. В. 164
Булавин Г. А. 282
Булавинцева Е. А. 352
Булдакова А. В. 246
Буляков Б. Р. 421
Буньков Ю. М. 602
Буравлёв А. Д. 531, 554
Бурбан Е. А. 196
Бурдов В. А. 435
Бурков И. Д. 55
Бурмистров И. В. 124
Бурмистров И. С. 7, 24, 49, 71, 84, 129
Бурункова Ю. Э. 341
Буряков А. М. 130, 132, 135, 139, 147, 180, 189, 199, 218
Бускина А. В. 283
Бухараев А. А. 206, 485
Бушуев В. А. 524, 543
Бушуйкин П. А. 284
Бхатта Х. Л. 134, 182
Быков А. И. 195
Быков Д. А. 633
Быкова А. А. 140
Былинский Н. Ю. 176
Бычкова Е. А. 195

В

Вагин Д. М. 141, 183
Вагов А. 108
Важенина И. Г. 142, 156, 229
Валеев В. Ф. 167
Валеев В. Г. 447, 448
Валиулин В. Э. 143
Варавин В. С. 305, 365
Варганов В. И. 285
Варнаков С. Н. 142
Васенин А. В. 86, 603, 611, 637
Васильев А. Л. 212, 287, 542, 623
Васильев А. Н. 109, 195
Васильев В. В. 626
Васильев Д. М. 287
Васильев Р. Б. 288, 402
Васильевский И. С. 388, 403
Васьковский В. О. 140, 158, 205, 223, 244
Васякин М. М. 25
Вдовин В. И. 260, 415
Ведь М. В. 173, 191, 459
Вековшинин Ю. Е. 476, 477
Великанов Д. А. 156, 229, 250
Венедиктов И. О. 619, 627
Вепрев П. А. 539
Вепрева П. П. 525, 537
Вербус В. А. 378, 462
Веретенников А. И. 289
Вершинин Н. Ф. 472
Верясова А. А. 158
Вилков Е. А. 165
Вилков И. В. 577
Виниченко А. Н. 388, 403
Винник Д. А. 175
Винников Л. Я. 241
Винниченко М. Я. 332, 429
Виноградов А. В. 555
Виноградов Д. В. 290
Виноградова Л. М. 412, 413, 453
Винокур В. М. 77
Винокуров М. В. 277, 291
Винокуров П. В. 489
Вихарев А. Л. 268
Вихрова О. В. 167, 272, 517
Вишняков Е. А. 526, 572
Вишняков Н. В. 510
Власенко В. А. 8, 26, 69, 89, 212
Власов А. С. 292, 364
Власов И. А. 353
Власов И. С. 322, 327
Вовк Н. А. 37, 55, 629
Водзяновский Я. О. 80
Водолазов Д. Ю. 20, 27, 56, 67, 113
Вожаков В. А. 105
Войтович В. И. 360
Войцеховский А. В. 300
Волков И. А. 322, 327, 353
Волков П. В. 294, 412, 431
Волков Ю. О. 552
Волкова Л. С. 629
Волкова Н. С. 454
Волошин Б. В. 260, 495
Вольхин Д. И. 604, 628
Воронов Б. М. 43
Воротынов А. М. 229, 250
Ворошилова В. А. 322, 353
Воскресенский В. В. 603
Востоков Н. В. 269, 394
Вострецов А. Г. 628
Врубель И. И. 308, 418
Вьялкин Д. А. 312
Вязанкин В. С. 293
Вязанкин О. С. 294, 412

Г

Габбасов Б. Ф. 220
Гавриленко В. И. 295, 336, 370, 399, 464
Гаврилов К. А. 364
Гайдук А. Е. 626
Гайдученко И. А. 324, 425, 605
Гайкович К. П. 527
Гайсин А. У. 528, 541, 566, 567, 575
Гайслер В. А. 452
Галеева А. В. 439, 445
Галиев Р. Р. 277, 344
Галимов А. И. 289, 392, 621
Галин М. А. 28
Галиуллин А. А. 473, 488
Гальченко Л. Д. 612
Гамзатов А. Г. 178
Гамов Н. А. 313
Гарахин С. А. 529, 533, 536, 538, 553, 586, 590
Гарбузов К. Н. 182
Гареев К. Г. 144, 169
Гареева З. В. 159
Гарифулин И. А. 11
Гарифьянов Н. Н. 11, 162, 220
Гартман А. Д. 392
Гасникова К. А. 148
Гатин А. К. 475, 478
Герасименко А. Ю. 170, 171
Геревенков П. И. 181
Германенко А. В. 296
Гермизина А. А. 145, 163
Гетманов Б. К. 641
Гильмулин С. 624
Гимазов И. И. 109, **212**
Гинзбург Н. С. 370
Гиппиус Н. А. 348, 420
Гладков Р. А. 626
Гладуш Ю. Г. 591
Гладышев А. Г. 308, 418
Глазкова Е. В. 606
Глазов М. М. 456, 463
Глушков В. В. 21, 146, 217, 314, 474
Глушков Е. И.
Глушков Е. И. 525, 530, 564
Глявин М. Ю. 431
Гойхман А. Ю. 179
Голеницкий К. Ю. 297
Голиков А. Д. 343, 640
Голикова Т. Е. 29, 95
Головчан А. В. 201
Голуб Л. Е. 389
Голубев Г. Ю. 30, 31

Голубев Д. С. 13
Голубов А. **108**
Голубок А. О. 490, 494, 500, 508
Голышёв С. А. 547
Голышков Г. М. 298, 379, 442
Гольцман Г. Н. 15, 43, 54, 98, 102, 103, 104, 324, 343, 425, 619, 627, 630, 640, 643, 649, 650, 652, 605
Голяшов В. А. 172, 279, 423, 501, 616
Гончаров А. Е. 311
Гончаров Б. В. 30, 31
Гончарова Д. А. 30, 31
Горай Л. И. 531, 554
Горбатова А. В. 139, 147, 218
Горбачев Е. А. 468
Горбенко И. В. 284, 299, 333
Горбенко О. М. 494, 500
Гордеев С. К. 565
Гордеева В. М. 18
Горев Р. В. 208
Горелкина Т. Д. 148, 328
Горлач М. А.
Горлач М. А. 141, 183, 216, 607, 635
Горн Д. И. 300
Горохов Г. В. 165
Горшков А. П. 437, 454
Горшунов Б. П. 115, 480
Горьковенко А. Н. 158, 205, 213, 221, 223
Горячкина Е. Ю. 399
Грабарь В. А. 131
Грановский А. Б. 150, 252
Гребенчук С. Ю. 467
Гребенщикова Е. А. 421
Грибова Н. И. 149
Григорьев П. Д. 32, 212, 653
Григорьев Ф. С. 356
Гридин Д. М. 150
Гридчин В. О. 301, 410, 440, 460
Гринберг Я. С. 33, 120
Гриненко В. А. 34
Гришин А. Е. 302
Гришин М. В. 475, 478
Гришин С. В. 160
Груздев Н. Б. 388
Грузнев Д. В. 476, 477
Губарев В. М. 548
Губочкин Г. И. 38, 105
Гудина С. В. 303, 374, 388, 405
Гудкова С. А. 175
Гулькин Д. Н. 392
Гультиков Н. В. 293, 304
Гумаров А. И. 421
Гунбина А. А. 126
Гунин С. А. 86, 608, 611, 637, 655
Гуревич С. А. 475
Гурович Б. А. 30, 31
Гурьев В. В. 35
Гусаров А. В. 365
Гусев Е. Ю. 345
Гусев Н. А. 139, 149
Гусев Н. С. 113, 132, 161, 177, 180, 189, 204, 207, 208, 370, 391
Гусев С. А. 204, 207
Гусева В. Е. 532, 557, 561, 562, 568
Гусейнов Д. В. 23, 453, 609, 620
Гусенков Д. Л. 151
Гусихин П. А. 417, 432
Гутаковский А. К. 415

Д

Давыдов А. Б. 448
Давыдов В. Ю. 238
Данилов Ю. А. 167, 459, 517
Данилов Ю. С. 272
Данилюк А. Л. 427
Дарьин А. В. 585
Дарьин Ф. А. 585
Даутов А. М. 301, 395, 460
Даутов З. Ю. 472
Дворецкая Л. Н. 362
Дворецкий С. А. 284, 300, 305, 357, 365, 370, 391, 399, 439, 464
Дворцова П. А. 610
Девятайкин И. С. 533, 529
Девятов Э. В. 36, 382
Дедкова А. А. 587
Деменев А. А. 348
Дементьева М. М. 31, 502
Демидов В. В. 249
Демидов Е. В. 268, 378
Демидов Е. С. 152
Демидова Н. Е. 152
Демин А. Ю. 423
Демин Г. Д. 153, 154, 492
Демина П. Б. 173, 191, 454
Демишев С. В. 155
Денисов Г. Г. 431
Денисова Е. А. 156
Денищенко А. Д. 69
Дерябин К. В. 372
Дерягин Н. Г. 259, 308, 418
Джикирба К. Р. 8, 417
Дзюба Д. А. 401
Дзядух С. М. 300
Диамантини М. К. 77
Дмитриев А. Ю. 86, 603, 608, 611, 617, 637, 655
Дмитриев Д. В. 452
Дмитриев Д. С. 558
Дмитриев Н. Ю. 55, 612, 625, 648,
Дмитриева М. Ю. 157
Докукин М. Е. 506
Докучаев В. М. 113
Долженко Д. Е. 439, 445
Долуденко И. М. 164, 165, 182
Доменко С. В. 505
Дорохин М. В. 166, 173, 187, 191
Дохликова Н. В. 478
Доценко А. А. 204
Драчев В. П. 134, 182
Дрёмов В. В. 404
Дроботов Д. Д. 511
Дровосеков А. Б. 157
Дроздов М. Н. 167, 268, 269
Дрягина А. Е. 158
Дрязгов М. А. 37, 55, 56, 90
Дубанова А. И. 196
Дубинов А. А. 262, 270, 306, 357, 464
Дубовая А. Р. 311
Дубровин Р. М. 159
Дубровский В. Г. 395
Дудин А. А. 380
Дудин Ю. А. 167, 459
Дураков Д. Е. 307
Дуров К. В. 534, 539, 549, 566, 571, 573, 581
Духан Д. Д. 271, 345
Дьяков С. А. 348, 384, 420, 462
Дьячкова О. О. 596, 597
Дюделев В. В. 259, 308, 418
Дюжев Н. А. 153, 154, 492

Е

Европейцев Е. А. 309, 313

Евсиков И. Д. 492
Егельский И. В. 322
Егоров А. Ю. 308, 418
Егоров С. В. 105, 110
Ежевский А. А. 609, 620
Езубченко И. С. 447, 448
Екимов Е. А. 428
Елесин А. Г. 305
Елисеев И. А. 355, 392
Елисеев С. А. 356, 446
Елистратов А. А. 85
Елистратова А. А. 27, 38
Елькина А. И. 39
Емельянов Е. А. 281, 362
Еналдиев В. В. 310, 316
Енбаев З. С. 99, **505**
Епифанов Е. 636
Еремеев С. В. 279
Еременко М. М. 271, 345
Еремин Л. А. 278
Ермаков А. Е. 60
Ермаков Ан. Б. 122
Ермина А. А. 434
Ерошенко Г. Н. 311, 319
Ерошин А. В. 347
Есин В. Д. 36, 382
Есин М. Ю. 281
Естюнин Д. А. 509
Ефимов А. А. 322
Ефимов Ю. П. 356, 446
Ефремова К. Д. 171
Ечеистов В. В. 641

Ж

Жабанов Ю. А. 312, 347
Жабова А. В. 160
Жабоев Е. И. 161
Жакетов В. Д. 162, 580
Жангозин К. Н. 39
Жардецкий Е. Н. 22
Жарова Ю. А. 434
Жданов В. С. 476, 477
Жданов Е. Ю. 406
Железнякова Д. Е. 212
Живетьев К. В. 479
Живодков Ю. А. 260
Живулько В. Д. 415
Жигадло Н. Д. 26
Жигунов Д. М. 591
Жилицкий В. Е. 387
Жиляев П. А. 135
Жиронкин П. А. 227
Житяев И. Л. 398
Жмерик В. Н. 309, 313
Жмудь Б. А. 277
Жогов Д. С. 40, 623
Жувагин И. В. 26
Жук Н. А. 556
Жуков А. А. 613, 632, 644
Жуков А. Е. 344, 360, 367
Жуков Е. А. 451
Жукова Е. С. 115, 480
Жумабекова К. Е. 193
Журкин В. С. 146, 217, 314, 474

З

Заболотных А. А. 318
Забродин И. Г. 529, 532, 558
Заворницын Р. С. 145, 163
Завьялов Д. Е. 614
Завьялова Е. С. 315
Загайнов Н. В. 521, 535, 536, 589
Загороднев И. В. 316, 317, 318, 397
Загороднева В. Н. 355
Загорский Д. Л. 164, 165
Зайцев А. В. 340
Зайцев С. И. 514
Зайцева Е. В. 444
Закарлюка А. В. 133
Залялов Т. М. 260
Занавескин М. Л. 447, 448
Зарезин А. М. 369
Зарипов Р. Б. 212
Зарубин С. С. 146
Заруцкий С. Ю. 640, 649
Захаренков А. А. 319
Захарина М. Ю. 563
Захаров В. Е. 304, 320, 378, 462
Захаров Д. В. 92
Захарова В. А. 537
Звездин А. К. 149, 159, 184
Зверев В. Н. 241
Зверев Д. Г. 220
Зверев М. М. 313
Звонков Г. А. 538, 590
Здоровейщев А. В. 166, 167, 173, 187, 191, 453, 517
Здоровейщев Д. А. 166, 167, 187, 453
Зедоми Т. Э. 341
Зенкевич А. В. 146
Зибинский А. Л. 321
Зиганшин М. А. 485
Зиганшина С. А. 485
Зикий Е. В. 59, 641
Зиновьев В. А. 320, 415
Знаменский М. Ю. 553
Золотов Д. А. 542
Зорина М. В. 498, 529, 539, 550, 551, 553, 564, 565
Зорина П. В. 168
Зотов А. В. 476, 477
Зотова Ю. И. 615, 622
Зубков С. Ю. 273
Зубов Ф. И. 277
Зуев О. Б. 41
Зырянов В. Я. 626
Зюзин В. А. 283

И

Иванов А. И. 59, 641
Иванов В. В. 322, 327, 353, 484
Иванов Д. А. 493
Иванов К. А. 344
Иванов Л. А. 238
Иванов Н. А. 169
Иванова Е. М. 42
Иванова И. В. 493
Ивановских Р. Д. 86
Иванченко М. В. 599, 634
Ивашенцева И. В. 43
Ивлев А. Д. 599
Ивченко В. С. 481
Игнатьев И. В. 346, 356, 446
Игнатьева Д. О. 149, 168
Игнатьева П. К. 475
Иевлева В. А. 323, 481
Измайлов Р. И. 324, 425
Иконников А. В. 277, 290, 325, 359, 400
Илларионов Ю. Ю. 355
Ильин А. И. 275
Ильин О. И. 507
Ильина М. В. 507
Ильинская Н. Д. 344, 367
Ильичев Е. В. 13
Илькив И. В. 395, 409, 460
Инюшкин А. В. 119
Ионин А. С. 22, 44, 105, 110
Ионов А. М. 472
Иорш И. В. 261
Ирхин В. Ю. 224
Исаев В. А. 268

Исламов Д. Р. 260
Исламова Р. М. 372
Исмаилов Н. Г. 110
Исхаков Р. С. 142, 156, 229, 250
Ичкитидзе Л. П. 170, 171
Ищенко Д. В. 172, 326, 501, 616

К

Кавер К. К. 246
Каверин Б. С. 577
Каган М. Ю. 45
Кадырметов Ш. В. 646
Казак А. И. 55
Казаков А. С. 458
Казаков Е. П. 547
Казанцев Д. В. 481, 482
Казанцев Ф. П. 540
Казанцева Е. А. 481
Казаринова Д. Д. 322, 327
Казьмин Д. Ю. 36
Казьмина А. С. 600
Каландия М. Р. 209
Калантаевский И. Э. 148, 328, 342
Калачева Д. А. 603, 608, 615, 617, 622, 646
Калашников Д. С. 46, 203, 240
Калашникова А. М. 181
Калентьева И. Л. 166, 173
Калинина В. Б. 331
Калиничев А. А. 301, 460
Калинников М. А. 329, 354
Калюжный Н. А. 344, 364
Калябин Д. В. 249, 318
Камашев А. А. 11, 162, 220
Каменева Е. И. 322, 484
Каменская Т. А. 330
Канафиева Е. Ф. 355
Каневский В. М. 165
Кантур И. Э. 175
Капитонов Ю. В. 356
Капогузов К. Е. 331
Капралов К. Н. 408
Каратаев А. В. 541, 575
Караулов Д. А. 332, 429
Карачинский Л. Я. 308, 418
Караштин Е. А. 130, 147, 176, 177, 189, 207, 225
Каргин Д. Б. 39
Карелина Л. Н. 22
Карлина Л. Б. 292
Карпов А. В. 47, 87
Карпухин Д. А. 178, 201
Картель М. С. 398
Карузин Д. К. 48
Карцев А. И. 135
Касатонов Д. И. **108**
Катков Д. С. 49
Каурова Н. С. 43
Качоровский В. Ю. 299, 333, 377, 389, 284
Кашин В. В. 385, 483
Кащенко М. А. 408
Квашнин Д. Г. 334
Квитко А. С. 337
Квон З. Д. 335, 350
Кибис О. В. 33, 120
Ким Т. А. 133
Кимель А. В. 159
Кинев Н. В. 50
Кинзибаев Р. И. 51
Кириенко В. В. 424
Кириченко А. С. 542
Кириченко Д. В. 271, 345
Киричук Г. В. 179
Кирковский А. С. 617
Кирьянова Е. Н. 357
Кискин М. А. 543
Кислых Н. В. 423
Кицай А. А. 144
Кичай В. Н. 331, 495
Клековкин А. В. 311, 319
Кленов Н. В. 16, 38, 72, 81, 105, 110
Клименко Д. Н. 260
Клименко О. А. 348, 404
Климов А. А. 180
Клишев Д. А. 29, 95
Клоков А. Ю. 436, 471, 544
Клочков А. Н. 403
Клусов В. Д. 227
Кобцев Д. М. 619, 627
Ковалев В. М. 52, 101
Ковалева В. А. 181
Коваленко М. В. 53
Ковалец А. И. 492
Ковалюк В. В. 343, 619, 627, 649, 649, 652
Когновицкая Е. А. 308
Кожина Е. П. 134, 182
Кожуховский К. А. 98
Козабаранов Р. В. 195
Козлов А. Г. 188, 457
Козлов В. И. 479
Козлов Д. В. 336, 399
Козловский В. И. 313
Козлякова Е. С. 468
Козодаев Д. А. 510, 511
Козулин Р. 40
Кокурина Э. А. 183
Колбатова А. И. 15, 54, 103, 104, 619, 627, 630, 643, 650
Коледов В. В. 178, 201
Колесина Д. Е. 372
Колесников А. О. 545, 572
Колесников Н. Н. 36, 382
Колесов В. В. 385, 483
Колмычек И. А. 161, 204
Колобкова Е. В. 276, 346, 451
Колобкова Е. М. 447, 448
Колосов Г. А. 337
Колупаев Е. Д. 162
Коляда Д. В. 424
Комаров Д. А. 30
Комаров Н. С. 469
Комарова С. О. 164
Комельков А. В. 453
Комков О. С. 424
Комогорцев С. В. 156
Комонов А. И. 495, 626
Конаков А. А. 444
Конаныкина М. А. 219
Конашук А. С. 528
Кондратов М. И. 338
Кондратьев В. М. 315
Конев А. Н. 563
Кононов А. М. 618
Константинян К. И. 427
Копасов А. А. 10
Копотилов А. В. 423
Коптева Н. Е. 451
Корнеев А. А. 37, 55, 56, 90
Корнеева Ю. П. 37, 56, 90
Корнюшин Д. В. 322, 353, 484
Коробенко И. С. 641
Коровин В. А. 15, 19, 627
Королев Д. С. 274, 339
Королев С. А. 269, 339, 340
Коростылев Е. В. 615, 622
Коршаков Н. Д. 57, 641
Коршунов А. С. 195
Коршунов М. М. 58
Косихин Р. А. 278, 609, 620
Кособоков М. С. 470, 512
Косолобов С. С. 134, 182
Костиков Д. А. 626
Костюченко Н. В. 184
Котенков С. А. 59, 641
Котляр К. П. 301, 395
Котова Л. В. 341, 392

Котова Н. 40, 50, 623
Кох Д. 156
Кох К. А. 279
Кочерешко В. П. 341
Кочетков Ф. М. 372, 490
Кошелец В. П. 14, 47, 50, 60, 80, 87, 115, 118, 480
Кравцов В. А. 148, 261, 328, 342, 383
Краев С. А. 268, 269, 339, 378
Крайнов И. В. 377, 618, 621
Красавин А. В. 108
Красавин Д. П. 438
Красильник З. Ф. 329, 354
Красильникова Л. В. 265
Красников Д. В. 372, 591
Крахалев М. Н. 626
Кремис И. И. 626
Крен Т. **108**
Кривенко И. С. 192
Кривенков Т. И. 343
Кривко Л. А. 90
Кривобок В. С. 311, 319, 441
Кривокорытов М. С. 548
Криницина Т. П. 163
Кристовский К. Г. 439
Кричевский Д. М. 168
Криштопенко С. С. 325, 438
Крутянский Л. М. 180
Крыжановская Н. В. 344, 345, 360, 367
Крюков В. Л. 269
Крюков Р. Н. 459, 517, 255, 272
Кугаевский А. Д. 345
Кугель К. И. 143
Кудасов Ю. Б. 185, 195
Кудлис А. 92
Кудрин А. В. 255
Кудрявцев К. Е. 329, 354, 464, 265
Кудрявцева Е. О. 485
Кудряшов С. И. 390
Кудюков Е. В. 205
Кузин С. В. 542
Кузнецов К. Г. 130
Кузнецов М. А. 186, 245
Кузнецов Ю. М. 187
Кузнецова И. Е. 385
Кузнецова М. А. 188, 457
Кузнецова М. С. 276, 346, 451
Кузнецова П. Р. 61
Кузнецова Т. В. 175, 279, 423, 486
Кузьменков А. Г. 610
Кузьмин И. А. 347
Кузьмичев С. А. 64, 69, 82, 89
Кузьмичева Т. Е. 64, 69, 82, 89
Куковицкий Е. Ф. 220, 349
Кукушкин В. А. 65
Кукушкин И. В. 9, 266, 369, 376, 417, 432, 458
Кукушкин Ю. В. 65
Кулаковский В. Д. 348
Кулеш Н. А. 158
Кулик Л. В. 461
Куликов А. Б. 487
Куликов В. Б. 487
Кулинкин А. Б. 355, 610
Кунцевич А. Ю. 111, 323, 330, 349, 359, 471, 473, 481, 488
Куншин М. Е. 144
Куприянов М. Ю. 81, 105, 108
Курдюбов А. С. 446
Курин В. В. 66
Курицын Д. И. 177
Куркина И. И. 489
Курляндская Г. В. 137, 196, 213, 221
Курмачев Д. А. 350
Куртина Д. А. 288
Кутузов Л. В. 30, 31
Кучинов Д. А. 276
Кучинский В. И. 308, 418
Кучмижак А. А. 508
Кырова Е. Д. 172, 326, 501, 616

Л

Лаврина Е. С. 615, 622
Лавров С. Д. 228, 352
Лаврухина Е. А. 351, 438
Лаврушкина С. В. 547
Ладанова Ю. А. 610
Ладугин М. А. 293, 304, 308, 414, 418
Лаптева М. С. 189, 352
Лаптева Т. В. 634
Ларионов А. В. 461
Ларионов С. А. 67, 467
Латышев А. В. 307, 362, 363, 503, 626
Лахманский К. Е. 640, 649
Лебедев А. В. 613, 642, 644, 657
Лебедев А. И. 288
Лебедев Д. В. 490, 508
Лебедева Е. Д. 147, 352
Левахова А. Ю. 26, 212
Левин Р. В. 292
Левичев М. Ю. 28, 39, 56, 85, 113
Лемешевская Г. А. 375
Лендяшова В. В. 301, 460
Лепаловский В. Н. 205, 223, 244
Лесников В. П. 167, 255, 272, 517
Лесной М. А. 626
Ли О. А. 229, 250
Лизунова А. А. 322, 327, 353, 484
Линев А. В. 599
Линкова Т. М. 546
Линник Д. М. 626
Лихачев К. В. 491
Лобаев М. А. 268
Лобанов Б. В. 4492
Лобанов В. Е. 280
Лобанов Д. Н. 265, 329, 354
Лобанов Н. Д. 68, 96
Лобанов П. В. 493
Лобанова Е. Ю. 355
Лобов И. Д. 237
Лобода И. П. 542
Ловцюс В. А. 446
Ловцюс В. А. 356
Логачев М. Д. 572
Логинов А. Б. 501
Логинов Б. А. 501
Логинов Д. К. 356
Логинова М. М. 491
Логунов М. В. 190, 219
Ложкин М. С. 356, 446
Ломакин А. И. 15, 630, 643, 652
Ломов А. А. 115, 623
Ломоносов А. А. 40, 623
Ломоносова А. Д. 64, 69, 82, 89
Лопатин А. Я. 563
Лосев С. Н. 308, 418
Лубенченко А. В. 493, 497
Лубенченко О. И. 493, 497
Лубсанов В. Б. 603, 615, 622, 646
Лукашенко С. Ю. 494, 500
Лукоянов А. В. 224
Лукшина В. А. 137
Лукьянцев Д. С. 493, 497
Луценко Е. В. 367
Лучин В. И. 562
Лысак В. В. 292

Лычагина А. А. 70
Люблинская А. А. 71
Лютецкий А. В. 308, 418
Лядов Н. М. 247
Лямкин А. И. 133

М

Мавлявиев Т. И. 652
Мажорин Г. С. 600
Мажукина К. А. 336, 357, 370, 399, 430
Мазанов М. 635
Мазилкин А. А. 113, **472**
Мазуренко И. М. 408
Майдэбура Я. Е. 451
Майтама М. В. 400
Макаров И. В. 195
Макаров М. Э. 275
Макаров С. Н. 305
Макаров Ю. С. 626
Макарова Л. А. 209
Макарцев И. В. 380
Максимов А. А. 358
Максимова И. К. 163
Максимова К. Ю. 179
Максимовская А. А. 72
Малеванная Е. И. 59, 641
Малевская А. В. 364
Малеев Н. А. 610
Малеева Н. А. 105
Малехонова Н. В. 453
Малиева Е. М. 30, 31
Малкин Д. М. 73
Малышев И. В. 522, 527, 529, 547, 564, 586
Малышева Е. И. 191
Мамедов Н. Т. 241, 358
Мантузов А. В. 217
Манцевич В. Н. 192, 402
Манцуров Н. Д. 495, 626
Манышева А. А. 193
Мараховка И. В. 423
Маркелов А. С. 273
Маркин А. А. 224
Маркина М. А. 14, 60, 74
Марков Д. П. 434
Марков Л. К. 367
Мармалюк А. А. 293, 304, 308, 414, 418
Мартанов С. Г. 488
Мартовицкий В. П. 287
Мартышкин А. А. 194
Мартьянов А. К. 441
Маругин А. В. 396
Марченков В. В. 224
Марченкова Е. Б. 224
Марычев П. М. 75
Маслов Д. А. 195
Мастеров Д. В. 23, 480, 498
Масютин Д. А. 367
Матанин А. Р. 59, 641
Матвеев А. А. 318
Матвеев В. А. 575
Матвеев Г. А. 55, 112, 624
Матиенко Д. А. 359, 481, 473
Матюнина К. С. 339
Матюхин Н. Д. 548
Махлин Ю. Г. 117
Махов И. С. 344, 345, 360
Машанов В. И. 424
Машин А. И. 413
Машинский К. В. 361, 433
Медведев А. С. 89
Мезенцев Н. А. 540, 576
Мелентьев Г. А. 332
Мельников А. В. 108, 165
Мельников А. С. 10, 25, 41, 51, 53, 92, 97, 467
Мельников Г. Ю. 137, 196
Мельников С. А. 512
Мельниченко И. А. 367
Менщиков Р. В. 365
Меренцова К. А. 197, 237
Меркулин К. В. 423
Метлов К. Л. 198
Мехоношин Д. С. 256
Мигас Д. Б. 427
Мизеров А. М. 411
Микаева А. С. 501
Микулич В. В. 367
Милехин А. Г. 362, 363, 626
Милёхин И. А. 307, 362, 363
Милюшин Д. М. 331
Миляев М. А. 145, 163
Минаев А. А. 496
Минаев И. И. 311, 319
Минев Д. В. 490
Минеев С. М. 549
Миннуллин Р. Т. 275
Минтаиров А. М. 364
Минтаиров С. А. 344, 364
Миронов А. Ю. 77
Миронов В. Л. 235
Миронов Н. А. 312
Мирошниченко А. С. 372
Митетело Н. В. 228
Митрофанов А. В. 582
Михайленко М. С. 431, 529, 550, 551, 552, 558, 586, 563, 564, 565
Михайлин Н. Ю. 364
Михайлов А. Н. 378
Михайлов Д. А. 308, 418
Михайлов Н. Н. 284, 300, 305, 350, 357, 365, 370, 391, 399, 405, 430, 439, 464
Михалюк А. Н. 476, 477
Михеенков А. В. 143
Мишин А. В. 366
Мишина Е. Д. 139, 199, 352
Можаров А. М. 372
Моисеев А. А. 626
Моисеев К. М. 652
Моисеев Э. И. 344, 367
Моисеенко И. М. 368, 407
Молодцова Е. Л. 326
Монахов М. П. 195
Моргун Л. А. 323, 448
Моргунов Р. Б. 151, 200
Морозов А. А. 369
Морозов Е. В. 178, 201
Морозов И. В. 64, 78, 82
Морозов С. В. 304, 306, 357, 365, 370, 391, 430, 432, 464
Морозов С. В.
Морозов С. С. 529, 533, 536, 553, 586
Морозов С. В. 284, 336, 431
Морозова А. С. 485
Морозова Е. Е. 370, 378, 391, 431
Москалев Д. О. 57, 641
Москалев М. Е. 140
Москалева Д. А. 57, 641
Мотовилов К. А. 480
Мохов Д. В. 531, 554
Мудрый А. В. 415
Мумляков А. М. 8, 37, 55, 56, 90, 600, 612, 629, 625, 636
Муравьев В. М. 266, 368, 369, 371, 407, 417, 432, 458
Муравьев М. М. 203
Муратов А. В. 78
Муратов А. Е. 311
Мурзина А. В. 555

Мурзина Т. В. 161, 204
Мусабиров И. И. 178
Муслимов А. Э. 165
Мутилин С. В. 331, 495, 626
Мухин И. С. 372, 490, 508, 515
Мыльников В. Ю. 79, 308, 418
Мыльников Д. А. 408
Мыльцев В. Н. 408
Мяконьких А. В. 387

Н

Нажесткин И. А. 29, 95, 105, 110
Назаров А. А. 552
Назаров Г. П. 80
Назаров Р. С. 356
Намсараев Ж. Ж. 249
Напольский К. С. 61
Насибулин А. Г. 372, 480, 591
Насимов Д. А. 77, 307
Наумов А. А. 203
Наумов А. В. 572
Наумов М. А. 496
Наумова Л. И. 145, 163, 177
Нашаат М. 123
Неверов В. 108
Неверов В. Н. 303, 374, 388, 405
Невзоров А. А. 15, 343, 619, 627, 640, 649
Недоспасов И. А. 385
Нежданов А. В. 274, 278, 294, 375, 412, 413, 453, 581,
Неило А. А. 81
Некипелов С. В. 523, 556, 569, 574, 577
Нелюб М. С. 513
Нечаев Д. В. 309, 313
Нечай А. Н. 532, 557, 561, 562, 563, 568
Низаев А. Н. 205
Никаноров Е. А. 186
Никитин А. А. 308, 418
Никитин М. В. 287, 385
Никитина Е. В. 411
Никитов С. А. 214, 239, 249, 318, 219
Никитченков И. А. 64, 69, 82, 89
Николаев В. И. 144
Николаев Г. А. 376
Николаев Д. В. 489
Николаев Д. Н. 414
Николаев С. Н. 35, 157, 311, 319, 428
Николаева Е. Д. 229, 250
Николичев Д. Е. 453
Никольская А. А. 23, 378
Ниязов Р. А. 377
Новиков А. В. 320, 329, 354, 378, 384, 420, 449, 462
Новиков В. Б. 204
Новиков И. И. 308, 418,
Новиков И. Л. 628
Носов А. П. 197, 237
Носов П. А. 71
Носов Ю. Г. 144
Нуждин В. И. 167
Нураев Д. М. 442
Нураев Д. С. 298, 379
Нургазизов Н. И. 206, 485

О

О’Коннелл Ж. 179
Оболенский С. В. 396, 380
Образцова А. А. 344
Образцова Е. Д. 480
Объедков А. М. 577, 578
Обыденнов Д. В. 629, 636, 648
Ованнисян Р. А. 467
Овсянников Г. А. 427
Овчаров А. В. 212
Ожегов Р. В. 343
Окулич В. И. 381
Окулич Е. В. 381
Ооржак Ч. Б. 137
Орлов О. В. 9, 376
Орлова А. Н. 177, 207
Орлова Н. Н. 382
Осипов Н. Н. 56
Осколкова Т. О. 261, 383
Оськин И. Д. 550, 551, 558, 586
Отроков М. М. 19
Охапкин А. И. 268

П

Павлов А. Ю. 277, 344
Павлов Д. В. 508
Павлов И. Н. 15, 630, 650
Павлов Н. С. 212
Павлов О. Н. 497
Павлов С. А. 23, 498
Павлов С. И. 434
Павлова А. Ю. 163
Павлова Т. В. 469, 499
Палецких П. А. 390
Палицин А. В. 431
Памятных Л. А. 256
Панина Л. В. 164
Панкратов И. О. 559
Панов Д. К. 83, 108
Панфилов А. С. 437
Папылев Д. С. 308, 418
Парамонов М. Е. 118
Парафин А. Е. 23, 167, 459, 480, 498
Парфенов М. В. 49, 84
Пасынкова А. А. 137
Патраков Е. И. 279
Паулкина Я. Н. 370, 430
Паульс В. 525, 530, 535, 537, 559, 560, 588
Пахомов А. В. 596, 597
Пахомов Г. Л. 312
Пашенькин И. Ю. 113, 177, 147, 207, 208, 218, 225, 243,
Пашин Д. С. 16, 614, 631, 651
Пашкеев Д. А. 311
Перваков К. С. 69, 89, 212
Перевалов Т. В. 424
Перекалов А. А. 561, 562, 563, 568, 532
Перетокин А. В. 384, 420, 449
Пермяков Д. В. 342
Перов Н. С. 209
Перова Н. Н. 209
Перцов А. А. 542
Першина Е. А. 472
Пестов А. Е. 431, 522, 547, 550, 551, 552, 558, 563, 564, 565, 586
Пестов Е. Е. 85
Петраков Е. В. 564
Петров А. С. 260, 307
Петров М. И. 251
Петрова А. О. 566, 567, 575
Петрова Д. В. 568
Петрова О. В. 523, 569, 574, 577
Петрушков М. О. 281
Петухов Н. А. 346
Пивоварова А. А. 344, 367
Пирогов Е. В. 531, 554
Пискунов А. В. 563
Пихтин Н. А. 302, 308, 338, 414, 416, 418
Пичахчи С. В. 494, 500
Планкина С. М. 459, 274
Платонов Б. Р. 489

Платонов В. В. 195
Платонова М. Ю. 288
Плетнёв В. В. 501
Плешков Р. С. 589, 570
Плохов Д. И. 184
Пляшечник А. С. 613
Погосов А. Г. 406
Погосов В. В. 86, 598, 613, 632, 644
Подгаецкий К. А. 308, 418
Подкопаев А. В. 293
Подлесный А. С. 640, 649
Подопригора В. В. 308, 418
Подоскин А. А. 414
Позднякова В. И. 66
Покровский В. Я. 287, 385
Полевой К. Б. 27
Полищук О. В. 368, 433
Полковников В. Н. 162, 521, 522, 534, 536, 538, 539, 547, 549, 564, 566, 567, 570, 571, 579, 581, 589, 590
Пологов И. Е. 47, 87
Полозов В. И. 59, 641
Полулях Н. С. 91
Полушкин Н. И. 218
Полькин А. В. 88
Полянский А. М. 600
Понамарев Е. В. 496
Понкратова Д. В. 316
Пономарёв Д. С. 386
Понтис С. Н. 69, 82, 89
Попов В. В. 361, 450
Попов В. Г. 633
Попов В. П. 387
Попов Н. Л. 555
Попов С. Д. 388, 405
Попова О. Г. 425
Порохов Н. 624
Порохов Н. В. 37, 56, 90
Поташин С. О. 79, 284, 333, 389
Похабов Д. А. 406
Прасолов Н. Д. 531, 554
Преображенский В. В. 281, 362
Преображенский В. Л. 180, 189, 199
Пригода К. В. 434
Приползин С. И. 28
Приходченко А. В. 188, 457
Приходько К. Е. 30, 31, 502
Прищепа А. Р. 111
Прищепа О. О. 626
Проглядо В. В. 145, 163
Протасова С. Г. 472
Прошин Ю. Н. 11
Прудкогляд В. А. 26, 111, 323, 488
Пряхина В. И. 390
Пташенко А. С. 210
Пугач Н. Г. 91
Пугачев М. В. 111, 349
Пудалов В. М. 212
Пузанов А. С. 380, 396
Путилов А. В. 92
Путято М. А. 281, 362
Пятаков А. П. 228

Р

Рабинович Д. С. 19
Рагозин Е. Н. 545, 572, 544
Радзивончик Д. И. 175, 279
Разакова А. А. 640
Разова А. А. 370, 391, 430
Разорёнов Ф. А 22, 44, 93
Райхер Ю. Л. 229
Ракшун Я. В. 576, 585
Рауцкий М. В. 142
Рафиков А. С. 634
Рахлин М. В. 289, 392, 621
Рахманов А. Л. 393
Рахманов Е. О. 64, 78, 82
Ращенко С. В. 585
Рева А. А. 542
Ревин Л. С. 28
Резник А. Н. 394
Резник Р. Р. 301, 440, 395
Ремесник В. Г. 305, 365
Ремизов С. В. 86
Репин П. Б. 195
Реунов Д. Г. 527, 547, 553, 573, 579, 589
Речкунов С. Н. 626
Рогило Д. И. 307, 503
Рогинский Е. М. 313
Рогов М. А. 396
Родионенко К. А. 635
Родионов Д. А. 317, 318, 397
Родионов И. А. 57, 59, 513, 641, 645
Родионов Я. И. 653
Родионова В. В. 179
Родичев Д. Ю. 108, 467
Родригес Д. Х. 398
Родякина Е. Е. 363, 384, 449, 462, 503
Рожков А. В. 393
Рожков С. А. 423, 501
Розанов Н. Н. 267, 596, 597
Романов С. С. 652
Ромашкин Р. В. 642, 657
Россоленко А. Н. 601
Рощин Б. С. 552
Рудаков К. И. 80
Рудаков С. Д. 626
Руденко К. В. 387
Руденко Н. Ю. 94, 106, 122, 600, 116
Ружицкий В. И. 72
Румянцев В. В. 262, 304, 306, 336, 357, 370, 391, 399, 430, 464
Румянцев Е. Л. 296
Русалина А. С. 137, 213, 221
Русецкий В. С. 423
Рутковский В. О. 523, 569, 574, 577
Рыбкин А. Г. 509
Рыков А. 624, 636
Рыков И. Е. 277, 400
Рыльков В. В. 157
Рычихина Е. Д. 312
Рябенков И. А. 448
Рябов Д. А. 453
Рязанов В. В. 29, 95, 105

С

Сабиров Т. Р. 86, 611, 637
Савин К. А. 311, 319
Савинов Д. А. 23, 39, 68, 85, 96
Савинский С. С. 638
Савченков П. С. 570
Садаков А. В. 26, 42, 212
Садовников А. В. 193, 194, 210, 214, 215, 227
Саенко А. В. 401
Саиджонов Б. М. 402
Саитов Ш. Р. 402
Салахова Н. С. 348
Салий Р. А. 364
Салихов Х. М. 421
Салтыкова Д. Ю. 385
Салтыкова Д. А. 216
Сальников В. Д. 179
Самарин А. Н. 217
Самарин С. С. 633, 639
Самарцев И. В. 273
Самолыга А. А. 403
Самородский А. В. 504
Самохвалов А. В. 97, 467
Самсонова А. С. 404
Самулионис А. С. 543

Самченко С. В. 209
Сандаков Н. С. 374, 388, 405
Сандуляну Ш. В. 639, 646, 654
Сапегин А. А. 275
Саповский И. М. 156
Сапожников И. Д. 494, 500
Сапожников М. В. 130, 132, 139, 147, 180, 189, 199, 207, 208, 218, 225, 243
Саранин А. А. 476, 477
Сарвадий С. А. 475
Сарвадий С. Ю. 478
Саркисян А. А. 429
Сарыпов Д. И. 406
Сафин А. Р. 318
Сафонов С. С. 219, 249
Сафронов А. Н. 576
Сахин В. О. 220, 349
Сахоненков С. С. 528, 575
Сбойчаков А. О. 393
Свалов А. В. 137, 213, 221
Свинцов Д. А. 368, 407, 408
Свиридов Д. Е. 319
Святодух С. С. 15, 104, 619, 627, 630, 640, 643, 649, 650
Сгибнев Е. М. 70
Седов А. А. 576
Седов Е. А. 99, 505
Седых К. О. 640, 649
Сеидов С. С. 606
Селезнев В. А. 260, 495, 626
Селезнёв В. М. 340
Селезнёва Н. В. 221
Селемир В. Д. 195
Селиверстов С. В. 98
Селина К. А. 222
Селищев С. В. 170, 171
Семено А. В. 217
Семенов А. 15
Семёнов А. В. 104
Семенов А. Г. 111
Семенов А. В. 54, 102
Семенов А. Н. 313
Семенова С. В. 223, 244
Семиков Д. А. 294, 431
Семин В. О. 99, 505
Сёмкин В. А. 408
Семянникова А. А. 224
Сергеев Е. В. 645
Сергеев М. А. 105, 599, 639
Сергеев М. Э. 376
Сергиенко Е. С. 144
Сергунова В. А. 506, 516
Сибирев Н. В. 409, 410
Сивков В. Н. 523, 556, 569, 574, 577, 578
Сивков Д. В. 574, 577
Сидельников М. С. 61, 99, 241, 505
Сидоренко А. С. 100, 114, 240
Сидоренко К. В. 375
Сидоров Г. Ю. 300
Симаков В. А. 414
Симаков И. А. 600
Симдянова М. А. 252
Симчук Н. И. 129
Синицкая О. А. 411
Сиротина А. П. 472
Ситников А. В. 157
Ситников С. В. 503
Скандаков Р. Н. 523, 569, 574, 577, 578
Скворцов И. В. 424
Скворцов М. А. 12, 48, 88
Скориков М. Л. 330
Скороходов Е. В. 207, 243, 225, 329, 568
Скрылев А. А. 278, 294, 375, 412, 413
Скрябина О. В. 61, 108, 467
Слипченко С. О. 308, 302, 338, 414, 416, 418
Слободской А. С. 24
Смагина Ж. В. 320, 384, 415, 462
Смарагдов Д. С. 302
Смертин Р. М. 547, 571, 579, 589
Смирнов А. И. 226
Смирнов А. М. 402
Смирнов В. А. 285, 398, 401
Смирнов Д. С. 192, 321, 451, 452
Смирнов Н. С. 57, 59, 641
Смирнова Е. А. 472
Смирнова И. П. 367
Смолина Е. О. 449
Снегирев А. В. 101
Соболева О. И. 507
Содатенкова М. 15
Соколов Н. С. 355, 480, 610
Соколова З. Н. 416
Соколова М. С. 417
Соколова Ю. Р. 102
Соколовский Г. С. 79, 259, 284, 308, 370, 418
Солдатенкова М. Д. 103, 104, 650
Солизода И. А. 175
Соловых И. А. 419
Соловьев А. Д. 643
Соловьев А. А. 642, 657
Соловьев В. В. 9
Соловьев И. И. 16, 81, 105, 631
Соловьев М. А. 69
Соловьев П. С. 94, 106, 122
Соловьева А. А. 57, 641
Солодовник М. С. 271, 345, 360
Соломатов Л. С. 107, 122
Соломонов Н. А. 490, 508
Солянов А. А. 227
Сорокин Д. А. 80
Сотничук С. В. 61
Сошников И. П. 292, 409
Стависский Г. Л. 632, 644
Степаненко А. А. 607
Степанов И. А. 645
Степанов Л. В. 548
Степанов М. А. 228
Степина Н. П. 172, 616
Степихова М. В. 384, 420, 449
Степучев Е. А. 523, 569, 574
Столяр С. В. 229, 250
Столяров В. 108
Столяров В. А. 356
Столяров В. В. 91
Столяров В. Л. 30, 31
Столяров В. С. 27, 38, 46, 61, 67, 70, 83, 99, 114, 203, 240, 467, 480, 496, 505
Стрелков И. С. 195
Стрелков М. В. 40, 623
Ступак М. Ф. 305
Супрун С. П. 172, 326, 616
Сурдин О. М. 195
Суродин С. И. 626
Сусов Е. В. 365
Сутормин В. С. 626
Сутурин С. М. 355, 610
Сухих А. С. 172, 616
Сухоруков А. В. 609, 620
Сухоруков Ю. П. 237
Сыромятников В. Г. 231

T

Тааев Т. А. 232
Тагиров Л. Р. 421
Таланов М. В. 479, 480
Таланов Ю. И. 109, 212

Тараненко А. В. 362
Тарасенко С. А. 233
Тарасенко Т. Н. 234
Тарасов А. В. 509
Тарасов В. Е. 341
Тарасов М. А. 40, 74, 126, 623
Тарасова И. Е. 22, 110
Таркаева Е. В. 111, 330
Тартаковский И. И. 358
Тархов М. А. 9, 37, 55, 56, 90, 121, 600, 612, 624, 625, 629, 636, 648
Таскаев С. В. 178
Татаринцев А. А. 623
Татарский Д. А. 162, 166, 235, 580
Теджетов В. А. 150
Телегин А. В. 237
Телегин К. Ю. 304
Телышев В. Д. 170
Телышев Д. В. 171
Терентьев А. 115
Терехов А. Г. 339
Терёшина И. С. 238
Терещенко О. Е. 172, 279, 326, 423, 501, 616
Тетельбаум Д. И. 23, 378, 381
Тимонина А. В. 36, 382
Тимофеев В. А. 424
Тимченко С. Г. 397
Тинюкова Т. С. 112
Титов А. С. 239
Титов С. В. 239
Титова Е. И. 425
Титова М. И. 425
Титова Н. 15
Титова Н. А. 54, 425, 619, 627, 630, 640, 643, 650
Титова Н. И. 103
Титова С. Г. 279
Титченко А. Н. 324, 425
Тиходеев С. Г. 426
Тихонова О. В. 419
Ткачук Д. Е. 390
Тогушова Ю. Н. 58
Толкач Н. М. 510, 511
Толмачева В. В. 246
Толстобров А. Е. 639, 646
Томинов Р. В. 285, 398
Томош К. Н. 344
Торопов А. А. 309, 313, 610, 621
Торопов М. Н. 534, 547, 586
Травкин В. В. 312, 339
Третьяков И. В. 43, 80
Третьякова У. С. 523, 569, 574, 577
Трофимов И. В. 8, 90, 600, 636
Тругенбергер К. А. 77
Трунькин И. Н. 287
Трусов Л. А. 468
Трусов М. А. 510, 511
Труфанов С. А. 380
Трушин В. Н. 274
Тулина Н. А. 601
Тумашев В. С. 331, 626
Тупчая А. Ю. 476, 477
Турбин А. В. 626
Туркин Я. В. 91
Турпак А. А. 188, 457
Туруткин К. В. 388, 405
Турыгин А. П. 470, 512
Тюленев П. В. 581
Тюменев Р. 114, 240
Тютвинов В. А. 241

У

Убыйвовк Е. В. 409, 410
Ужаков И. Н. 365
Уласевич Б. А. 553
Ульев Г. Д. 427
Ульянов Д. Ю. 645
Умхаева З. С. 238
Усеинов Н. Х. 242
Усманов И. И. 428, 441
Усов Н. А. 150
Усольцев А. С. 26
Успенская Ю. А. 491
Успенский Ю. А. 125
Уставщиков С. С. 23, 113
Устименко Р. В. 332, 429
Устинов А. Б. 647
Устинов В. В. 145, 163
Уточкин В. В. 357, 370, 391, 430, 431
Учаев А. Д. 205
Учаев М. В. 491
Ушаков Д. В. 277, 291

Ф

Фадеев М. А. 284, 370, 391, 430, 432, 464
Фатеев Д. В. 361, 433, 450
Фатыхов И. Т. 638
Федина Л. И. 415
Федичкин Л. Е. 632, 644
Федоров А. С. 219, 249
Федоров В. В. 362, 372, 515
Федоров Г. П. 608, 615, 622, 639, 646, 655
Федоров Д. В. 279
Федорова А. А. 249
Федорова Е. С. 434
Федосенко Е. В. 172, 326, 616
Федосов И. С. 344
Федотов И. А. 161, 189, 204, 207, 208, 225, 243, 354, 568
Федотов М. С. 87
Федянин А. А. 246, 337, 392, 591
Фейзер К. А. 626
Фельде А. А. 319
Фельштын М. Л. 494, 500
Фешина М. А. 89
Фещенко А. А. 223, 244
Фещенко Р. М. 582
Филатов Я. А. 181
Филатова Е. О. 528, 541, 566, 567, 575, 583
Филиппенко Л. В. 14, 47, 60, 80, 87, 105
Филиппов А. В. 195
Филиппов А. Д. 484
Филиппов И. А. 625, 629, 636, 648
Фирсов Ан. А. 545
Фирсов Д. А. 332, 429
Фирсов Д. Д. 424
Флоря И. Н. 619, 627, 640, 649
Фокин Д. А. 513
Фоминский М. Ю. 60, 105, 126
Фоминых Н. А. 344, 360
Фомичёв С. А. 435
Фрадкин Б. В. 114, 240
Фраерман А. А. 186, 245
Франк А. И. 584
Фролов А. С. 203, 496, 509
Фролов А. Ю. 246
Фролов Н. Ю. 436, 441, 544
Фудин Д. Г. 98

Х

Хабибуллин Р. А. 270, 277, 290, 291, 344, 400
Хазанова С. В. 437
Хайбуллин Р. И. 247
Хайретдинова Д. Р. 164
Хан Ф. В. 14, 50, 60, 115, 480

Хан Э. Р. 94, 116, 122
Ханас А. Р. 146
Хапаев М. М. 105
Харавинин В. А. 117
Харин Е. В. 150
Харитонский П. В. 144, 169
Хизриев К. Ш. 232
Хилай К. И. 630, 650
Хисматуллин Г. С. 105
Хомицкий Д. В. 351, 438, 651
Хомленко Д. Н. 507
Хомяков Ю. В. 576, 585
Хохлов Д. Р. 277, 445, 439
Хранилов В. П. 487
Хребтов А. И. 395
Хренов М. М. 105
Хромых Д. В. 47
Хрошин Д. А. 647
Хрыкин О. И. 268, 269, 339
Худченко А. В. 80
Хыдырова С. Ю. 652

Ц

Цан Д. Р. Т. 363
Царев А. В. 362
Цветков А. Ю. 26
Цветков А. А. 454
Цветкова А. В. 653
Цырлин Г. Э. 301, 395, 440, 460
Чаплик А. В. 52
Чареев Д. А. 42, 109
Чеканова Л. А. 156
Чекмазов С. В. 472
Чекушкин А. М. 50, 74, 115, 118, 126, 623
Ченцов С. И. 436, 441
Чермошенцев Д. А. 280
Черненко А. В. 298, 379, 442
Черненко Н. Е. 271, 345, 360
Черников А. Н. 162
Черницкая М. Д. 604
Чернов А. И. 91, 200, 251, 261, 328, 443, 455, 605
Чернов В. А. 576, 585
Чернов Е. Д. 224
Чернов М. Ю. 445
Чернова К. С. 607
Чернодубов Д. А. 119
Чернопицский М. А. 319
Черноусов Н. Н. 188, 457
Черных И. А. 447, 448
Чернышев А. К. 550, 551, 558, 587, 547, 564, 565, 586
Чернышева М. В. 372
Чернышова Т. А. 145, 163
Черотченко Е. Д. 308, 418
Чертовских А. А. 588
Честнов И. Ю. 148
Чигарев С. Г. 165
Чигинева А. Б. 453
Чиглинцев Э. О. 261, 455
Чижова А. А. 444
Чистяков Д. В. 308, 418
Чичков В. И. 94, 106, 116, 122, 600
Чичков М. В. 600
Чмырь С. Н. 439, 445
Чубурин Ю. П. 112
Чудакова Т. А. 600
Чуйкин О. А. 120
Чукашев Н. В. 239
Чукеев М. А. 446
Чукланов А. П. 206
Чумаков Н. К. 447, 448
Чуприн И. А. 449
Чурин С. А. 39
Чхало Н. И. 521, 529, 530, 532, 533, 534, 536, 538, 547, 550, 551, 553, 557, 558, 561, 562, 564, 565, 568, 571, 573, 579, 581, 586, 589, 590
Чхартишвили Л. С. 170

Ш

Шабанов А. В. 408
Шабанов С. Ю. 447, 448
Шабельникова Я. Л. 514
Шаблов Ю. С. 552
Шагалиев Р. М. 626
Шайблер Г. Э. 423
Шайхайдаров Р. Ш. 13
Шайхулов Т. А. 249
Шалеев М. В. 384, 378, 420, 449, 462
Шалыгин В. А. 332
Шамарина А. А. 450
Шамахов В В. 302, 338
Шамирзаев Т. С. 451, 452
Шандыба Н. А. 271, 345
Шаненко А. 75, 108
Шапошников Р. А. 529, 536, 538, 567, 571, 581, 590
Шарипова М. И. 246, 591
Шарков А. И. 436, 471, 544
Шаров В. А. 301, 515
Шатохин А. Н. 545, 572
Шахназарян В. А. 342
Шацкий А. Ф. 585
Шварцман В. Д. 453, 454
Швец П. В. 179
Шевлюга В. М. 314, 469, 474, 499
Шевченко А. Р. 625, 648
Шевырин А. А. 406
Шевякова К. В. 455
Шеин К. В. 324, 425, 605
Шелаев А. В. 70
Шелковников А. С. 572
Шелушинина Н. Г. 303, 374
Шенгуров Д. В. 370, 378, 384, 391, 431, 449, 462
Шенцев А. М. 456
Шерешевский И. А. 66
Шерстобитов А. А. 390
Шерстюкова Е. А. 506, 516
Шестаков В. А. 58
Шестаков Д. В. 375, 412, 413, 453
Шестопалов Р. А. 188, 457
Шефтель Е. Н. 150
Шибалов М. В. 8, 37, 55, 56, 112, 624, 625, 629, 648
Шикин А. М. 509
Шилов А. И. 64, 78, 82
Шилов Т. А. 491
Шинко И. С. 458
Широких Н. С. 459
Широков Д. Е. 641
Шитиков А. Е. 280
Шитов С. В. 94, 106, 107, 122, 116
Шишкин А. Г. 38, 61, 67, 70, 467
Шкапина А. С. 272, 459, 517
Шкаруба В. А. 540, 576
Шкляев А. А. 406
Шлыков П. Ю. 654
Шмагин В. Б. 378
Шмаков Г. А. 488
Шмонина О. И. 645
Шмытько И. М. 601
Шнейдман Я. Т. 608, 611, 655
Шоболов Е. Л. 626
Шоболова Т. А. 626
Шорохов А. С. 337, 392
Шохонов Д. А. 367
Шохрина А. О. 229, 250

Шредер Е. И. 224, 279
Штром И. В. 409, 410
Штыгашев А. А. 33
Шубина К. Ю. 531, 554, 411
Шубина Т. В. 289, 309, 313, 621
Шубник А. А. 383
Шуваев А. М. 432
Шугабаев Т. 301, 460
Шуклин Ф. А. 251
Шукринов Ю. М. 73, 123
Шульга В. В. 572
Шулятев Д. А. 472
Шуплецов А. В. 349
Шур В. Я. 470, 512, 518
Шуравин Н. С. 22
Шустин М. С. 7, 124
Шутаев В. А. 421
Шушканов И. В. 414

Щ

Щеглов Д. В. 307, 503
Щелкачев Н. М. 125, 143
Щепетильников А. В. 8, 376
Щербачев К. Д. 623
Щигарев Д. А. 461

Э

Эдельман В. С. 126
Эрнст А. 279

Ю

Юнин П. А. 23, 162, 167, 268, 269, 329, 339, 354, 394, 487, 552, 565
Юрасов А. Н. 252
Юрасов Д. В. 384, 462
Юрин В. А. 626
Юров В. М. 39
Юртова Е. И. 375, 453
Юсипова Ю. А. 222, 253, 254
Юсупов Р. А. 74, 126
Юсупов Р. В. 421
Юсупов Р. Д. 105, 656
Юшков А. А. 158, 221, 244

Я

Яблонский А. Н. 304, 320, 378, 420, 462
Явсин Д. А. 475
Яговкина М. А. 313
Яишенкина О. Д. 274
Яковкина Л. В. 331, 495
Яковлев Д. Р. 451
Яковлев Д. С. 105, 110
Яковлев З. А. 463
Яковлев И. А. 142
Яковлев Ю. П. 421
Яковлева А. А. 255
Якубов А. О. 510
Якубов М. Р. 312
Якубова А. А. 490
Якунин М. В. 405
Якушев М. В. 300
Ямбулатов Д. С. 543
Янилкин И. В. 421
Яновская А. С. 19
Янушкевич Н. А. 256
Янцер А. А. 284, 370, 430, 432, 464
Ярмошенко Ю. М. 175
Ярополов Т. А. 642, 657
Ярославцев Р. Н. 229
Яроцкая И. В. 304, 308, 418
Яснев Н. Ю. 193
Ясюлевич И. А. 163

ИФМ РАН

Основан 28 сентября 1993 года

Институт физики микроструктур РАН - филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»

ИФМ РАН - место, где идеи воплощаются в жизнь! Уникальные лаборатории, современное научное оборудование, ведущие учёные и передовые исследования, опубликованные в высокорейтинговых журналах!

ИФМ РАН всегда открыт для сотрудничества и совместных проектов! Присоединяйтесь к нам, чтобы вывести научные исследования на новый уровень!

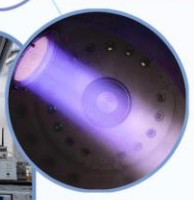
ИФМ РАН: от идеи до её экспериментальной реализации

Формирование структур:

- эпитаксиальные установки: МЛЭ, МОГФЭ;
- прецизионная ионная обработка;
- магнетронные и лазерные распылительные системы и др.

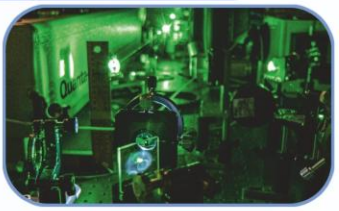


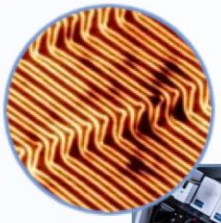


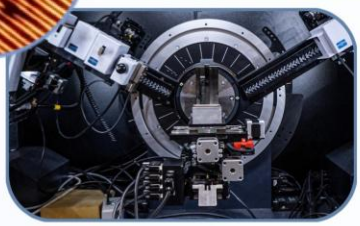


Аналитические методы исследования:

- рентгеновская рефлектометрия и дифрактометрия высокого разрешения,
- зондовая и электронная микроскопия,
- измерения люминесценции,
- исследования транспортных свойств и др.

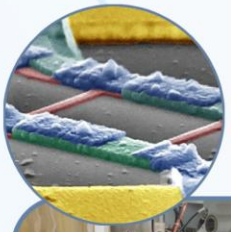




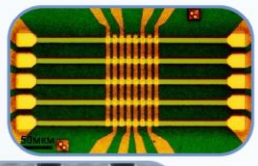


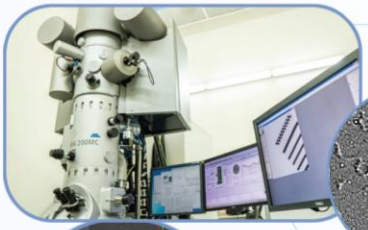
Установки послеростовой обработки:

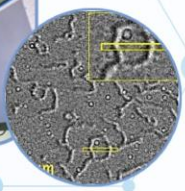
- оптическая и электронная литография,
- ВИМС,
- осаждение металлов,
- плазмохимическое и ионное травление,
- растровая микроскопия и др.

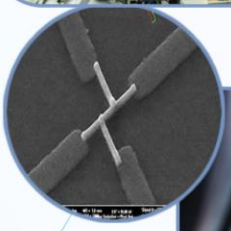


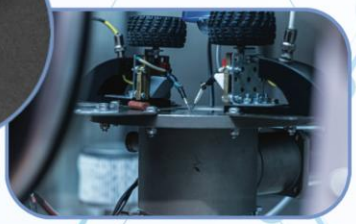




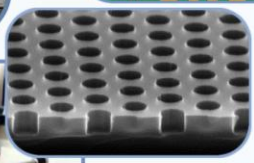












Ежегодно ИФМ РАН проводит Симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника»!

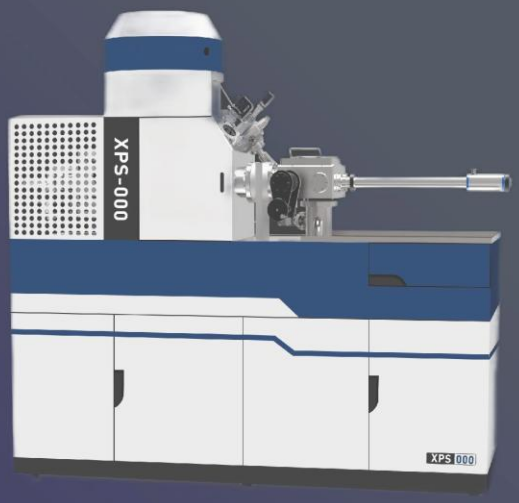


603087, г.Нижний Новгород, д. Афонино, ул. Академическая д.7.
Тел: +7 (831) 417-94-65

Узнайте больше на сайте http://www.ipmras.ru

Advatex

advatex.ru

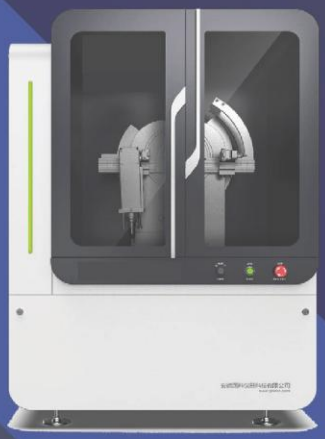


Вакуумные системы для анализа поверхности

XPS, ARPES, NAP-XPS, SPM, PEEM/LEEM, HAXPES, AES, MBE, UPS, SIMS и другие

Насосы, компоненты и комплектующие вакуумных систем

Системы позиционирования, манипуляторы и трансляторы



Рентгеновские спектрометры и дифрактометры (XRD, XAFS, SAXS, WAXS, USAXS, GISAXS, GIWAXS, BioSAXS и другие)

Настольные порошковые дифрактометры

Дифрактометры с точечным и линейным детектором и высоким разрешением для анализа тонких пленок

Системы исследования тонкой структуры спектров рентгеновского поглощения

Монокристальные дифрактометры

Системы малоуглового рентгеновского рассеяния



Источники излучения, испарители и детекторы

Рентгеновские, УФ, ионные и плазменные источники

Электронные источники и электронно-лучевые испарители

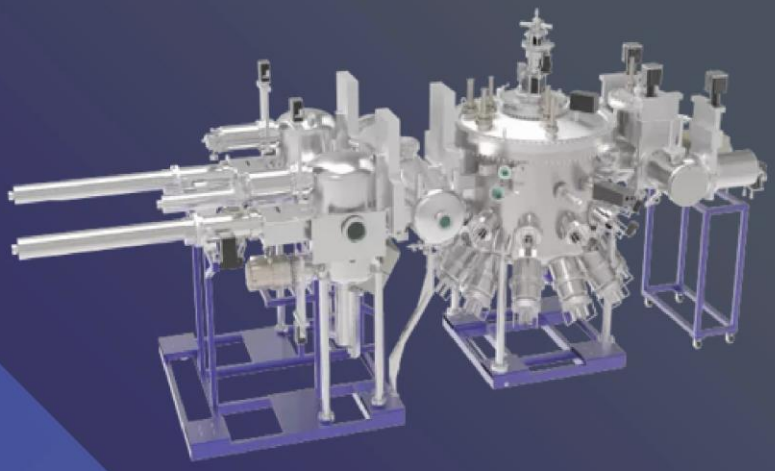
Рентгеновские детекторы и детекторы электронов

ООО «Адватекс»
Тел.: +7 (499) 964-47-00
e-mail: sales@advatex.ru

providing advanced technologies

Advatex

advatex.ru



Системы формирования тонких пленок

Электронно-лучевые системы
Системы магнетронного напыления
Системы ионного распыления
Системы травления
Системы осаждения из газовой фазы



Пробоподготовка

Металлографические шлифовочные/ полировочные машины
Металлографические отрезные станки
Металлографические запрессовщики
Установки нанесения проводящих покрытий
Системы ионного утонения образцов



Термообработка и термоанализ

Системы Вакуумной Термообработки:
Искровое плазменное спекание
Горячее изостатическое прессование
Дуговая плавка
Закалка, пайка, сварка
Спиннингование
Рост кристаллов
Газофазное осаждение и др.
Системы Термоанализа (TDA, DSC, STA, TMA и др.)

ООО «Адватекс»
Тел.: +7 (499) 964-47-00
e-mail: sales@advatex.ru

providing advanced technologies

АкадемВак

Технологии под ваши задачи: от идеи до производства

ООО «АкадемВак» — ведущий разработчик и производитель вакуумных установок для нанесения тонкопленочных покрытий. Наши решения охватывают широкий спектр задач — от лабораторных исследований до промышленного производства.

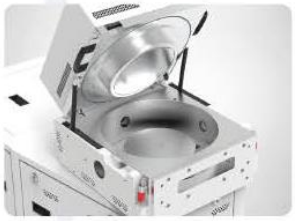
Вакуумные установки для напыления



Мы предлагаем серийные установки PVD, CVD и гибридных технологий для осаждения металлов, диэлектриков, получения функциональных слоёв и производства ЭКБ:

- Компактные (LAB) – для исследовательских целей
- Универсальные (UNI) – с различными технологическими источниками
- Промышленные (PRO) – для серийного производства (для подложек 60x48 и 30x48 мм)
- Кластерные (CLUSTER) – для микроэлектронной промышленности (для пластин до 200 мм)
- Сверхвысоковакуумные (UHV) – с предельным давлением 10^{-11} Торр

Адаптируем конструкцию установок под Ваше техническое задание и реализуем любое наполнение: от технологических устройств до систем управления и аналитики.



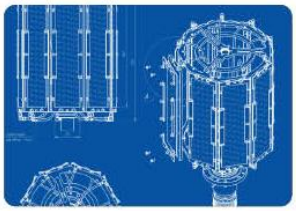
Установки травления

Мы разрабатываем установки плазмохимического, ионного и комбинированного травления, характерных для современной микроэлектроники. Наши системы подходят для работы с Si/SiO_2, A^3B^5, металлами, диэлектриками, полимерами и DLC-плёнками. Конструктивная схема камер обеспечивает анизотропные профили, контроль скорости травления и стабильность параметров.



Испытательное оборудование

Мы изготавливаем установки имитации космического пространства и термовакуумных испытаний (ТВИ) для тестирования элементов космических систем и материалов специального назначения. Такие камеры обеспечивают низкие и высокие температуры, глубокий вакуум и имитацию солнечного излучения.



НИОКР и ОКР

Мы реализуем R&D работы, включая создание установок осаждения и травления, разработку и отработку технологий по осаждению покрытий, создание аналитического, метрологического и оптического оборудования.
ООО «АкадемВак» является соисполнителем в реализации проектов Минпромторга по созданию установок для химико-механической планаризации (ХМП) и эллипсометрии.

Инженерные услуги

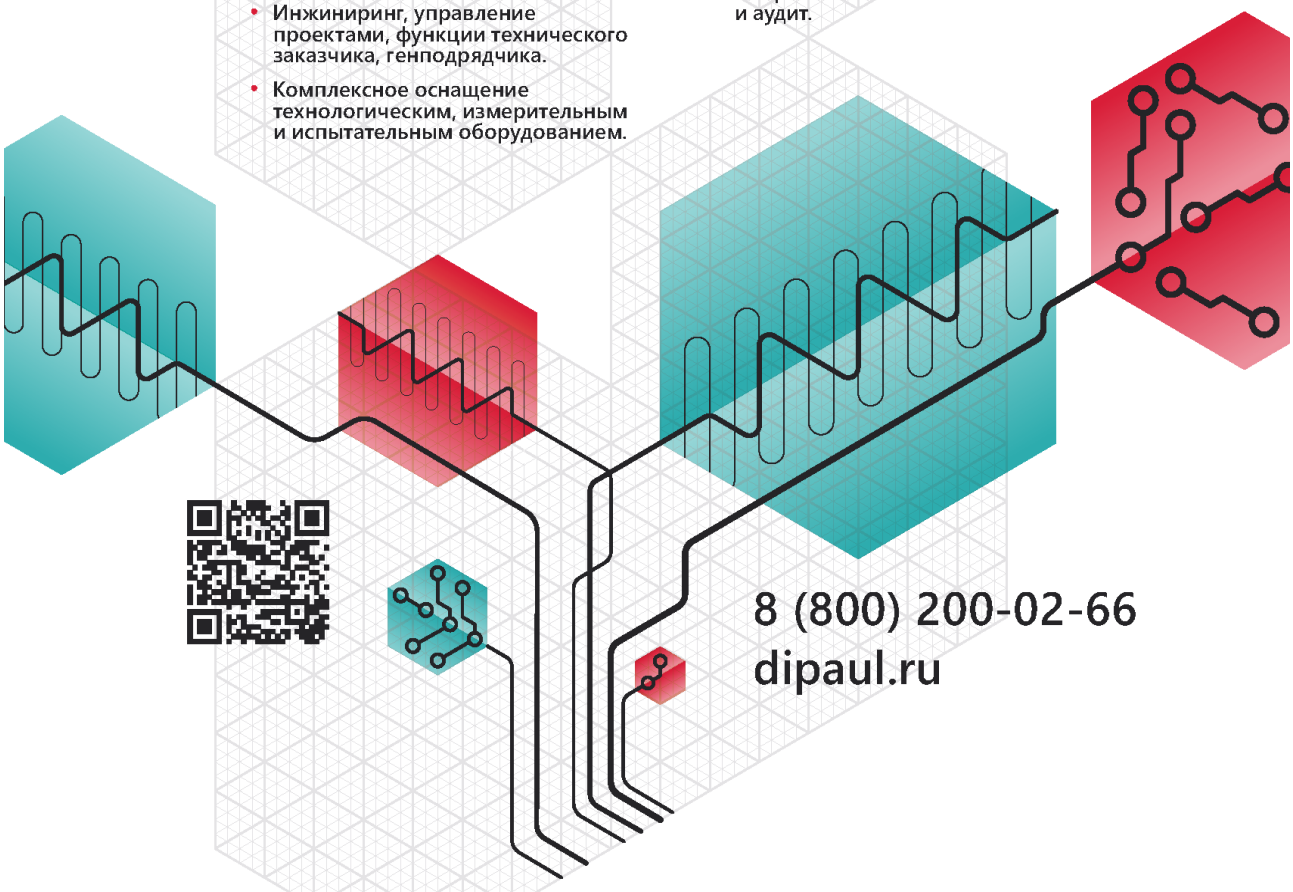
- Диагностика, ремонт и модернизация советского и зарубежного вакуумного оборудования
- Реверс-инжиниринг сложного импортного оборудования
- Гелиевое течеискание (выезд на площадку к заказчику)
- Разработка и изготовление узлов на заказ
- Консультации инженеров-технологов

academvac.ru info@academvac.ru +7 (383) 375-04-27

ДИПОЛЬ

ИНЖИНИРИНГ В ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

- Решение ключевых задач при создании и техническом перевооружении промышленных предприятий.
- Поиск инновационных технологий и их адаптациюдля промышленного комплекса России.
- Проектирование и строительство производственных помещений, инженерных сетей и коммуникаций.
- Инжиниринг, управление проектами, функции технического заказчика, генподрядчика.
- Комплексное оснащение технологическим, измерительным и испытательным оборудованием.
- Научно-технический и технологический консалтинг.
- Аудит производственных процессов предприятий, внедрение стандартов и методов контроля качества.
- Образовательные и обучающие программыдля специалистов предприятий.
- Метрологический консалтинг и аудит.



8 (800) 200-02-66

dipaul.ru



НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС
КРИОГЕННАЯ ТЕХНИКА
АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО

Вакуумные криогенные насосы — используются для получения сверхчистого вакуума

Криогенное оборудование — это изделия для производства, хранения, транспортировки и газификации криогенных жидкостей (кислорода, азота, аргона, метана)

Микрокриогенная техника — системы, использующиеся для охлаждения элементов инфракрасной техники, криогенной электроники, сверхпроводящих устройств и других объектов

Запорно-регулирующая и предохранительная арматура для газов и жидкостей (включая криогенные)

АО «НТК «Криогенная техника»-
одино из лидеров по созданию криогенного оборудования

АО «НТК «Криогенная техника» имеет большой опыт по разработке, производству и поставке вакуумных криогенных насосов и криорефрижераторов Гиффорда-Макмагона на базе отечественных комплектующих, обеспечивает проведение монтажных и пусконаладочных работ, гарантийное и послегарантийное сервисное техническое обслуживание на договорной основе в течение всего срока эксплуатации оборудования, а также после выработки ресурса осуществляет капитальный ремонт и модернизацию.
Предприятие располагает собственной производственной базой.
Готовы разработать и изготовить модификации крионасосов и криорефрижераторов по Вашим индивидуальным требованиям.
Основные заказчики в России — предприятия «Ростеха», «Росатома», «Роскосмоса», компании «Микрон», «ВЗПП-Микрон», Объединённый институт ядерных исследований (ОИЯИ).
Крионасосы используются на современных научных установках в рамках программы исследований по управляемому термоядерному синтезу в НИЦ «Курчатовский институт» г. Москва и Институте ядерной физики СО РАН, г. Новосибирск.





(3812) 26-47-41, 29-51-71

АО «НТК «Криогенная техника»
644105, г. Омск, ул. 22 Партсъезда, 97, корп. 1
E-mail: info@cryontk.ru
Факс: (3812) 61-71-43, 26-48-26

АТОМНО-СИЛОВЫЕ МИКРОСКОПЫ N-LEKTA

Серия N-lekta объединяет атомно-силовые микроскопы, сканирующие зондовые и гибридные системы, которые обеспечивают исследование структуры, свойств и поведения материалов с высоким пространственным разрешением.



N-lekta LR200 — атомно-силовой микроскоп для промышленного наноанализа.

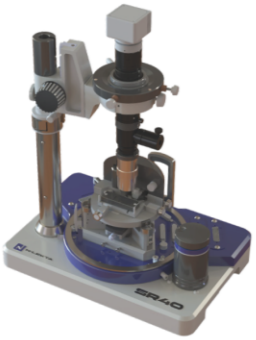
Ключевые особенности

- Универсальный наноразмерный анализ
- Интеллектуальная автоматизация
- Нанометровая точность

ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ LR200

Диапазон сканирования XYZ	90x90x9 мкм (±10%)
Диапазон моторизованного перемещения образца по осям X, Y	200x200 мм
Максимальный размер образца (ДхШхВ)	200x200x30 мм
Максимальная скорость позиционирования	5 мм/с
Точность позиционирования в плоскости XY ≤	1 мкм

N-lekta SR40 — модульная сканирующая зондовая система для решения широкого спектра научно-исследовательских задач.



Ключевые особенности

- Адаптивность и открытая архитектура
- Широкий набор методов измерений
- Масштабируемость и интеграция
- Работа в контролируемых условиях
- Точные количественные измерения

ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ SR40

Диапазон сканирования XYZ	100x100x10 мкм (±10%)
Ручное перемещение образца с помощью микрометрических винтов по осям X, Y	Диапазон 5x5 мм
Максимальный размер образца (ДхШхВ)	40x40x30 мм
Видеомикроскоп с плавным увеличением	Макс. разрешение 3 мкм

INFO@XILLECT.RU
+7 (495) 604-10-13
105425, Г. МОСКВА, УЛ. НИКИТИНСКАЯ, Д. 10

XILLECT.RU

MWave

ООО «МВЭЙВ» — ведущий производитель сверхвысокочастотной микроэлектроники в России

Производство в России

Работаем для вас: от постановки задачи до идеального результата

Более 20 лет опыта в области высокочастотной электроники

Диапазон частот: 50 — 600 ГГц



Генераторы СВЧ и терагерцового излучения

Частота	Мощность	Коэффициент умножения	Выходной порт
50 - 75 ГГц	+15 дБм	x4	WR-15
75 - 110 ГГц	+13 дБм	x6	WR-10
110 - 170 ГГц	+3 дБм +10 дБм	x12	WR-6
170 - 260 ГГц	+6 дБм	x16	WR-4.3
180 - 230 ГГц	+5 дБм +10 дБм	x12	WR-4.3
220 - 330 ГГц	+4 дБм	x18	WR-3
330 - 500 ГГц	-4 дБм	x36	WR-2.2

Детекторы СВЧ излучения и мощности

Частота	10 МГц - 40 ГГц	50 - 75 ГГц	75 - 110 ГГц	110 - 170 ГГц
Чувствительность	1000 В/Вт	4000 В/Вт	3000 В/Вт	2000 В/Вт

Модули СВЧ и миллиметрового диапазона

- Малошумящие СВЧ усилители
- Мощные СВЧ усилители
- Активные СВЧ умножители частоты
- Пассивные СВЧ умножители частоты
- Балансные смесители СВЧ
- Широкополосные аттенюаторы
- Детекторы СВЧ излучения
- Согласованные волноводные нагрузки
- Фарадеевские изоляторы
- Аттенюаторы



MWave

ООО «МВЭЙВ»
www.emwave.ru

Московская обл., г. Черноголовка
ул. Академика Осипьяна, д. 2

Телефон: (495) 969-45-95
E-mail: info@emwave.ru

Общество с ограниченной ответственностью

«ПОЛИКЕТОН»

603009, г. Нижний Новгород, ул. Батумская, д.7А, пом. 308

ОГРН 1157746483553 ИНН 7723393081КПП 526101001

www.polyketon.rue-mail:info@polyketon.ru

Предприятие разрабатывает и производит микротоннажную химию, в том числе для предприятий микроэлектронной промышленности – поставки на АО «МИКРОН», ЗНТЦ, СП «КВАНТ».

С 2022 года компания консолидирует свои компетенции в разработке мемристивных нейроэлектронных устройств, нейроморфных архитектур и занимается созданием системы автоматизированного проектирования для их разработки (MemriLab), пассивных мемисторных устройств.

Компания ООО "Поликетон" производит фоторезисты для микроэлектроники, в том числе HSQ — высокоразрешающий фоторезист, применяемый в нанолитографии благодаря способности создавать структуры с размерами менее 10 нм и низкой шероховатостью поверхности. Он обеспечивает стабильность образуемых структур, устойчивость к химическому и плазменному травлению.

Создание мемристивных элементов, изготовленных с использованием метода электронной литографии

Проведенны работы по подбору режимов формирования двухслойной резистивной маски PMMA/HSQ с использованием метода электронной литографии для создания мемристивных элементов. Проведены СЭМ исследования литографированных структур и выбраны оптимальные режимы для изготовления мемристивных структур с латеральными размерами в диапазоне 90 – 250 нм в рамках заданной топологии. Разработан и апробирован технологический процесс изготовления КМОП-интегрированных мемристивных элементов с латеральными размерами в диапазоне 90 – 250 нм с применением методов магнетронного распыления, безмасочной оптической литографии, ионного травления и электронной литографии.

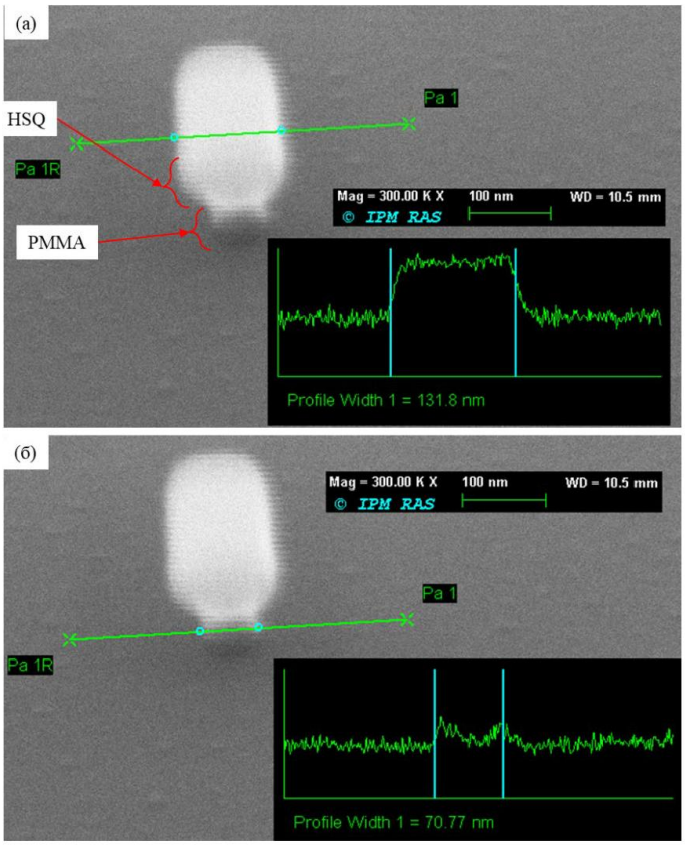


Рисунок 1 - СЭМ изображения двухслойной резистивной маски PMMA/HSQ с размерами 130x130 нм (размер, заданный в шаблоне), электронный пучок ориентирован под углом 70°к поверхности образца: (а)указаны латеральные размеры верхнего слоя резистивной маски - HSQ, (б) указаны латеральные размеры нижнего слоя - PMMA. СЭМ снимки полученыс помощью растрового электронного микроскопаCarl Zeiss SUPRA 50 VP.

СОЗДАНЫ ПО ПЕРЕДОВЫМ ТЕХНОЛОГИЯМ

ИМПУЛЬСНЫЕ Nd:YAG ЛАЗЕРЫ

- Длины волн 1064, 532, 355, 266 и 213 нм
- Энергия в импульсе до 4 Дж
- Частота повторения импульсов до 10 кГц
- Встроенный измеритель энергии
- Компактный корпус
- Производство Республика Беларусь



Удобство эксплуатации · Высокая надёжность · Гарантированный сервис

Компания «СЛС Прайм Технолоджи» объединила ведущих специалистов в области разработки и производства лазерной техники, с целью обеспечения отечественных рынков инновационным оборудованием.

Особое внимание мы уделяем созданию лазеров с диодной накачкой, намеренно размывая границы их использования между научными и промышленными применениями. Мы уверены, что наши продукты могут преуспеть в обоих сферах.

AZURITE – наша первая и успешная модель этого класса, генерирующая наносекундные импульсы. Лазер обеспечивает энергию импульса **до 160 мДж** и частоту их повторения **до 30 Гц** в полностью «сухом» дизайне.

Межсервисный интервал AZURITE увеличенный **до 1 млрд.** импульсов делает его лучшим выбором не только для решения широкого спектра научно-исследовательских задач, но и для промышленных машин, работающих **24/7**.

Критичные компоненты **только отечественного производства** гарантируют надежную и долговременную сервисную поддержку.

Более подробную информацию Вы можете получить у наших специалистов по e-mail или телефону:

+375 (17) 382-00-55
sales@sls-prime.com
www.sls-prime.com

SLS
PRIME TECHNOLOGY

"НАУКА"

Центр Технического Сопровождения

Адрес: 129626, Россия, Москва,
ул. Маломосковская, 22, стр. 1, «Технопарк»
Телефон: +7 (499) 322 06 62
Моб.: +7 (926) 422-93-04
E-mail: n.emelyanov@cts-nauka.ru

ЦЕНТР ТЕХНИЧЕСКОГО СОПРОВОЖДЕНИЯ «НАУКА» ОБРАЗОВАНА В 2013 ГОДУ И ЗАНИМАЕТСЯ ПОСТАВКОЙ И ОБСЛУЖИВАНИЕМ НАУЧНОГО ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ ЛАБОРАТОРИЙ, РЕШАЯ СЛЕДУЮЩИЕ ЗАДАЧИ:

+ разработка комплексного решения под задачи пользователя, в том числе поставка оборудования, разработанного по индивидуальным проектам;
+ поставка, запуск и обслуживание оборудования;
+ объединение приборов от разных производителей в единый комплекс;
+ поставка всех необходимых расходных материалов;
+ гарантийное и постгарантийное обслуживание.

Криогенное оборудование:

ARS, Q, CIA CRYO INDUSTRIES OF AMERICA, INC.



+ оптические криостаты замкнутого цикла, проточные, сверхвысоковакуумные, с низким уровнем вибраций, криостаты с шахтной загрузкой образца в обменном газе

SHI Cryogenics Group +



+ криогенные рефрижераторы, крионасосы, гелиевые компрессоры

CRYOGENIC +



+ сверхпроводящие магниты, вибрационные магнетометры, станции для измерения физических свойств

LINKAM



+ столики для микроскопии с задаваемой температурой / давлением

SMC



+ + ожижители гелия, системы очистки газообразного гелия, криогенные трубопроводы, жидкостные насосы и арматура, генераторы жидкого азота, сосуды Дьюара, криллеры

Leiden Cryogenics

BLUEFORS



+ рефрижераторы растворения He3/He4

Вакуумное оборудование:

Leybold

EDWARDS

PFEIFFER VACUUM +



+ пластинчато-роторные насосы, спиральные насосы, турбомолекулярные насосы

YUNMU VAC TECH +



+ вакуумные камеры и вакуумная арматура

Измерительное оборудование:

Zurich Instruments

KEITHLEY A Tektronix Company



+ синхронные усилители, генераторы и измерители электронных сигналов

ABB



+ газовые и изотопные анализаторы

ThermoFisher SCIENTIFIC +

EDINBURGH INSTRUMENTS



+ спектрометры

HORIBA + +

NETZSCH



+ термические анализаторы

www.scientific-technology.ru | www.nauka-shop.ru | www.lgrinc.ru | www.cryoindustries.ru

NTEGRA SPECTRA

Активная Фотоника

ОДНОВРЕМЕННОЕ И КОЛОКАЛИЗОВАННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗЦОВ МЕТОДАМИ СЗМ И МИКРОСКОПИИ/СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА.

ПОЛНЫЙ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ИССЛЕДУЕМОГО ОБРАЗЦА.

КОМПЛЕКТУЕТСЯ РАМАНОВСКИМ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМ КОНФОКАЛЬНЫМ МИКРОСПЕКТРОМЕТРОМ СОБСТВЕННОГО ПРОИЗВОДСТВА LS RamBo 620

- Сканирующая зондовая микроскопия (более 40 методов)
- Оптическая микроскопия и конфокальная лазерная (Рэлеевская) микроскопия
- Конфокальная рамановская микроскопия
- Конфокальный флуоресцентный анализ – изображение и спектроскопия
- Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия (СБОМ)
- Зондово-усиленная рамановская/ флуоресцентная спектроскопия (TERS, TEPL)
- Контролируемые условия измерений (температура, жидкость, электрохимическая среда)



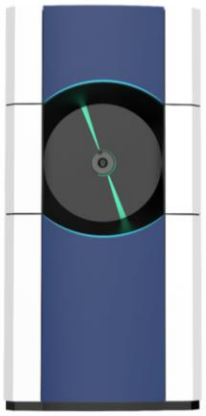
ПЕРЕДОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ
В ОТЕЧЕСТВЕННОМ ПРИБОРОСТРОЕНИИ
+74993906678
INFO@ACTIVE-PHOTON.COM
WWW.ACTIVE-PHOTON.COM
РОССИЯ 124460, МОСКВА, Г. ЗЕЛЕНОГРАД,
ПАНФИЛОВСКИЙ ПР-КТ, Д. 10, П. 44Н/2



IQSCAN HEM
Высокоскоростной SEM
1.5 нм при 1 кВ SE
10 мс/пиксель



IQSCAN FIB55
Двухлучевой микроскоп FIB-SEM
0.9 нм при 15 кВ SE / SEM
3 нм при 30 кВ SE / FIB



IQSCAN TEM120
Просвечивающий
электронный микроскоп
0.14 нм при 120 кВ



IQSCAN F40
Базовый SEM с катодом Шоттки
1 нм при 15 кВ SE

ИНСКАН

Сканирующая электронная микроскопия
Просвечивающая электронная микроскопия
Оборудование для пробоподготовки



IQSCAN F50
SEM сверхвысокого разрешения
0.7 нм при 15 кВ SE



IQSCAN W21
Упрощённая модель термоэмиссионного SEM
3 нм при 30 кВ SE



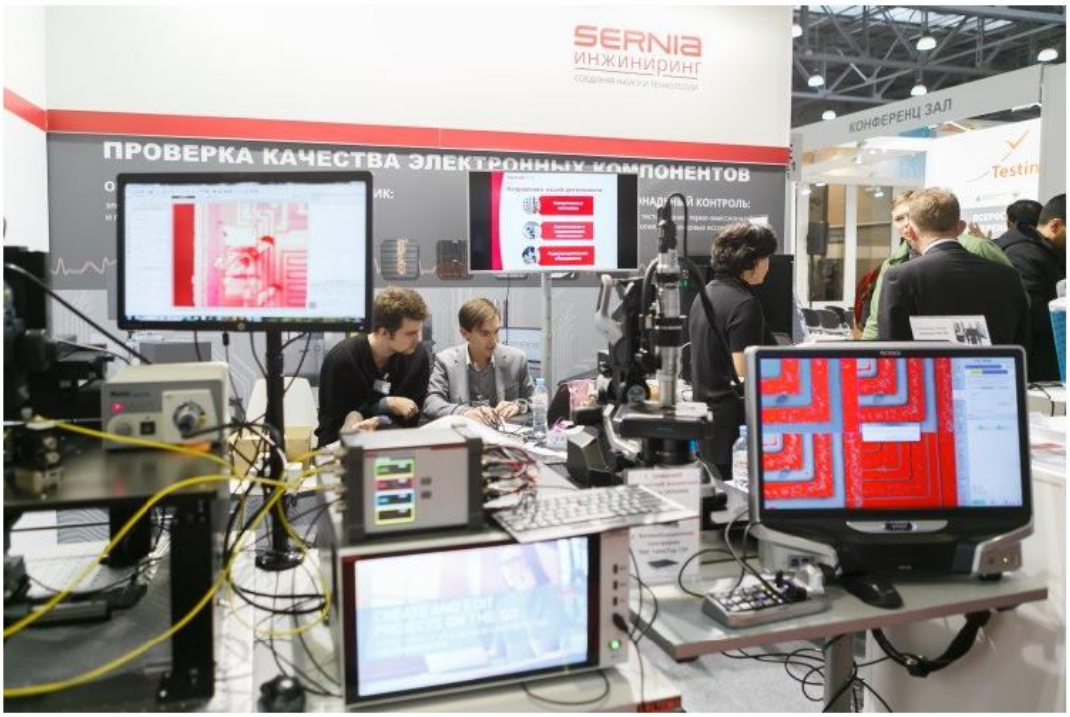
IQSCAN W32
Базовый термоэмиссионный SEM
3 нм при 30 кВ SE



IQSCAN W33
Термоэмиссионный SEM высокого разрешения
2.5 нм при 15 кВ SE

Демонстрационные залы:
Москва, Денисовский переулок, д.26
Санкт-Петербург, 2-й Муринский проспект, д.36
info@inscan.ru

О КОМПАНИИ



ООО «Серния Инжиниринг» специализируется на разработке решений и поставке высокотехнологичного оборудования для измерений и исследований в области микроэлектроники.

Спектр услуг, предлагаемых компанией: подбор оборудования под задачи заказчика, прединсталляционное обследование помещений, доставка, монтаж, запуск оборудования, обеспечение гарантийного обслуживания, обучение персонала, методическая поддержка, проведение исследований микросхем на предмет анализа отказов для предприятий микроэлектроники.

Компания поставляет широкий спектр оборудования: осциллографы, анализаторы спектра, генераторы функций и сигналов, мультиметры, электрометры, источники питания, антенны, безэховые камеры, оборудование для анализа отказов, электронные и оптические микроскопы, оборудование для виброзащиты и подавления электромагнитных помех, системы декапсуляции и плазменной обработки поверхности, литографические системы, зондовые станции и др.

КОНТАКТЫ:

Тел.: +7 (495) 204 13 17

E-mail: office@sernia.ru

Сайт: www.sernia.ru



ЗАВОД ПРОТОН

МИКРОСКОП СКАНИРУЮЩИЙ

ЗОНДОВЫЙ «СММ-2000»

Единственный в мире зондовый микроскоп, летающий в космосе в виде спутника Земли, работающий в перчаточных и горячих камерах атомных реакторов и внутри термоядерного реактора ТОКАМАК.



+7 (495) 364-60-93 | z-proton.ru | microscopy.su | b-loginov@mail.ru

ВСТРОЕННАЯ ВИБРОИЗОЛЯЦИЯ И ВЫСОЧАЙШЕЕ РАЗРЕШЕНИЕ

В базовой комплектации показывает атомы пиролитического графита в режиме сканирующей туннельной микроскопии.
Для качественного осмотра малых и больших объектов микроскоп имеет сканеры с разными размерами полей по X/Y/Z.

Микроскоп предоставляет уникальную возможность сборки его и разборки — для встраивания в различные системы и для лучшего обучения, выдерживая сборки-разборки до 12 лет в учебных классах

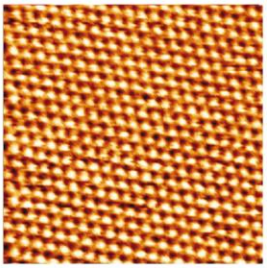


Микроскоп СММ-2000 работает со стандартными зондами-кантилеверами, имеет 3 основных режима сканирующей туннельной, полуконтактной и контактной атомно-силовой микроскопии, а также более 25 дополнительных режимов по снятию карт различных физических характеристик.





- Увеличение от 2 тыс. до 10 млн. крат
- Разрешение вплоть до АТОМОВ
- Трехмерный вид поверхности
- Измерение размеров от 0,2 нм до 40 мкм
- Распределение размеров зерен
- Анализ шероховатости до 0,2 нм
- Техподдержка 24/7 на «микроскоп.su»
- Серийный выпуск в России
- Для точных производств, науки и университетов
- Надежен даже для обучения в школах!



АТОМЫ ПИРОГРАФИТА
кадр 8,8×8,8 нм



ШЛИФ СТАЛИ, кадр 10×10 мкм,
шероховатость Ra = 0,007 мкм

Микроскоп позволяет: отсканировать поверхность в выбранной точке образца, снять образец с микроскопа, воздействовать на образец тем или иным способом, например, напылить, протравить или облучить, обратно установить образец в микроскоп и просканировать ту же с нанометровой точностью ранее выбранную точку на образце.

ООО «ТЕРОС»

ООО «Терос» - ведущий поставщик высокотехнологичного оборудования, расходных материалов для науки, образования и промышленности. Компания предоставляет услуги предмонтажной подготовки, гарантийного и постгарантийного сервиса

Комплексные решения для микроскопии

Световая микроскопия

- Прямые микроскопы
- Инвертированные микроскопы
- Стереоскопические микроскопы
- Конфокальные и микроскопы для работы в ИК- диапазоне
- Камеры и аксессуары





Электронная микроскопия

- Микроскопы электронные просвечивающие Himera
- Микроскопы электронные сканирующие напольные Himera
- Микроскопы электронные JEOL
- Микроскопы электронные Hitachi
- Микроскопы электронные сканирующие настольные (СЭМ,SEM)
- Атомно- силовая микроскопия
- Пробоподготовка и аксессуары для электронной микроскопии
- Запчасти для электронной микроскопии
- Диагностика и техническое обслуживание

Сервисные услуги

Предмонтажная подготовка

Гарантийное сервисное обслуживание

- Монтаж/Демонтаж оборудования
- Запуск оборудования
- Проверка и настройка оборудования
- Инструктаж пользователей по эксплуатации оборудования
- Инструктаж персонала заказчика по сервисному сопровождению
- Наблюдение за оборудованием при эксплуатации
- Осуществление рекомендованного технического обслуживания
- Ремонт оборудования

Постгарантийное сервисное обслуживание

- Монтаж/Демонтаж оборудования
- Диагностика оборудования /
- Регламентные работы
- Поставка запасных частей
- Ремонт оборудования
- Модернизация оборудования
- Инструктаж пользователей
- Консультации по списанию оборудования

www.teros.pro
bra@teros.pro
т. +7 920 02 34 562

TIRPHOTONICS
terahertz and infrared photonics

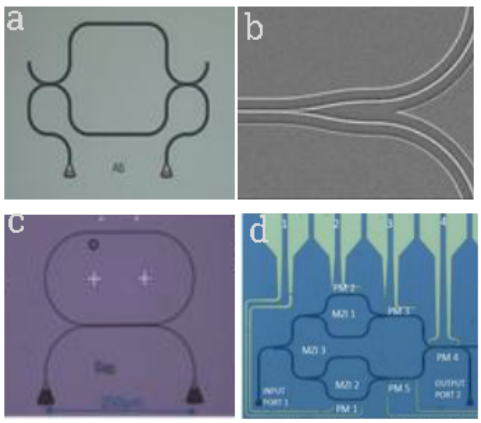
We specialize in advanced THz/IR photonics, Superconducting Hot Electron Bolometers (SHEB), cutting-edge Quantum Photonic Integrated Circuits (QPICs), and high-performance Schottky-based integrated circuits.

Superconducting Hot Electron Bolometers



- Wide operating range: 0.1 THz ~ 100 THz
- Fast response time ~100 ps
- Low NEP ~ 10^{-14} W/$Hz^{1/2}$
- Turnkey HEB system solution:

Cryocooler, control electronics, and HEB device included



Quantum Photonic Integrated Circuits

- Waveguides: transmission losses: ~ 2.7 – 3 dB/cm at 1.55 µm
- Focusing grating coupler: Coupling efficiency ~ 20 - 30 % at 1.55 µm
- O-ring resonators: Insertion losses < 1 dB at 1.55µm, Q-factor > 250 000

Custom cryogenic system



Official Distributor of Bama Superconducting Technology

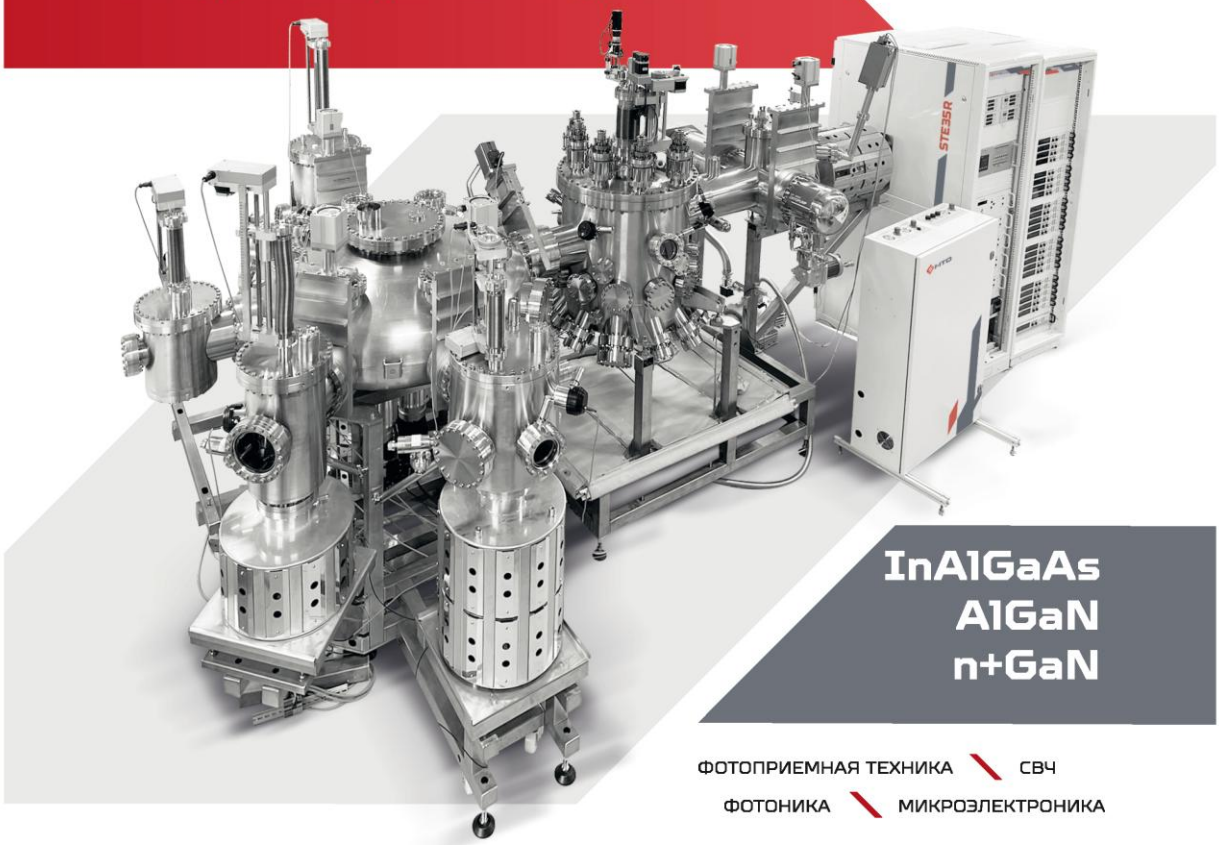
- Cryocooler system, guaranteed base temperature < 2.5 K
- High-efficiency water-cooled compressor
- Tailor-made cryogenic system design

Web page

Contact us: *info@tirphotonics.com*

STE35R

РОБОТИЗИРОВАННАЯ ПЛАТФОРМА МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ ДЛЯ ВЫРАЩИВАНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР НА ПОДЛОЖКАХ ДИАМЕТРОМ ДО 150 ММ



InAlGaAs
AlGaN
n+GaN

ФОТОПРИЕМНАЯ ТЕХНИКА \ СВЧ
ФОТОНИКА \ МИКРОЭЛЕКТРОНИКА

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ИСТОЧНИКИ



Вентильный источник As
с зоной крекинга
Объем загрузки — 500 см³



Источник Ga/Al/In с двузонным
нагревом и тиглем типа SUMO
Объем загрузки — 150, 300 см³

СДЕЛАНО В РОССИИ

+7 (812) 601-06-05
sales@semiteq.ru
www.semiteq.ru

АО «НТО»
194156, г. Санкт-Петербург,
пр-кт Энгельса, д. 27

Акметрон

реализуем сложные измерительные проекты с 2012 года
для ведущих госпредприятий страны: ОПК, концернов, учреждений РАН и вузов

Основные направления работы:

- **Комплексное оснащение лабораторий** и производственных предприятий
- **Профессиональное обучение** персонала и техническая поддержка
- **Сервисное обслуживание** и ремонт оборудования
- **Калибровка и диагностика** измерительных приборов
- **Производство** специализированной ESD-мебели для промышленности
- **Поставки** измерительного и испытательного оборудования

Оборудование топовых проихводителей

EXFO, KEYSIGHT TECHNOLOGIES, VIAVI, mks, SIMTRUM, Anritsu
АКМЕТЕХ, YOKOGAWA, LUNA, SALUKI TECHNOLOGY, RIGOL, ROHDE&SCHWARZ
santec, APEX TECHNOLOGIES, THORLABS, HAMAMATSU, Fujikura, A·P·E

Основные направления работы:

01. Оптические анализаторы спектра
02. Оптоэлектронные зондовые станции с охлаждением и нагревом образца в вакууме
03. Решения для анализа фотонных интегральных схем
04. Монохроматоры-спектрографы широкого диапазона
05. Производственное оборудование для объемной, волоконной, полупроводниковой и интегральной фотоники
06. Измерительные решения для телекома (BERT, анализаторы дисперсии и др.)
07. Терагерцовая фотоника
08. Высокоточные источники и приемники излучения
09. Оборудование для характеризации излучателей и приемников, приборов освещения
10. Оптомеханика (доступен демо-набор), оптические столы
11. Подбор компонентов для массового производства

Анализаторы оптического спектра

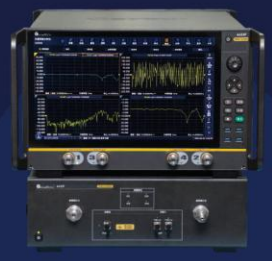
- Акметех
- Yokogawa
- Apex
- Anritsu
- Zepren Solutions (ex. Aragon Photonics)



- **Рабочие диапазоны:** от VIS (350 нм) и телеком (600 1700 нм) до ИК (5+мкм)
- **Разрешение:** от стандартного (50 пм) до сверхвысокого (10 МГц / 0,08 пм)
- **Динамический диапазон:** свыше 70 дБ
- **Чувствительность:** измерение сигналов до -90 дБм

Анализ оптических компонентов

- Акметех
- Keysight
- Luna
- Zepren Solutions (ex. Aragon Photonics)



- **Измеряемые параметры:** поолный набор (IL, RL, PDL, GD, CD) за одно сканирование
- **Динамический диапазон:** свыше 100 дБ (в режиме высокой чувствительности)
- **Гибкость:** подбор кастомных решений под специфические компоненты и задачи

OTDR/OFDR

- Акметех
- EXFO
- Luna
- Viavi



- **OFDR-решения для сверхвысокого разрешения (от 1 мкм) и OTDR для полевых измерений (от 0.5 м)**
- **Динамический диапазон:** OTDR: до 50 дБ (тестирование линий свыше 200 км)
- **Длины волн:** стандартные (850 / 1310 / 1550 / 1625 / 1650 нм), по запросу

Источники излучения

- Акметех
- Santec
- Keysight
- Precilasers
- Solar



- **Перестраиваемые лазеры** (TLS), DFB (ширина линии <100 кГц), широкополосные (ASE, SLED), высокомощные CW и др.
- **Диапазоны:** покрытие O, C, L диапазонов (1260 - 1650 нм) и других по запросу
- **Выходная мощность:** широкий выбор от 1 мВт (0 дБм) до > 100 мВт (20 дБм), высокомощные решения

Радиофотоника

- Акметех
- Rigol
- Keysight
- Keithley



- **Ключевые приборы:** осциллографы (дискретизация > 100 Гвыб/с), генераторы (низкий фазовый шум), ВАЦ, источники-измерители
- **Полоса частот (РЧ):** работа с сигналами от DC до 67 ГГц, 110 ГГц и выше
- **Комплексные решения:** формирование тестовых стендов "под ключ", включая зондовые станции