

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования “Национальный исследовательский технологический
университет “МИСиС”

На правах рукописи

Головчанский Игорь Анатольевич

**Динамика магнитного момента в гибридных
системах сверхпроводник-ферромагнетик**

1.3.8 – Физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Научный консультант

д. ф.-м. н., проф.

Рязанов Валерий Владимирович

Москва – 2022

Оглавление

| | |
|--|-----------|
| Введение | 7 |
| Глава 1. Ферромагнитный резонанс в структурах сверхпроводник-ферромагнетик на чипе | 19 |
| 1.1. Введение | 19 |
| 1.2. Ферромагнитная резонансная спектроскопия с использованием сверхпроводящего волновода на чипе | 20 |
| 1.2.1. Описание эксперимента | 22 |
| 1.2.2. Тестовые измерения ферромагнитного резонанса в тонкопленочных структурах пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) | 25 |
| 1.2.3. Ферромагнитный резонанс в тонкопленочных структурах разбавленного ферромагнетика $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ | 27 |
| 1.2.4. Выводы | 30 |
| 1.3. Влияние поверхностных напряжений и сверхпроводящей вихревой фазы на ферромагнитный резонанс в двухслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик | 31 |
| 1.3.1. Описание эксперимента | 33 |
| 1.3.2. Результаты измерений | 34 |
| 1.3.3. Ферромагнитный резонанс в системе ЖИГ-ниобий при $T > T_c$. Магнитные свойства пленок ЖИГ при криогенных температурах. | 36 |
| 1.3.4. Ферромагнитный резонанс в системе ЖИГ-ниобий при $T < T_c$. Влияние сверхпроводящего критического состояния ниобия на спектр ФМР | 45 |
| 1.3.5. Выводы | 49 |
| 1.4. Спектроскопия ферромагнитных микроструктур с использованием сверхпроводящего резонатора | 50 |

| | | |
|--------|---|----|
| 1.4.1. | Описание эксперимента | 52 |
| 1.4.2. | Результаты измерений | 55 |
| 1.4.3. | Пределы применимости сверхпроводящих резонаторов для изучения резонансных явлений отдельных ферромагнети- ков | 64 |
| 1.4.4. | Выводы | 66 |
| 1.5. | Спектроскопия ферромагнитных микроструктур с применением распределенного S-I-S джозефсоновского перехода | 67 |
| 1.5.1. | Описание гибридного устройства | 71 |
| 1.5.2. | Результаты моделирования | 75 |
| 1.5.3. | Выводы | 85 |

| | | |
|-----------------|---|-----------|
| Глава 2. | Законы дисперсии спиновых волн в структурах сверх- проводник-ферромагнетик | 86 |
| 2.1. | Введение | 86 |
| 2.2. | Спин-волновой резонанс в двухслойной структуре сверхпровод- ник-ферромагнетик | 87 |
| 2.2.1. | Описание эксперимента | 87 |
| 2.2.2. | Наблюдение спин-волнового резонанса в двухслойной струк- туре сверхпроводник-ферромагнетик | 89 |
| 2.2.3. | Определение природы спин-волнового резонанса | 91 |
| 2.2.4. | Микромагнитное моделирование динамики магнитного мо- мента в двухслойной структуре сверхпроводник-ферро- магнетик | 93 |
| 2.2.5. | Выводы | 98 |
| 2.3. | Моделирование законов дисперсии спиновых волн в тонкопленоч- ных структурах сверхпроводник-ферромагнетик | 98 |
| 2.3.1. | Спин-волновые моды. Детали моделирования. | 99 |

| | | |
|--------|--|-----|
| 2.3.2. | Законы дисперсии спиновых волн в двухслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик | 102 |
| 2.3.3. | Выводы | 107 |
| 2.4. | Влияние эффекта близости на ферромагнитный резонанс в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник | 107 |
| 2.4.1. | Описание эксперимента | 109 |
| 2.4.2. | Результаты экспериментов: ферромагнитный резонанс в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник | 111 |
| 2.4.3. | Возможные механизмы возникновения анизотропии в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник | 120 |
| 2.4.4. | Выводы | 123 |

| | | |
|-----------------|--|------------|
| Глава 3. | Магнонные кристаллы на основе структур сверхпроводник-ферромагнетик | 124 |
| 3.1. | Введение | 124 |
| 3.2. | Ферромагнитный резонанс в периодической структуре сверхпроводник-ферромагнетик | 126 |
| 3.2.1. | Описание эксперимента | 126 |
| 3.2.2. | Ферромагнитный резонанс в периодической структуре сверхпроводник-ферромагнетик | 128 |
| 3.2.3. | Выводы | 133 |
| 3.3. | Моделирование зонной структуры гибридных магнонных кристаллов | 133 |
| 3.3.1. | Зонная структура гибридных магнонных кристаллов на основе индуктивного взаимодействия между подсистемами | 134 |

| | | |
|--|---|------------|
| 3.3.2. | Зонная структура гибридных магнонных кристаллов в условиях нелинейного индуктивного взаимодействия между подсистемами | 138 |
| 3.3.3. | Зонная структура гибридных магнонных кристаллов при реализации сверхпроводящего эффекта близости | 143 |
| 3.3.4. | Выводы | 148 |
| Глава 4. Реализация сверхсильного фотон-магнонного взаимодействия в гибридных системах сверхпроводник-ферромагнетик | | 150 |
| 4.1. | Введение | 150 |
| 4.2. | Сверхсильное фотон-магнонное взаимодействие в тонкопленочной структуре S-I-S-F-S | 152 |
| 4.2.1. | Описание эксперимента | 152 |
| 4.2.2. | Демонстрация сверхсильного фотон-магнонного взаимодействия в структурах S-I-S-F-S | 154 |
| 4.2.3. | Микроскопический механизм фотон-магнонного взаимодействия в структурах S-I-S-F-S | 164 |
| 4.2.4. | Возможные механизмы сверхпроводимости в S-F-S структурах | 171 |
| 4.2.5. | Выводы | 173 |
| 4.3. | Сверхсильное фотон-магнонное взаимодействие в тонкопленочной структуре S-I-F-S | 173 |
| 4.3.1. | Описание эксперимента | 174 |
| 4.3.2. | Демонстрация сверхсильного фотон-магнонного взаимодействия в структурах S-I-F-S | 176 |
| 4.3.3. | Определение квантово-механической модели фотон-магнонного взаимодействия | 177 |
| 4.3.4. | Параметры фотон-магнонного взаимодействия | 186 |
| 4.3.5. | Выводы | 187 |

| | |
|---|-----|
| Заключение | 189 |
| Публикации по теме диссертации | 192 |
| Приложение А. | 194 |
| А.1. Построение и диагонализация гамильтониана фотон-магнонного взаимодействия | 194 |
| Список литературы | 199 |

Введение

Актуальность темы исследования.

Данное диссертационное исследование посвящено явлениям, связанным с динамикой магнитного момента в магнитоупорядоченных средах: явлениям ферромагнитного и спин-волнового резонанса, вопросам распространения спиновых волн, взаимодействию магнитодинамических и электромагнитных мод в гибридных системах. Основы понимания и применения магнитодинамических явлений заложены более 60 лет назад [1–6], за последние десятилетия было выпущено несколько книг, посвященных подробному описанию вопросов динамики магнитного момента [7–9]. Ключевым процессом в магнитоупорядоченных средах является возникновение и распространение собственных возмущений локальных магнитных моментов в виде спиновых волн посредством обменных или магнитостатических взаимодействий, в соответствии с уравнением Ландау-Лившица-Гилберта.

В настоящий момент, актуальность исследований магнитодинамических явлений связана с чрезвычайно широкими возможностями их применений в двух основных направлениях: в науках о материалах - в качестве способа изучения магнитных характеристик материалов, а также в области магноники и смежных областях - в качестве инструмента передачи и обработки информации посредством спиновых волн. Актуальность применения резонансной спектроскопии при изучении магнитных материалов обусловлена тем что резонансный спектр несет непосредственную информацию обо всех основных магнитных характеристиках исследуемого материала: о намагниченности насыщения, магнито-кристаллической, наведенной и поверхностной анизотропиях [10–15], о гиромагнитном соотношении, параметре затухания Гилберта [16, 17], а также о ферромагнитных [4, 5, 18, 19] и антиферромагнитных [6, 20–23] обменных взаимодействиях в случае если возбуждается спин-волновой процесс с соответствующим волновым вектором. Часто эти характеристики можно определить

из спектра с помощью простых формул Киттеля.

Современный интерес к применению магнитодинамических явлений со стороны магноники обусловлен прогрессом в нанотехнологиях и методах синтеза магнитных материалов. В целом, термин “магноника” является объединяющим для областей физики, в которых подразумевается передача и обработка сигналов с помощью спиновых волн [24–30]. Магноника обладает рядом заметных преимуществ по сравнению с традиционными подходами к оперированию сигналами. Закон дисперсии спиновых волн можно легко перестроить путем изменения внешнего магнитного поля и геометрии магنونной среды. Спиновые волны в магнитных изоляторах позволяют передавать сигналы на сравнительно большие расстояния [31] с небольшими потерями из-за отсутствия зарядового тока, при микроволновых частотах и с низким энергопотреблением. Длины спиновых волн находятся в диапазоне микро- и субмикро размеров при микроволновых частотах, что стимулирует разработку микроустройств для обработки микроволновых сигналов. Наконец, в отличие от электромагнитных СВЧ волн, магноны распространяются только в магнитоупорядоченных средах, что уменьшает проблему паразитного взаимодействия полезных сигналов с окружением. Однако, в качестве основных проблем магноники можно отметить [28] низкую эффективность преобразования электромагнитного сигнала в спин-волновой и быстрое затухание последнего в магнитных материалах с высокими потерями.

Преимущества магноники привели к разработке целого ряда элементов магنونных логических устройств, таких как волноводы [32], магنونные транзисторы [33], направленные ответвители [34], затворы [35, 36], а также небулевых устройств [28] и нейроморфных систем [37, 38]. Не исключено, что прогресс в исследованиях Бозе-Эйнштейн конденсации магнонов при комнатной температуре [39–42] приведет в будущем к созданию устройств на основе магنونного сверхтока и эффекта Джозефсона [43–45], реализованных при комнатной температуре. В качестве альтернативного направления, в настоящее время происходит активное развитие гибридной магноники [46–50], где рассматривается

гибридизация магновов с фотонами, а конечной целью является оперирование единичными квантами. Прогресс в разработке систем гибридной магноники ведет к появлению новых перспективных технологий, таких как гибридные квантовые системы [51, 52], технологии “магنونной памяти” [53], и микроволново-оптические преобразователи [54].

Также, магнитодинамические явления находят свое применение в спинтронных системах [27, 31, 55–57]. В двухслойных структурах ферромагнетик-проводник прецессирующая намагниченность является источником спинового тока через интерфейс в соответствии с механизмом спиновой накачки. Впоследствии, зарядовый ток преобразуется в проводнике из спинового тока за счет эффекта обратного спинового Холла.

Таким образом, можно заключить что исследования магнитодинамических явлений в новых магнитных системах, а также поиски новых способов управления спиновыми волнами являются актуальными задачами. Данное диссертационное исследование посвящено новому направлению магноники: магнитодинамическим явлениям в гибридных системах сверхпроводник-ферромагнетик. Экспериментально и теоретически показано что в системах сверхпроводник-ферромагнетик можно контролируемо изменять законы дисперсии спиновых волн за счет магнитостатического и электронного взаимодействия между подсистемами, а также формировать в сверхпроводящих гетероструктурах сильное взаимодействие между электромагнитными волнами и магнитодинамическими осцилляциями. Также в ходе исследований установлено что определенные преимущества сверхпроводящих резонансных структур позволяют применять их для исследования магнитодинамических свойств слабых ферромагнетиков или одиночных ферромагнитных микроструктур. Данное диссертационное исследование вносит заметный вклад в формирование и развитие новых направлений магноники.

Степень разработанности темы исследования.

Данное диссертационное исследование посвящено вопросам гибридизации

сверхпроводимости и ферромагнетизма. В целом, сверхпроводимость (S) и ферромагнетизм (F) являются антагонистическими явлениями с точки зрения упорядочения спинов электронов. Их сосуществование представляет фундаментальный интерес, а также открывает перспективы для создания новых функциональных устройств с характеристиками, недоступными для чисто сверхпроводящих или ферромагнитных систем.

Сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости на атомном уровне в объеме остается редким явлением и сравнительно недавно было обнаружено в сложных многокомпонентных соединениях. В этих соединениях сосуществование обусловлено взаимодействием сильного ферромагнитного порядка с триплетной сверхпроводимостью [58–60], или антиферромагнитного порядка с синглетной сверхпроводимостью [61], обнаруженной в железосодержащих пниктидах в совокупности с геликоидальным [62, 63] и ферромагнитным [64–66] спиновыми упорядочениями в подсистеме европия.

Сосуществование ферромагнетизма и сверхпроводимости может быть достигнуто в искусственных гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик (S-F) и включает множество различных подходов к реализации. Одним из основных направлений гибридизации, интенсивно изучаемых в последние десятилетия, рассматривает взаимодействие между ферромагнитным и сверхпроводящим подсистемами за счет эффекта близости [67, 68]. С помощью эффекта близости можно осуществить джозефсоновскую связь сверхпроводящих электродов через ферромагнитный барьер с возможностью π -сдвига джозефсоновской фазы [69, 70], и реализовывать различные элементы сверхпроводящей спинтроники [71], в том числе элементы π -сдвига фазы для сверхпроводящих кубитов [72] и логических элементов [73], элементы криогенной памяти [74–76], F-S-F спиновые вентили [77–79], а также более сложные устройства с промежуточной $0 - \pi$ сверхпроводящей фазой [80, 81] и системы на основе нанопроводов [82, 83].

Другое направление гибридизации, интенсивно изучаемое в последние де-

сятилетия, сосредоточено на взаимодействии сверхпроводящей вихревой фазы с ферромагнитными микро- или наноструктурами [68, 84, 85]. В этом случае основные физические эффекты связаны с манипулированием сверхпроводящей вихревой средой с помощью ферромагнитных наноструктур и искусственных решеток и включают в себя “эффект совпадения” [86, 87], когда решетка вихрей совпадает с решеткой ферромагнитных центров пиннинга, вызывая тем самым особенности магниторезистивности и усиление критического тока при поле совпадения, “эффект вихревого выпрямителя” [86, 88–91], когда асимметричный потенциал взаимодействия ферромагнитных наноструктур со сверхпроводящими вихрями способствует предпочтительному направлению вихревого тока, а также вихревые многоквантовые состояния [92, 93] и системы вихрь-антивихрь [94, 95].

Следует также упомянуть явления гибридизации сверхпроводящего и ферромагнитного порядков в случае доменного состояния ферромагнитной подсистемы. Взаимодействие сверхпроводящей подсистемы с ферромагнитной доменной структурой локально усиливает сверхпроводящий порядок вблизи доменных границ за счет компенсации магнитостатических полей рассеяния [96] или обменных полей [97], что при определенных условиях может приводить к локализации сверхпроводимости исключительно в области доменных стенок.

Данное диссертационное исследование также посвящено гибридным системам сверхпроводник-ферромагнетик. Однако, в фокусе исследования находятся не сверхпроводящие свойства гибридных S-F систем, а их магнитодинамические свойства. Объем проделанных исследований в этом направлении более скромный чем в случае исследований сверхпроводящих свойств гибридных S-F систем. Можно отметить ранние работы по исследованию магнитостатического взаимодействия спиновых волн со сверхпроводящими пленками в двухслойных системах $YBa_2Cu_3O_7$ - $Y_3Fe_5O_{12}$ [98, 99], недавние работы по исследованию спиновой накачки и спинового тока в двухслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик [100, 101], работы по исследованию влияния динамики магнитно-

го момента на сверхпроводящие свойства джозефсоновских переходов с ферромагнитным барьером [102, 103], а также недавние работы по взаимодействию между спиновыми волнами и сверхпроводящей вихревой фазой [85, 104]. Данное диссертационное исследование представляет собой комплекс работ по изучению динамики магнитного момента ферромагнитных структур с помощью сверхпроводящих систем, работ по изучению законов дисперсии спиновых волн в различных гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик, включая структуры с периодической модуляцией магнитных свойств, а также работ по исследованию гибридизации магнитодинамических и электромагнитных резонансных мод.

Цели и задачи диссертационной работы.

Целями диссертационного исследования являлись:

- (i) Поиск методов исследования ферромагнитного резонанса в ферромагнитных пленках и микроструктурах с повышенной чувствительностью или увеличенным частотным диапазоном по сравнению с традиционными методами.
- (ii) Определение влияния сверхпроводимости на динамику магнитного момента ферромагнетиков и законы дисперсии спиновых волн в различных гибридных S-F структурах. Поиск и апробация методов моделирования спин-волновых процессов в гибридных S-F системах.
- (iii) Анализ проблемы слабого фотон-магнонного взаимодействия в гибридных структурах. Применение явлений, связанных со сверхпроводимостью, для улучшения характеристик фотон-магнонного взаимодействия.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

- (i) Разработать подходы к изучению ферромагнитного резонанса в ферромагнитных тонких пленках и микроструктурах с помощью сверхпроводящих систем: сверхпроводящих волноводов, сверхпроводящих резонаторов и джозефсоновских переходов.
- (ii) Исследовать экспериментально и теоретически законы дисперсии спиновых волн в различных структурах сверхпроводник-ферромагнетик. Разработать ме-

тоды микромагнитного моделирования для описания динамики магнитного момента в гибридных системах.

(iii) Разработать и исследовать структуры сверхпроводник-ферромагнетик с сильным фотон-магнонным взаимодействием.

Научная новизна.

(i) Впервые исследована динамика магнитного момента ферромагнитных тонких пленок и микроструктур слабого разбавленного ферромагнетика $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ при криогенных температурах с использованием широкополосного метода. Установлены основные магнитные характеристики сплава и характерные времена динамики магнитного момента. Наблюдались зависимости этих характеристик от температуры, которые свидетельствуют в пользу кластерного магнетизма в тонких пленках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$.

(ii) Впервые исследована динамика магнитного момента в сверхтонких эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната с использованием сверхпроводящего ниобиевого волновода, изготовленного непосредственно поверх магнитной пленки. Продемонстрирована роль поверхностных напряжений и сверхпроводящей вихревой фазы на спектр ферромагнитного резонанса.

(iii) Разработан подход к изучению магнитодинамических характеристик единичных ферромагнитных микроструктур с использованием сверхпроводящего высокочастотного резонатора на чипе. Повышенная чувствительность метода обусловлена высокой добротностью электромагнитного резонатора. Широкополосность обеспечивается использованием для спектроскопии серии резонансных мод электромагнитного резонатора.

(iv) Разработано сверхпроводящее гибридное устройство, позволяющее определять резонансные характеристики единичных ферромагнитных микроструктур с высокой собственной магнитной анизотропией без применения анализатора цепей. Устройство основано на длинном джозефсоновском переходе, работающем в режиме “ступеней нулевого поля”, связанного индуктивно с ферромагнитной микроструктурой. Солитон в длинном джозефсоновском переходе

синхронизируется с магнитостатической стоячей волной ферромагнетика, что приводит к появлению ступеней на вольт-амперной характеристике при напряжениях, соответствующих частоте ферромагнитного резонанса.

(v) Проведено экспериментальное исследование спин-волнового резонанса магнитостатических поверхностных спиновых волн, индуктивно взаимодействующих со сверхпроводящей поверхностью, обнаружено увеличение фазовой скорости спиновых волн. Предложена и опробована микромагнитная модель индуктивного взаимодействия между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами на основе метода изображений. Исследованы законы дисперсии поверхностных магнитостатических и обратных объемных спиновых волн, индуктивно взаимодействующих со сверхпроводящей поверхностью. Продемонстрировано что реализация взаимодействия спиновых волн со сверхпроводником представляет собой инструмент для преобразования их закона дисперсии в практических целях.

(vi) Впервые проведено системное экспериментальное изучение динамики магнитного момента в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник. Показано, что электронное взаимодействие между подсистемами радикально сдвигает частоты ферромагнитного резонанса в область более высоких частот. При этом, наличие обоих сверхпроводящих слоев и электронного взаимодействия на обоих интерфейсах являются необходимыми для явления условиями. Достигнуты наиболее высокие естественные частоты ферромагнитного резонанса среди всех ферромагнитных систем с плоскостной намагниченностью.

(vii) Предложены методы формирования магنونных кристаллов, состоящих из гибридных периодических структур сверхпроводник-ферромагнетик. Изучены спин-волновые спектры структур, состоящие из запрещенных и разрешенных зон. Рассмотрены закономерности формирования зонной структуры.

(viii) Впервые продемонстрировано сверхсильное фотон-магنونное взаимодействие на чипе с рекордными характеристиками взаимодействия: коэффици-

ента связи, силы односпиновой связи и кооперативности. Рекордные характеристики взаимодействия достигнуты за счет формирования многослойной гетероструктуры, состоящей из сверхпроводящих, ферромагнитных и диэлектрических слоев, в которой существенно подавлена фазовая скорость СВЧ фотонов. При достигнутом коэффициенте связи спектр свидетельствует о вкладе т.н. диамагнитного слагаемого взаимодействия в гамильтониан системы, что соответствует наблюдению гибридной квазичастицы плазмон-магнон-поляритон.

Теоретическая и практическая значимость.

Результаты, изложенные в диссертации, могут быть использованы для проектирования магнонных устройств, работающих при криогенных температурах, для исследования резонансных свойств слабых ферромагнетиков и единичных ферромагнитных микроструктур, в том числе в суб-террагерцовом диапазоне частот, а также для разработки гибридных систем с сильным фотон-магнонным взаимодействием.

Методология и методы исследования.

В ходе диссертационного исследования проводились как экспериментальные, так и теоретические работы. Для проведения экспериментальных исследований были изготовлены образцы S-F микроструктур с использованием современных методов создания тонкопленочных микроструктур: напыление тонких пленок методами магнетронного напыления или ВЧ напыления, оптическая лазерная литография, плазмо-химическое травление микроструктур. Изготовление образцов проводилось с использованием технологического оборудования лаборатории сверхпроводящих метаматериалов НИТУ «МИСИС», лаборатории сверхпроводимости ИФТТ РАН и Института Физики Технологического института Карлсруэ. Эксперименты проводились при криогенных температурах с использованием криостата замкнутого цикла, оборудованного сверхпроводящим соленоидом. Микроволновые характеристики исследуемых структур исследовались с помощью векторного анализатора цепей. Теоретические исследования проводились с использованием численных методов. Основным методом теорети-

ческих исследований было микромагнитное моделирование - численное решение уравнения Ландау-Лившица-Гилберта.

Положения, выносимые на защиту.

На защиту выносятся следующие положения.

- (i) Интегрирование тонких ферромагнитных пленок и микроструктур в сверхпроводящие системы (сверхпроводящие волноводы, сверхпроводящие резонаторы, джозефсоновские переходы) повышает чувствительность и частотный диапазон исследований динамики магнитного момента, а также открывает возможности для разработки новых низкотемпературных устройств.
- (ii) В структурах сверхпроводник-ферромагнетик различного типа гибридизация подсистем модифицирует закон дисперсии спиновых волн как при индуктивном, так и при электронном взаимодействии между подсистемами, а также способствует формированию спектральных зон в периодических магнетонных структурах.
- (iii) Методы микромагнитного моделирования позволяют адекватно описывать магнитодинамические процессы в гибридных системах, что открывает перспективы для теоретического проектирования гибридных магнетонных устройств.
- (iv) В гибридных структурах, состоящих из сверхпроводящих, ферромагнитных и диэлектрических слоев, достижимы рекордные характеристики фотон-магнетонного взаимодействия (коэффициент связи, сила односпиновой связи, кооперативность) за счет подавления фазовой скорости распространения электромагнитных волн. В таких системах проявляется вклад диамагнитного слагаемого в гамильтониан системы, который соответствует плазмонной составляющей энергии системы и предотвращает сверх-излучательный фазовый переход.

Степень достоверности и апробация результатов.

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

- XXV международный симпозиум “Нанофизика и Нанoeлектроника”, Нижний Новгород, 9-12 марта 2021. Приглашенный доклад “Ferromagnetic resonance

in superconductor/ferromagnetic thin film systems in presence of superconducting proximity”.

- Международная конференция “NANO-2019: Limits of Nanoscience and Nanotechnologies”, Кишинев, Молдова, 24-27 сентября 2019. Доклад “Interplay of spin waves with the Meissner currents in ferromagnet / superconductor hybrids”.

- Международная конференция “Nanomagnetism and Spintronics Sol-SkyMag 2019”, Сан Себастьян, Испания, 24-28 июня 2019. Доклад “Magnetization dynamics in ferromagnet / superconductor hybrids”.

- Международная конференция “Modern Development of Magnetic Resonance 2018”, Казань, 24-28 октября 2018. Доклад “Ferromagnet/Superconductor Hybridization for Magnonic Applications”.

- XXI международный симпозиум “Нанофизика и Наноэлектроника”, Нижний Новгород, 13-16 сентября 2017. Приглашенный доклад “Microwave response of thin film ferromagnets and their interaction with Josephson modes of distributed superconducting tunnel junctions”.

- Международная конференция “Superconducting hybrid nanostructures: physics and applications”, Долгопрудный, 19-27 сентября 2016. Доклад “Statics and dynamics of ferromagnetic layer in $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ -based magnetic Josephson junctions”.

- Летняя школа РКЦ 2016, Москва, 22-27 августа 2016. Доклад “Statics and dynamics of ferromagnetic layer in $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ -based magnetic Josephson junctions”.

- Международная конференция “Interaction of Superconductivity and Magnetism in Nanosystems”, Москва, 2-4 сентября 2015. Доклад “Novel Nb/ $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ /Nb Josephson junction magnetic switches for cryogenic memory”.

Публикации.

Материалы диссертации опубликованы в 12 работах в международных рецензируемых научных изданиях, входящих в первый и второй квартили международных баз данных Web of Science и Scopus.

Личный вклад автора.

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, от-

ражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения и библиографии. Общий объем диссертации 240 страниц, из них 185 страниц текста, включая 61 рисунок. Библиография включает 431 наименование на 41 страницах. Текст диссертации и автореферата был подготовлен с использованием программы LaTeX, пакета disser.

Глава 1

Ферромагнитный резонанс в структурах сверхпроводник-ферромагнетик на чипе

1.1. Введение

Ферромагнитный резонанс - одно из ключевых явлений в магнитоупорядоченных материалах - ферромагнетиках, ферримагнетиках и антиферромагнетиках [7–9, 105]. Технически явление ферромагнитного резонанса заключается в поглощении магнитным материалом энергии электромагнитного поля при частотах, соответствующих собственной частоте прецессии магнитного момента материала. При этом, частота прецессии зависит как от внешнего поля, так и от ряда фундаментальных свойств материала: намагниченности насыщения, гиромагнитного соотношения, анизотропии, геометрии системы. В случае возбуждения прецессии с ненулевым волновым вектором частота прецессии приобретает зависимость от обменных характеристик ферромагнетиков и антиферромагнетиков. Изучение характеристик ферромагнитного резонанса позволяет определить фундаментальные свойства магнитоупорядоченных материалов. Таким образом, исследования и разработки систем для исследования ферромагнитного резонанса являются актуальными задачами.

В этой главе экспериментально и теоретически рассмотрено несколько подходов к изучению ферромагнитного резонанса в ферромагнитных тонких пленках и микроструктурах с помощью сверхпроводящих систем: сверхпроводящих волноводов, сверхпроводящих резонаторов и джозефсоновских переходов. Определенные преимущества сверхпроводящих систем позволяют исследовать ферромагнитный резонанс в слабых ферромагнетиках и одиночных ферромагнитных микроструктурах, а также задействовать частотный диапазон, выходящий за пределы стандартной СВЧ электроники.

1.2. Ферромагнитная резонансная спектроскопия с использованием сверхпроводящего волновода на чипе

В этом разделе рассмотрен метод измерения ферромагнитного резонанса в тонкопленочных ферромагнитных образцах. Представлен метод измерения с применением анализатора цепей и некоторыми техническими модернизациями по сравнению с традиционными подходами, в том числе - с использованием интегральной структуры. В качестве примера изучены магнитные свойства тонкопленочных образцов сплава пермаллой ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) и слабого разбавленного ферромагнетика $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Показано что характеристики чувствительности метода достаточны для исследования магнитных свойств тонкопленочных микроструктур сплава $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$, который представляет непосредственный интерес для применений в различных элементах сверхпроводящей спинтроники на основе джозефсоновских структур сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (S-F-S).

В настоящее время возобновился научный интерес к слабым тонкопленочным ферромагнетикам с низкой коэрцитивной силой благодаря перспективам их интеграции в различные элементы сверхпроводящей спинтроники на основе джозефсоновских структур сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник [69, 74, 75, 77, 80, 106–113] и сверхпроводящие сверхбыстрые электронные устройства [114, 115]. В основном для применения в S-F-S структурах рассматриваются два ферромагнитных материала: сплавы Cu-Ni и Pd-Fe. Эти сплавы характеризуются низким магнитным моментом, низкой температурой Кюри и слабым обменным полем. Исторически слабый ферромагнитный сплав Cu-Ni был первым, который использовался в джозефсоновских S-F-S переходах Nb-CuNi-Nb для изучения джозефсоновского сверхтока, протекающего через ферромагнитный барьер, а также при исследовании инверсии ток-фазовой зависимости (т.н. π -состояние) [69, 72, 116]. Однако тонкие пленки сплава Cu-Ni характеризуются существенной перпендикулярной анизотропией, выражен-

ной магнитной доменной структурой и высокой коэрцитивной силой, что делает их применимыми преимущественно для изготовления сверхпроводящих инверторов фазы с постоянным фазовым сдвигом, используемых в цифровых [72, 116–118] и квантовых [72, 119, 120] устройствах.

Сплавы Pd-Fe с низким содержанием Fe, напротив, демонстрируют плоскостную анизотропию и небольшое коэрцитивное поле, что делает их подходящими для применений в элементах сверхпроводящей магнитной памяти [74–76, 111, 112, 121]. В таких устройствах значение сверхпроводящего критического тока элемента определяется магнитным потоком вдоль плоскости тонкопленочной S-F-S структуры. Магнитный поток включает в себя намагниченность ферромагнитного слоя, что делает критический ток Джозефсона зависящим от магнитной предистории.

Джозефсоновские S-F-S переходы на основе Pd_{0.99}Fe_{0.01} рассматриваются как перспективные элементы быстрой криогенной памяти. В связи с этим актуально определение динамических ферромагнитных свойств тонких слоев Pd-Fe. Одним из ключевых вопросов любого элемента памяти является быстрое действие - время переключения ферромагнитного барьера между цифровыми магнитными состояниями “ 0 ” и “ 1 ”. Изучение ферромагнитного резонанса (ФМР) предоставляет базовую информацию о динамических свойствах ферромагнетиков, и позволяет оценить характерное время отклика F слоя или, например, определить СВЧ частоты для переключения намагниченности при использовании механизма microwave-assisted switching [122–124], который напрямую связан с частотой ФМР. Однако, исследование резонансных свойств тонких пленок Pd_{0.99}Fe_{0.01} представляет сложности из-за слабого ФМР сигнала, пропорционального намагниченности насыщения, и низкой температуры Кюри. В связи с этим, до сих пор экспериментальные исследования динамики магнитного момента проводились в относительно толстых пленках [125], либо пленках сплава Pd-Fe богатых железом [19, 126]. В этом разделе описывается измерение ФМР тонкопленочных структур сплава Pd_{0.99}Fe_{0.01} и тонкопленочных структур

пермаллоя в качестве тестовых.

1.2.1. Описание эксперимента

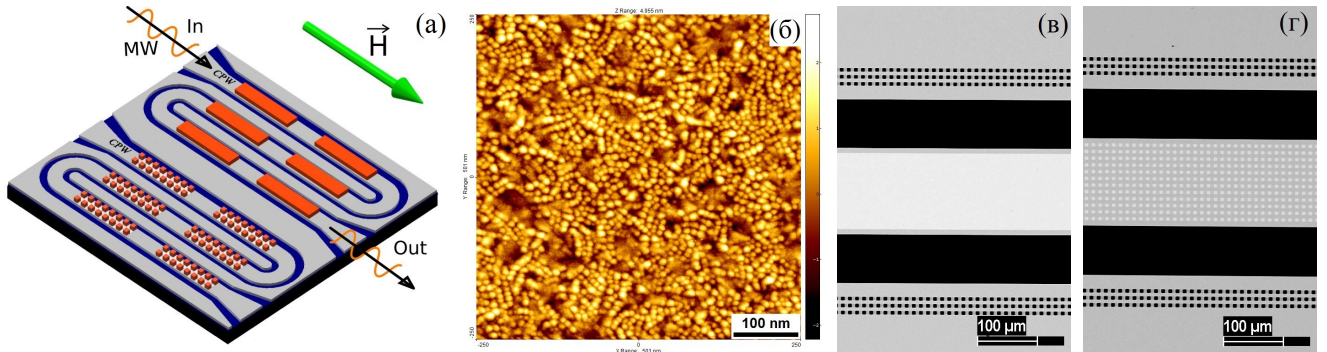


Рис. 1.1. а) Схематическое изображение исследуемых чипов. Тонкопленочные структуры сплава Pd-Fe (показаны красным) размещены на передающей линии копланарного волновода с импедансом 50 Ом, изготовленного из сверхпроводящей ниобиевой тонкой пленки (показано серым); зазоры копланарного волновода показаны темно синим. Черными стрелками с индексами “MW in/out” показано направление передачи микроволнового сигнала, зеленой стрелкой показана ориентация внешнего магнитного поля. б) Изображение поверхности пленки $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ толщиной 40 нм, полученное с помощью сканирующего туннельного микроскопа в режиме постоянного тока. Размер изображения составляет 501×501 мкм², по оси z диапазон составляет 5 нм. Изображение показывает гранулярную микроструктуру пленки с характерным размером гранул ≈ 5 нм. Также, на поверхности присутствуют области без видимых гранул. Изображение получено при следующих параметрах: напряжение 787 мВ, туннельный ток 38 пА, вакуум в колонне СТМ 1.2×10^{-10} мБар, температура 1.3 К. в) Изображение участка копланарного волновода с образцом ферромагнетика в виде пленки, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. г) Изображение участка копланарного волновода с образцом ферромагнетика в виде массива квадратных микроструктур, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Для изучения ферромагнитного резонанса использован широкополосный метод измерения (т.н. метод VNA-FMR [16, 17, 127]), который заключается в изучении поглощения микроволнового сигнала, передаваемого через копланарный волновод, индуктивно связанный с изучаемыми ферромагнитным образцом. Были внесены некоторые технические изменения. Схематическое изобра-

жение эксперимента показано на рис. 1.1а. Исследуемые тонкопленочные ферромагнитные микроструктуры (показаны красным) напылены непосредственно на передающую линию копланарного волновода, сформированного на подложке кремния. Ферромагнитный образец взаимодействует с магнитной компонентой микроволнового поля волновода и вызывает микроволновые потери и фазовый сдвиг при совпадении частоты СВЧ сигнала с частотой ферромагнитного резонанса. Частота ФМР перестраивается внешним полем. Исследуемый чип установлен в медный держатель и подключен к печатной плате, оснащенной миниатюрными ВЧ разъемами, с помощью ультразвуковой сварки. Термометр и нагреватель закреплены непосредственно на держателе для контроля температуры. Держатель помещен в сверхпроводящий соленоид внутри сухого криостата замкнутого цикла со ступенью Джоуля - Томпсона He-4 (Oxford Instruments Triton, базовая температура 1.2 К). Магнитное поле (зеленая стрелка на рис. 1.1а) ориентировано в плоскости образца параллельно направлению распространения микроволнового сигнала, то есть перпендикулярно направлению магнитной компоненты микроволнового поля. Установка позволяет проводить измерения при различных температурах (1.8-50) К и магнитных полях до 1 Т. Отклик системы изучается путем анализа коэффициента передачи S_{21} в зависимости от поля и частоты с помощью векторного анализатора цепей Rohde&Schwarz ZVB20. Перед численным анализом для исключения независимых от поля фоновых резонансов спектры передачи $S_{21}(\omega, H)$ были нормированы с коэффициентом передачи при постоянном поле $S_{21}(\omega, \mu_0 H = 0.3T)$, т.е. в условиях когда частота ФМР находится существенно выше диапазона измерения. Зависимость частоты ФМР от приложенного магнитного поля получена путем моделирования комплексного отклика восприимчивости для тонкой пленки, намагниченной до насыщения [16].

С целью обеспечения возможности измерения слабого отклика ФМР тонких пленок слабого ферромагнетика было реализовано несколько технических изменений по сравнению со стандартными подходами [16, 17, 127]. Во-первых,

волновод был изготовлен из сверхпроводящей ниобиевой пленки вместо широко используемых нормальных металлов. Сверхпроводящий волновод улучшает характеристики спектра благодаря уменьшению резистивных потерь. Сверхпроводящие ниобиевые волноводы были изготовлены на подложке кремния методами лазерной литографии и плазмохимического травления в атмосфере $\text{SF}_4 + \text{O}_2$. Во-вторых, небольшая толщина пленки сверхпроводящего волновода (около 150 нм) позволяет фокусировать магнитную компоненту микроволнового поля на поверхности и улучшить индуктивную связь с ферромагнитным образцом. В-третьих, вместо использования схемы флип-чип (когда ферромагнитная пленка напылена на отдельную подложку и прижимается механически к волноводу в перевернутом состоянии) ферромагнитные образцы были размещены непосредственно на передающей линии с помощью магнетронного напыления и метода взрывной литографии. Такой подход способствует максимально возможной однородности магнитной компоненты переменного поля в ферромагнитной пленке [127], а также максимальной индуктивной связи пленки ферромагнетика с волноводом. Наконец, длина волновода и объем исследуемого ферромагнитного образца были максимизированы путем формирования волновода на чипе в виде меандра длиной около 60 мкм. Форма волновода в виде меандра позволяет сохранить достаточно компактные размеры чипа.

Тонкие пленки $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ были напылены на передающую линию с использованием ВЧ-распыления мишени из сплава той же стехиометрии. В процессе напыления давление аргона и скорость напыления составляли 1.5×10^{-2} мБар и $1.5 \text{ \AA}/\text{с}$, соответственно. Базовое давление в камере напыления составляло 2×10^{-6} мБар. На рисунке 1.1б показана топография поверхности пленки $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$, полученная с помощью сканирующего туннельного микроскопа. Описание метода изучения топографии пленок *ex-situ* с помощью туннельного микроскопа описано в работе [128]. На изображении видно неупорядоченное плотное расположение зерен размером $\sim 5 - 10$ нм и присутствие отдельных областей размером $\sim 10 - 30$ нм без зерен, удаленных друг от друга на расстояние ~ 100 нм. На-

блюдаемая морфология согласуется с магнитной структурой пленок $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Ранее было показано [129] что магнитный момент тонких пленок $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$, напыленных на пленки Nb, формируется кластерами с высоким содержанием железа размером ~ 10 нм и удельным магнитным моментом на атом железа $\sim 3.7 \mu_B$, который близок к $4 \mu_B$ для стехиометрии Pd_3Fe [130]. Температура Кюри пленок $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ сильно зависит от толщины [111, 129, 131], спонтанная намагниченность исчезает при толщине пленки меньше 10 нм [111, 129, 132]. Наличие пороговой толщины для спонтанного намагничивания может быть связано с перколяционным переходом гранулированной микроструктуры пленки.

На каждом чипе (рис. 1.1а) были изготовлены образцы двух типов: последовательная серия ферромагнитных прямоугольных тонкопленочных структур размером 1100×140 мкм с расстоянием между ними 200 мкм (на рис. 1.1в) и массив квадратных микроструктур размером 5×5 мкм и периодом массива 10×10 мкм (рис. 1.1г). Спектры ФМР образцов пленок позволяют оценить основные магнитные свойства ферромагнетика, а спектры ФМР массивов позволяют глубже понять динамику магнитного момента в структурах $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$, размеры которых соответствуют типичным планарным размерам джозефсоновских S-F-S структур. Также, были изготовлены и исследованы аналогичные образцы пермаллоя с целью проверочных измерений. Образцы пермаллоя были напылены в присутствии магнитного поля, направленного вдоль волноводов, для наведения магнитной анизотропии.

1.2.2. Тестовые измерения ферромагнитного резонанса в тонкопленочных структурах пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$)

На рисунке 1.2а приведен спектр ФМР прямоугольных тонкопленочных структур пермаллоя толщиной 100 нм при температуре $T = 2$ К. При измерении внешнее магнитное поле менялось от $+0.23$ Т to -0.23 Т. Разрыв в спектре ФМР при магнитном поле $\mu_0 H \approx 0.02$ Т соответствует переключению ориентации магнитного момента при соответствующем коэрцитивном поле.

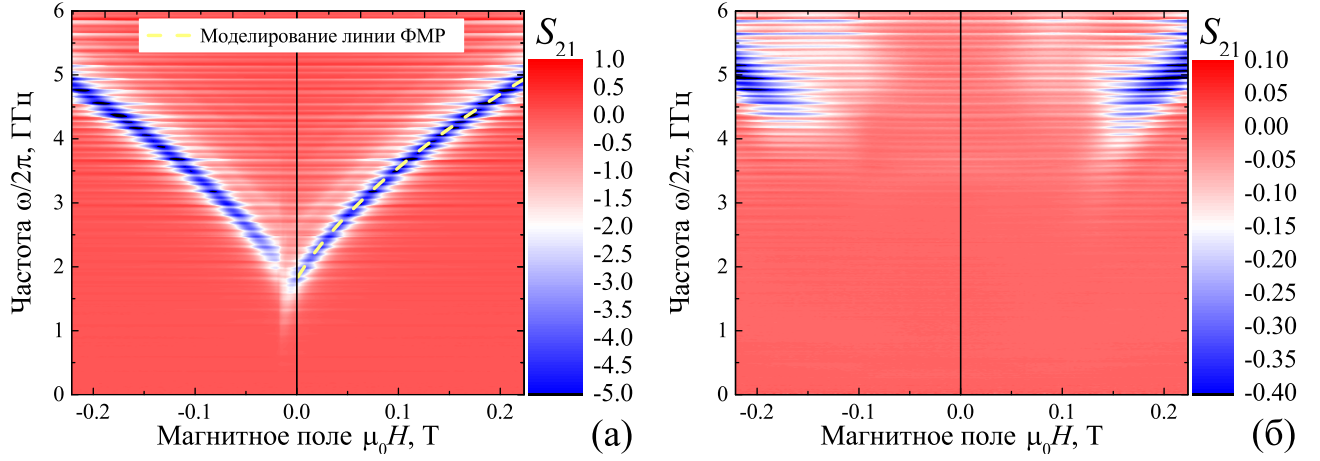


Рис. 1.2. Спектры ФМР образцов пермаллоя при температуре 2 К: а) прямоугольные тонкопленочные структуры; б) массив квадратных микроструктур. Цветом указан нормированный коэффициент микроволновой передачи в единицах [дБ]. Желтая пунктирная кривая показывает моделирование линии ФМР с помощью формулы Киттеля 1.1.

Основные магнитные свойства ферромагнетиков - намагниченность насыщения (M_s) и поле анизотропии (H_a) могут быть получены путем моделирования резонансной линии с помощью формулы Киттеля для тонких ферромагнитных пленок, намагниченных вдоль плоскости [17, 133]:

$$(\omega_r/\mu_0\gamma)^2 = (H + H_a)(H + H_a + M_s), \quad (1.1)$$

где $\gamma = 1.856 \times 10^{11}$ Гц/Т - гиромагнитное соотношение для пермаллоя. В результате моделирования линии ФМР с помощью уравнения 1.1 (см. рис. 1.2а) получены намагниченность насыщения $\mu_0 M_s \simeq 1.1$ Т и поле анизотропии $\mu_0 H_a \simeq 4$ мТ. Полученные параметры являются типичными для тонких пленок пермаллоя (см., например, [17, 134–136]). Заметное поле анизотропии сформировано в процессе роста пленки в магнитном поле.

На рисунке 1.2б представлен спектр образца пермаллоя, состоящего из массива квадратных микроструктур. При высоких полях спектр ФМР массива микроструктур согласуется со спектром прямоугольных тонкопленочных структур (рис. 1.2а). Например, при магнитном поле $\mu_0 H = 220$ мТ частота ФМР обоих образцов около 5 ГГц. При этом, ферромагнитный резонанс массива мик-

роструктур полностью исчезает при поле ниже 150 мТ, что указывает на переход элементов массива пермаллоя из намагниченного состояния в вихревое, происходящее при уменьшении внешнего поля ниже собственного размагничивающего поля образца.

Улучшенные характеристики чувствительности измерений можно заметить путем сравнения амплитуды измеренного сигнала ФМР с литературными данными. На спектре ФМР на рис. 1.2а резонансное поглощение для образца, состоящего из прямоугольных тонкопленочных структур, составляет > 5 дБ, что примерно на порядок выше, чем в опубликованных экспериментах, проведенных на пленках Ру той же толщины (см., например, [17]).

1.2.3. Ферромагнитный резонанс в тонкопленочных структурах разбавленного ферромагнетика $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$

На рисунке 1.3а,б представлены спектры ФМР образцов $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ толщиной 100 нм в виде прямоугольных тонкопленочных структур (рис. 1.3а) и в виде массива квадратных микроструктур (рис. 1.3б) при температуре 2 К. В отличие от пермаллоя, спектры ФМР непрерывны для обоих типов образцов $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Это свидетельствует о плавном процессе перемагничивания. Непрерывный спектр массива микроструктур также может указывать на преобладание локальной анизотропии над размагничивающим полем, поскольку квадратные структуры массива размером 5×5 мкм не переходят в вихревое состояние при $H \rightarrow 0$. Максимальное значение резонансного поглощения сигнала, измеренное для образца пленки толщиной 100 нм, составил $\sim 10^{-2}$ дБ, а для массива микроструктур $\sim 3 \times 10^{-3}$ дБ. Слабый сигнал и низкая добротность ФМР ($Q \sim 2$) усложняют точное определение частоты ФМР и ширины спектральной линии, позволяя сделать только приблизительные оценки M_s и H_a .

Были исследованы образцы $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ с толщиной от 30 нм (типичная толщина слоя $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ в джозефсоновских S-F-S структурах) до 500 нм. Однако

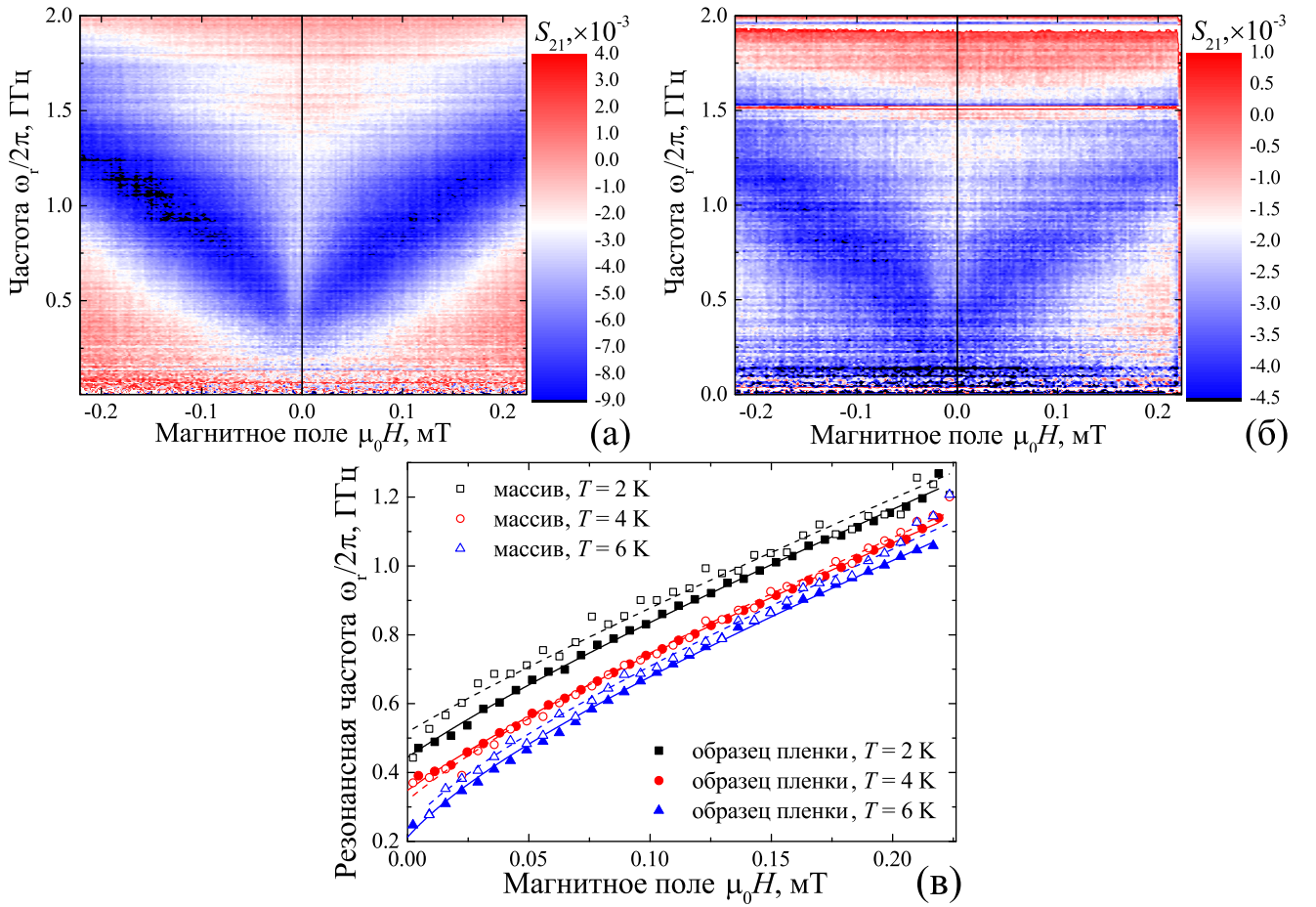


Рис. 1.3. Спектры ФМР образцов $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ при температуре 2 К: а) прямоугольные тонкопленочные структуры; б) массив квадратных микроструктур. Цветом указан нормированный коэффициент микроволновой передачи в единицах [дБ]. в) Символами показаны экспериментальные зависимости резонансной частоты образцов $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ от поля при различных температурах $\omega_r(H)$. Сплошные линии показывают моделирование $\omega_r(H)$ с помощью уравнения 1.1.

слабый ФМР сигнал и низкое отношение сигнал/шум сделали невозможным количественный анализ спектров ФМР образцов тоньше ≈ 100 нм. С другой стороны, спектры ФМР всех более толстых образцов $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ не показали никаких качественных или количественных различий по сравнению со спектром образца толщиной 100 нм, за исключением амплитуды ФМР сигнала, которая пропорциональна толщине пленки. Таким образом, обсуждение свойств образцов $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ ограничено только для толщины пленок 100 нм.

На рис. 1.3в представлены резонансные линии $\omega_r(H)$ образцов $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$

при различных температурах. Сплошными и штриховыми линиями на рис. 1.3в показаны модельные зависимости (уравнение 1.1). При моделировании спектральных линий установлено что намагниченность насыщения прямоугольных структур $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ слабо зависит от температуры: $\mu_0 M_s \sim 31$ мТ, $\mu_0 M_s \sim 29$ мТ и $\mu_0 M_s \sim 26$ мТ при $T = 2$ К, 4 К и 6 К соответственно. При этом, поле анизотропии зависит от температуры: $\mu_0 H_a \sim 4.1$ мТ, $\mu_0 H_a \sim 1.8$ мТ и $\mu_0 H_a \sim 1.6$ мТ при $T = 2$ К, 4 К и 6 К соответственно. Полученная намагниченность насыщения согласуется со значениями, полученными ранее для подобных структур ($\mu_0 M_s \sim 29$ мТ при $T = 3$ К в работе [129]). Полученные зависимости $\omega_r(H)$ для образца в виде массива квадратных микроструктур $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ совпадают с резонансными кривыми для образца в виде прямоугольных структур при соответствующих температурах, что приводит к тем же самым значениям M_s и H_a .

Оценочные значения M_s и H_a соответствуют высокому полю удельной анизотропии, $H_a/M_s \sim 0.06 - 0.14$, что редко наблюдается в поликристаллических ферромагнитных пленках и не может быть объяснено анизотропией формы. Простая оценка анизотропии формы для прямоугольного тонкопленочного элемента [137] длиной a вдоль приложенного магнитного поля, шириной b и толщиной c с использованием выражения $H_a/M_s \sim c(\sqrt{4a^2 + b^2} - b)/(\pi ab)$ дает $H_a/M_s \sim 5 \times 10^{-4}$ для прямоугольной тонкопленочной структуры и $H_a/M_s = 0$ для массива квадратных микроструктур. Это заставляет предположить внутреннее (микроскопическое) происхождение анизотропии в $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Наблюдаемая анизотропия может быть вызвана определенными размерами, формой и распределением кластеров Pd_3Fe с высоким содержанием железа в матрице Pd , а также внутренней анизотропией в кластерах с высоким содержанием железа. Другими непосредственными свидетельствами доминирования внутренней анизотропии над анизотропией формы в пленках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ являются (i) совпадение спектров ФМР пленки и массива микроструктур, несмотря на разницу размагничивающих факторов [138, 139] образцов и присутствие дополнитель-

ного взаимного магнитного влияния элементов массива [140, 141], а также (ii) близкое значение коэрцитивного поля ~ 2 мТ для обоих типов образцов (см. рис. 1.3а и б). Эти факторы согласуются с гипотезой о кластерной природе магнетизма в пленках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ и указывают на отсутствие зависимости ФМР от размера, формы или расположения структур $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. В рамках модели кластерного ферромагнетизма отсутствие температурной зависимости намагниченности насыщения M_s означает сосредоточение магнитного момента пленки преимущественно в кластерах, богатых Fe, в то время как уменьшение H_a с температурой указывает на ослабление обменного взаимодействия между кластерами через поляризованную матрицу Pd.

Несмотря на то что определение параметров M_s и H_a не было проведено для образцов более тонких пленок, ожидается что намагниченность насыщения пленок $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ зависит от толщины. В работах [74, 111] намагниченность насыщения пленок $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$, изготовленных с использованием той же технологической установки, оценивается как $\mu_0 M_s \simeq 12$ мТ для пленки толщиной 30 нм при температуре 4.2 К и $\mu_0 M_s \simeq 17$ мТ для пленки толщиной 14 нм при 1.3 К, соответственно.

Важной характеристикой динамики магнитного момента является коэффициент затухания Гильберта α , который описывает процесс релаксации в уравнении Ландау-Лифшица-Гилберта. Коэффициент затухания Гилберта можно получить из спектров ФМР по ширине резонансной линии $\Delta\omega_r$ [16, 17]: $\alpha \sim \Delta\omega_r / \gamma\mu_0 M_s$. Получено значение $\alpha \sim 0.1$ для обоих типов образцов.

1.2.4. Выводы

Таким образом, в этом разделе исследована динамика магнитного момента ферромагнитных тонких пленок и микроструктур разбавленного ферромагнетика $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Для проведения измерений был применен широкополосный метод VNA-FMR с некоторыми техническими модификациями по сравнению со стандартной схемой измерения ФМР, что привело к улучшению характеристик

чувствительности и сделало возможным наблюдение и анализ спектров ФМР тонкопленочных образцов слабого ферромагнитного сплава $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ толщиной всего 100 нм. Установлено что в отличие от образцов пермаллоя, спектр тонкопленочных образцов $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ оказался непрерывным вне зависимости от структуры образца. С помощью моделирования линий спектров получены оценки основных низкотемпературных магнитных свойств пленок $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$: намагниченность насыщения $\mu_0 M_s \sim 31$ мТ, поле анизотропии до $\mu_0 H_a \sim 4.1$ мТ, коэрцитивное поле ~ 2 мТ, параметр затухания Гилберта $\alpha \sim 0.1$. Установлена заметная зависимость поля анизотропии от температуры, высокое значение удельного поля анизотропии, а также отсутствие заметной температурной зависимости намагниченности насыщения. Эти факторы согласуются с гипотезой кластерного магнетизма в тонких пленках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$. Характерный временной масштаб динамики намагниченности в исследуемых пленках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ можно оценить как $\sim \omega_r^{-1} \sim 3 - 5 \times 10^{-9}$ с. Эти характеристики делают тонкие наноструктуры Pd-Fe пригодными для создания быстродействующих элементов памяти на основе джозефсоновских структур сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник.

1.3. Влияние поверхностных напряжений и сверхпроводящей вихревой фазы на ферромагнитный резонанс в двухслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик

В настоящее время происходит разработка и развитие различных гибридных систем и устройств на основе магнитодинамических явлений при криогенных температурах, которые можно объединить под названием криогенная магноника. С одной стороны большой интерес представляет квантовая магноника [46–48, 142, 143]. Микроволновые эксперименты в квантовой магнонике

обычно проводятся при милликельвинах и часто с использованием сверхпроводящих квантовых схем. С другой стороны, ведется разработка и исследование различных гибридных устройств на основе сверхпроводящих резонаторов [46, 49, 50, 144], джозефсоновских переходов [102, 103], сверхпроводящих систем со спин-орбитальным взаимодействием [101, 145], метаматериалов на основе сверхрешеток сверхпроводник-ферромагнетик [146]. Кроме того, как будет подробно изучено в главе 2, гибридизация ферромагнетизма со сверхпроводимостью в тонкопленочных структурах приводит к существенному изменению закона дисперсии спиновых волн, что представляет интерес для классической магноники. В связи с этим актуально исследование магнитных свойств ферромагнитных пленок при низких температурах, а также их взаимодействия со сверхпроводящими системами. В данном разделе проведено изучение ферромагнитного резонанса в тонкой эпитаксиальной пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ, $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$), взаимодействующей с тонкопленочным сверхпроводящим копланарным волноводом из ниобия, в магнитном поле, приложенном перпендикулярно плоскости. Получены спектры ФМР при низкой температуре в широком диапазоне полей, частот и при температурах выше и ниже сверхпроводящей критической температуры ниобия. Проведено моделирование спектра, которое позволило получить магнитные параметры эпитаксиальной пленки ЖИГ. При изучении спектра ФМР при температурах ниже сверхпроводящей критической температуры волновода обнаружено влияние сверхпроводящего критического состояния на резонансный спектр.

Следует отметить что хотя ЖИГ является одним из наиболее популярным магнитных материалов для магنونных систем из-за его низких потерь, непосредственно потери в ЖИГ и их температурная зависимость в этом разделе не рассматриваются и могут быть найдены в работах [147–149]. В этом разделе ЖИГ выбран как модельный монокристаллический тонкопленочный ферромагнетик с выраженной магнитокристаллической анизотропией и достаточно низкой намагниченностью насыщения.

1.3.1. Описание эксперимента

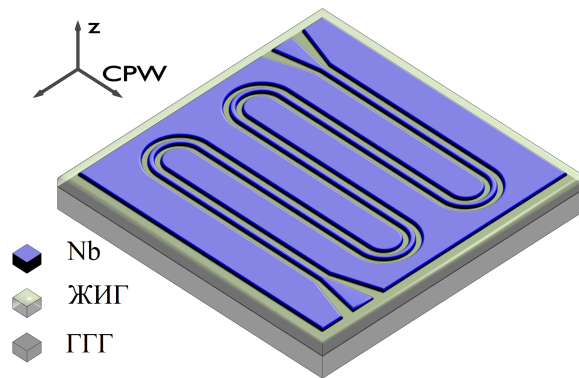


Рис. 1.4. Схематическое изображение исследуемой системы. Эпитаксиальная пленка ЖИГ выращена на монокристаллической подложке ГГГ с ориентацией [111] с помощью жидкофазной эпитаксии. Копланарный волновод изготовлен непосредственно на поверхности пленки ЖИГ. Указано основное направление волновода (CPW). Магнитное поле H приложено перпендикулярно плоскости, вдоль ориентации [111] ЖИГ (т.е. вдоль направления z).

Измерения ФМР были выполнены с использованием анализатора цепей по аналогии с экспериментами, выполненными в разделе 1.2 и работах [16, 17, 127]. Схематическое изображение исследуемой системы показано на рис. 1.4. Монокристаллическая эпитаксиальная пленка ЖИГ толщиной $d = 51$ нм выращена методом жидкофазной эпитаксии на монокристаллической подложке из гадолиниево-галлиевого граната (ГГГ) ориентированной в направлении [111]. Подробную информацию о методе жидкофазной эпитаксии, а также о характеристиках ультратонких пленок ЖИГ, выращенных при помощи жидкофазной эпитаксии, можно найти в работах [148, 150]. Для проведения ФМР спектроскопии непосредственно на пленке ЖИГ был изготовлен копланарный волновод. Волновод был изготовлен из тонкой пленки ниобия (Nb) толщиной 150 нм со сверхпроводящей критической температурой $T_c \simeq 8.5$ К, напыленной методом магнетронного напыления. Структурирование волновода проведено с использованием фотолитографии и плазмохимического травления. Процессу успешного напыления ниобия при комнатной температуре препятствовала недостаточная адгезия металлической пленки к поверхности ЖИГ. В связи с этим напыление

ниобия проводилось при температуре 300°C. Волновод изготовлен с импедансом 50 Ω с размерами зазор-линия-зазор 27-40-27 мкм. Непосредственное размещение волновода на исследуемой ферромагнитной пленке и его удлинение за счет формирования меандра повышают чувствительность спектроскопии слабых ФМР сигналам.

Экспериментальный чип был установлен в медный держатель образца и припаян к печатной плате с помощью ультразвуковой сварки. Термометр и нагреватель крепились непосредственно к держателю для точного контроля температуры. Держатель помещался в сверхпроводящий соленоид внутри криостата замкнутого цикла (Oxford Instruments Triton, базовая температура 1.2 К). Отклик системы был изучен путем анализа коэффициента передачи микроволнового сигнала S_{21} с помощью анализатора цепей Rohde&Schwarz ZVB20.

1.3.2. Результаты измерений

На рисунке 1.5а,б показаны спектры ФМР исследуемого образца при $T = 10 \text{ К} > T_c$ ниобия и $2 \text{ К} < T_c$. Спектры были нормированы на коэффициент передачи $S_{21}(\omega)$ при $\mu_0 H = 0.5 \text{ Т}$. На рисунке 1.5в,г показаны нормированные сечения спектров $S_{21}(\omega)$ при одинаковых температурах и нескольких значениях магнитного поля. Оба спектра демонстрируют линейную зависимость линии ФМР $\omega_r(H)$ от поля при $|\mu_0 H| > 0.2 \text{ Т}$, что соответствует т.н. моде Киттеля тонкой пленки в перпендикулярном магнитном поле. Резонансная частота в перпендикулярном поле описывается выражением $\omega_r/\gamma = \mu_0(H - M_{eff})$, что позволяет оценить значение эффективной намагниченности насыщения $\mu_0 M_{eff} \approx 0.2 \text{ Т}$ при экстраполяции линии до $\omega_r \rightarrow 0$. При уменьшении $|H|$ линейная зависимость линии ФМР заканчивается перегибом при $|H| \sim M_{eff}$ и переходит в две линии ФМР с нелинейной зависимостью резонансной частоты от поля при $|\mu_0 H| < 0.2 \text{ Т}$. Более высокочастотная линия ФМР с более сильным поглощением обозначена как линия С, а более низкочастотная линия ФМР с более слабым поглощением - линия G. В поле $|H| < M_{eff}$, направленном перпендику-

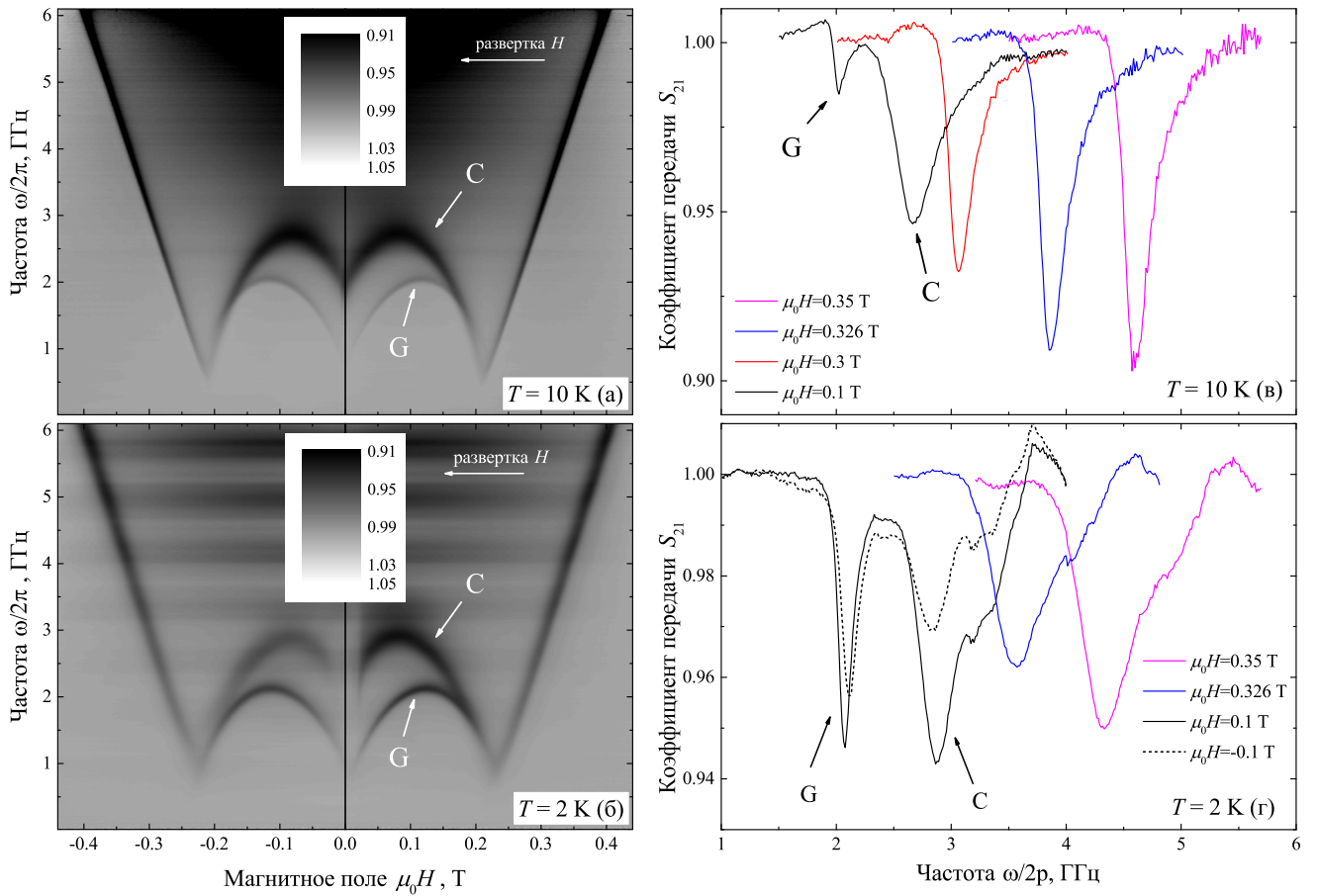


Рис. 1.5. а) и б) Спектры ФМР $|S_{21}(\omega, H)/S_{21}(\omega, \mu_0 H = 0.5 \text{ Т})|$, измеренные при $T = 10$ К выше T_c ниобия (а) и $T = 2$ К ниже T_c (б). в) и г) Соответствующие частотные зависимости нормированного коэффициента передачи $|S_{21}(\omega)|$ при нескольких значениях магнитного поля при $T = 10$ К выше T_c (в) и $T = 2$ К ниже T_c (г). Для линий $|S_{21}(\omega)|$ на (в) и (г) был вычтен фон. При $T < T_c$ в спектре наблюдается гистерезис интенсивности резонансных линий. При измерениях магнитное поле изменялось от $+0.5$ до -0.5 Т (указано стрелками). Символами С и G обозначены спектральные линии.

лярно плоскости, ферромагнитные пленки не намагничиваются до насыщения, и, следовательно, простые формулы Киттеля неприменимы. Разделение ФМР спектра на несколько спектральных линий при $|H| < M_{eff}$ может быть обусловлено различными факторами, в том числе резонансами стоячих спиновых волн [12, 18, 151, 152], резонансами магнитной доменной структуры [153–155] или разделением магнитных фаз.

После перехода копланарного волновода в сверхпроводящее состояние ФМР спектр меняется (сравните попарно 1.5а,б и 1.5в,г). Спектр при $T < T_c$ состоит

из тех же резонансных линий, что и при $T > T_c$. Эффект от сверхпроводимости проявляется в гистерезисе амплитуды поглощения линии ФМР при $|\mu_0 H| < 0.2$ Т. Этот гистерезис наиболее проявляется для линии С (см. $S_{21}(\omega)$ при $\mu_0 H = 0.1$ Т и $\mu_0 H = -0.1$ Т на рис. 1.5г). Амплитуда ФМР сигнала значительно сильнее при убывании магнитного поля (при положительных значениях H на рис. 1.5б,г), чем при возрастании магнитного поля (отрицательное значение H на рис. 1.5б,г). Кроме того, при $T < T_c$ наблюдается подавление ФМР линии в области слабого поля $|\mu_0 H| < 0.02$ Т. В следующих подразделах будет проведено обсуждение ФМР в пленке ЖИГ в отсутствие сверхпроводимости, будут установлены причины расщепления ФМР спектра при $|H| < M_{eff}$, а также будет определен вклад сверхпроводимости в спектр ФМР.

1.3.3. Ферромагнитный резонанс в системе ЖИГ-ниобий при $T > T_c$.

Магнитные свойства пленок ЖИГ при криогенных температурах.

Анализ возможных причин разделения ФМР спектра на С-линию и G-линию на рис. 1.5 показывает, что в данном случае ни доменная структура, ни спиновые волны не могут вносить вклад в спектр ФМР при $|H| < M_{eff}$. Формирование магнитных доменов при размагничивании при $|H| < M_{eff}$ безусловно происходит для тонких пленок с выраженной перпендикулярной анизотропией по сравнению с энергией размагничивания [156, 157], т.е. когда параметр анизотропии $Q = K_u/2\mu_0 M_s^2 > 1$, где K_u - коэффициент перпендикулярной одноосной анизотропии, а M_s - намагниченность насыщения. Однако типичное поле одноосной анизотропии $\mu_0 H_u = 2K_u/M_s$ в тонких пленках ЖИГ, изготовленных с помощью жидкофазной эпитаксии, составляет до ~ 20 мТ [18, 148, 150, 158], обеспечивая $Q \ll 1$. Наибольшие значения одноосной анизотропии в пленках ЖИГ $\mu_0 H_u \sim 0.1$ Т могут быть получены в пленках, изготовленных с помощью импульсного лазерного напыления [159], что по-прежнему гарантирует $Q < 1$. Для значений $0 < Q < 1$ существует критическая толщина ферромагнитной

пленки, ниже которой доменная структура не формируется. Критическая толщина задается выражением [157]

$$h_c = \sqrt{\frac{A}{K_u} \frac{\sqrt{(27 + 37Q)(1 - Q)/2}}{Q}}, \quad (1.2)$$

где $A \approx 4 \times 10^{-12}$ Дж/м - типичная константа обменного взаимодействия в пленках ЖИГ [18]. Используя выражение 1.2 можно показать что критическая толщина пленки ЖИГ с указанными магнитными свойствами составляет 150-370 нм, что существенно превосходит толщину изучаемой пленки 50 нм. Следовательно, магнитная доменная структура в исследуемой пленке не ожидается. В качестве дополнительного теста проведены исследования структуры магнитного потока на поверхности пленки ЖИГ при температуре 4 К с помощью магнитно-силовой микроскопии с использованием криогенного микроскопа замкнутого цикла attoDRY 1000, оборудованного сверхпроводящим соленоидом. Каких либо признаков доменной структуры или любой другой магнитной структуры, зависящей от магнитного поля обнаружено не было. Это подтверждает, что образования доменной структуры не происходит. Следовательно, магнитное состояние пленки ЖИГ можно рассматривать как однодоменное, изменение перпендикулярной составляющей намагниченности при $|H| < M_{eff}$ происходит за счет поворота вектора намагниченности от перпендикулярной ориентации к ориентации вдоль плоскости.

Отсутствие вклада в спектр ФМР стоячих спиновых волн можно доказать следующим образом. При $H = 0$ вектор намагниченности однодоменной пленки со-направлен с плоскостью. Следовательно, при $H = 0$ формула Киттеля и законы дисперсии спиновых волн становятся применимыми. Если наблюдаются несколько резонансов, то спин-волновую моду можно идентифицировать путем оценки разности резонансных частот $\Delta\omega_r$ между резонансной частотой Киттеля и резонансной частотой стоячей спиновой волны. Частота стоячей спиновой волны определяется аналитически из соответствующего геометрии закона дисперсии при условии совпадении длины волны с геометрическими параметрами

системы. Затем аналитически полученная разница $\Delta\omega_r$ сравнивается с экспериментально наблюдаемой $\Delta\omega_r/2\pi \sim 1.3$ ГГц при $H = 0$ (рис. 1.5).

Если предположить что спектр содержит резонансные линии магнитостатических стоячих спиновых волн в плоскостной геометрии [7, 25], т.е., в геометрии обратной объемной моды или магнитостатической поверхностной моды, то длина волны $\lambda/2$ должна быть кратна размерам копланарного волновода, т.е., $\lambda/2 \sim 20 - 40$ мкм. При таких длинах волн разница между частотой моды Киттеля и частотой стоячей спиновой волны незначительна $\Delta\omega_r/2\pi \lesssim 10$ МГц из-за малого отношения $d/\lambda \sim 10^{-3}$. В качестве альтернативы, если предположить что спектр содержит резонанс перпендикулярных обменных спиновых волн [4, 5], то с учетом типичной константы обменного взаимодействия A в пленках ЖИГ получается разница в частотах $\Delta\omega_r/2\pi \approx 2.5$ ГГц при $d = \lambda/4$ и $\Delta\omega_r/2\pi \approx 7.5$ ГГц при $d = \lambda/2$. Ни один из возможных режимов стоячих спиновых волн не соответствует разнице частот $\Delta\omega_r/2\pi \approx 1.3$ ГГц. В целом, при возбуждении стоячих спиновых волн ожидается несколько последовательных спектральных линий. При этом, интенсивность каждой линии постепенно уменьшаться с номером моды (см., например, [160]). В данном эксперименте такой картины не наблюдается. Таким образом, можно утверждать что несколько спектральных линий на рис. 1.5 при $|H| < M_s$ не связаны со стоячими спиновыми волнами.

Оставшееся объяснение наличия двух спектральных линий ФМР подразумевает существование двух резонирующих областей с разными магнитными свойствами вблизи волновода. При этом, магнитная структура в каждой такой области является однодоменной. Эти области можно идентифицировать по интенсивности взаимодействия с волноводом, которая характеризуется амплитудой ФМР сигнала. В геометрии копланарного волновода переменные магнитные поля в основном сосредоточены вблизи центральной передающей линии [127, 144]. Следовательно, в соответствии со структурой чипа на рис. 1.4 можно предположить, что более высокочастотная более сильная линия С появляется

из-за резонанса в области ЖИГ под передающей линией, а более низкочастотная более слабая линия G возникает из-за резонанса в области зазора волновода, где связь волновода с ЖИГ слабее.

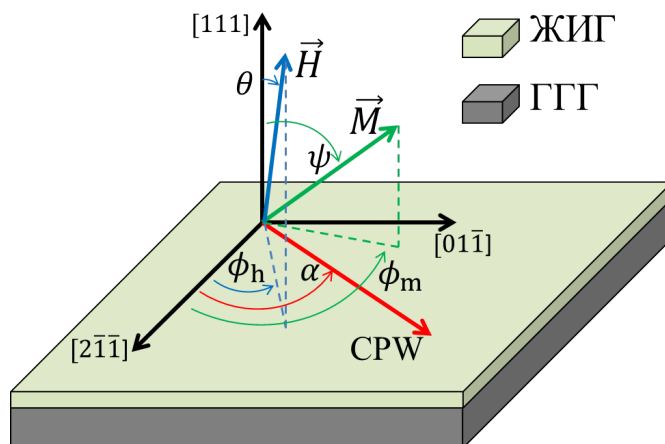


Рис. 1.6. Сферическая система координат исследуемого образца пленки ЖИГ. Позаимствовано из работы [158]. Направление волновода (CPW, см. рис. 1.4) указано красной стрелкой. В этом направлении сформирована дополнительная одноосная анизотропия.

Для случая однодоменной монокристаллической пленки ЖИГ резонансная линия $\omega_r(H)$ может быть получена аналитически во всем диапазоне полей методом Шуля-Шмидта-Белджерса, по аналогии с работами [158, 161–163]. Далее в этом разделе использованы обозначения из работы [158]. Ориентация намагниченности однодоменной пленки при произвольно ориентированном магнитном поле определяется минимумом магнитостатической энергии $g = g(M_s, h, k_1, k_2, k_u, \theta, \psi, \phi_h, \phi_m)$, где k_1 , k_2 и k_u - безразмерные параметры кубической магнитокристаллической анизотропии и перпендикулярной одноосной анизотропии соответственно, $h = H/M_s$ - нормированное внешнее магнитное поле, углы θ , ψ , ϕ_k , ϕ_m определяют ориентацию H и M_s относительно основных кристаллографических осей ЖИГ в сферических координатах (см. рис. 1.6). Кроме того, система на рис. 1.4 имеет выраженную направленность вдоль ориентации волновода. Эта направленность может влиять на энергию системы. Возможный вклад этой направленности учитывается феноменологически дополнительным слагаемым к энергии g_a , который соответствует одноосной анизотропии перво-

го порядка вдоль волновода. Вклад энергии одноосной анизотропии первого порядка в координатах, представленных на рис. 1.6, определен выражением

$$g_a = -k_{a1} \sin(\psi)^2 \cos(\phi_h - \alpha)^2. \quad (1.3)$$

Частота ФМР определяется производными энергии при ориентации, соответствующей минимуму энергии [161–163]

$$\omega_r \propto \gamma(g_{\psi\psi}g_{\phi_m\phi_m} - g_{\psi\phi_m}^2)^{1/2} / \sin(\psi), \quad (1.4)$$

где γ - гиромагнитное соотношение. Подробности метода можно узнать в работах [158, 161–163].

Точками на рис. 1.7а показаны экспериментальные резонансные линии $\omega_r(H)$, полученные из спектра на рис. 1.5а. Вначале проведено моделирование линии G с использованием следующей процедуры. Во-первых, можно заметить что если несовпадение ориентации магнитного поля с осью z невелико (угол $\theta \approx 0$), а одноосная анизотропия, индуцированная волноводом, незначительна (параметр k_{a1} в уравнении 1.3 мал), линейная часть ФМР при $H \gg M_{eff}$ можно описать упрощенным выражением [158]

$$\omega_r/2\pi = 2\gamma M_s (h - (1 - k_u + 2k_1/3 + 2k_2/9)). \quad (1.5)$$

При моделировании линии ФМР в диапазоне полей от 0.3 Т до 0.4Т с помощью уравнения 1.5, получено гиромагнитное соотношение $\gamma/2\pi = 29.85$ ГГц/Т, которое близко к соотношению для свободных электронов 28.03 ГГц/Т. Также было получено значение намагниченности насыщения в зависимости от параметров анизотропии $\mu_0 M_{eff} = \mu_0 M_s \times (1 - k_u + 2k_1/3 + 2k_2/9) = 197.5$ мТ. Далее необходимо отметить следующие особенности спектральных линий на рис. 1.5 и 1.7а. (i) Частота перелома резонансной линии при поле $\mu_0 H \simeq 0.22$ Т в основном определяется несовпадением магнитного поля с осью z, т.е. углами θ и ϕ_H . (ii) Максимум частоты ФМР при поле $\mu_0 H \simeq 0.12$ Т в основном определяется параметрами магнитокристаллической анизотропии k_1 и k_2 . (iii) При фиксированных параметрах θ , ϕ_H , k_1 и k_2 наклон резонансной линии $\omega_r(H)$ при $H \rightarrow 0$

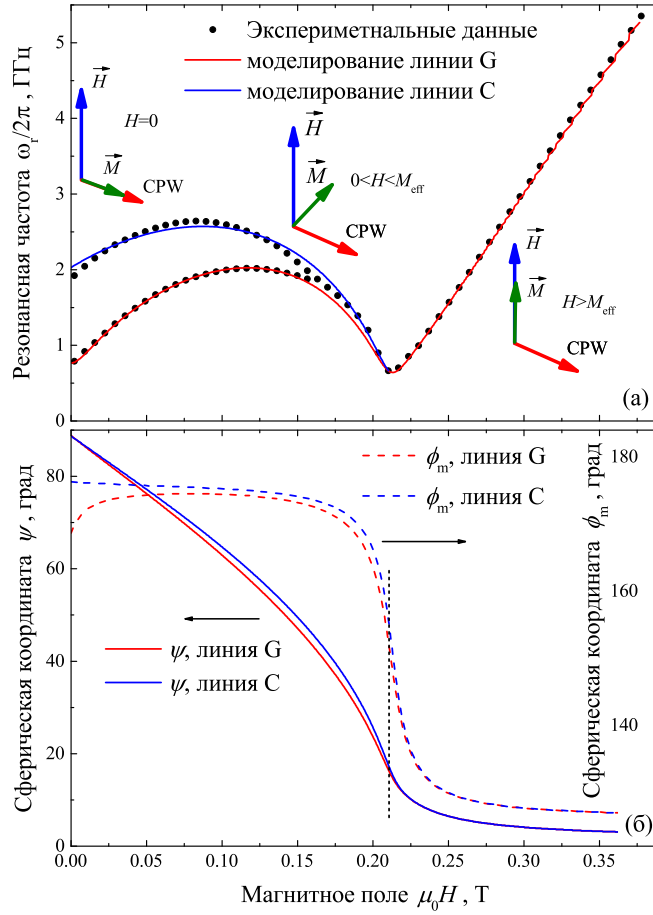


Рис. 1.7. Моделирование резонансных линий $\omega_r(H)$. (а) Зависимость частоты ФМР от магнитного поля. Копланарный волновод индуцирует одноосную анизотропию 1-го (линия G) и 2-го (линия C) порядка вдоль направления CPW. Пиктограммы на (а) иллюстрируют ориентацию намагниченности относительно ориентации магнитного поля и направления волновода при различных магнитных полях. (б) Зависимость ориентации намагниченности от магнитного поля. Пунктирная линия указывает положение излома на кривых ФМР.

и значение $\omega_r(H = 0)$ определяются одноосной анизотропией, индуцированной волноводом, т.е. параметрами k_{a1} и α в уравнении 1.3. (iv) После нескольких циклов оптимизации модели (i)-(iii) проводится дополнительный этап оптимизации путем варьирования параметра k_u . Следуя этапам оптимизации (i) - (iv), получено оптимальное совпадение модельной линии с экспериментальной линией G (показано красной кривой на рис. 1.7а) со следующими параметрами: $\mu_0 M_s = 187.6$ мТ, $k_1 = -0.16$, $k_2 = 0.18$, $k_u = -0.12$, $\theta = 1.4^\circ$, $\phi_h = 126^\circ$, $k_{a1} = 0.025$, $\alpha = 177^\circ$. Важно отметить, что параметры кубической магнито-

кристаллической анизотропии k_1 и k_2 при криогенных температурах в 2-3 раза выше типичных значений при комнатной температуре [148, 158]. Эта тенденция хорошо коррелирует с температурной зависимостью кубической магнито-кристаллической анизотропии в объемных монокристаллах ЖИГ [164].

После моделирования линии G, которая соответствует ферромагнитному резонансу областей пленки ЖИГ, расположенных в зазорах копланарного волновода, единственным способом провести моделирование линии C, которая соответствует ферромагнитному резонансу областей пленки ЖИГ под центральной линией передачи волновода, стало введение дополнительного слагаемого в энергию g , которое представляет собой одноосную анизотропию второго порядка, индуцированную волноводом. Слагаемое одноосной анизотропии второго порядка в координатах, представленных на рис.1.6, определено следующим выражением

$$g_a = -(k_{a1} + 2k_{a2}) \sin(\psi)^2 \cos(\phi_h - \alpha)^2 + k_{a2} \sin(\psi)^4 \cos(\phi_h - \alpha)^4. \quad (1.6)$$

При использовании магнитных параметров, полученных при моделировании линии G, моделирование линии C с учетом наведенной одноосной анизотропии второго порядка (уравнение 1.6), дает $k_{a1} = 0.121$ и $k_{a2} = -0.048$. Модельная линия показана синим на рис. 1.7.

На рисунке 1.7б показаны зависимости ориентаций намагниченности $\psi(H)$ и $\phi_M(H)$ для линий C и G спектра ФМР от магнитного поля. Незначительная разница между ориентациями для линий C и G во всем диапазоне полей указывает на совпадение ориентаций намагниченности пленки ЖИГ как в зазоре волновода, так и в области передающей линии, и означает что пленка ЖИГ остается в однодоменном состоянии при измерениях во всем диапазоне полей.

Вероятной причиной формирования анизотропии в направлении волновода являются поверхностные напряжения, возникающих из-за разницы в тепловом расширении центральной линии передачи металлического ниобиевого волновода и гранатов ЖИГ-ГГГ. Такие поверхностные напряжения могут возни-

катель либо из-за напыления пленки Nb при повышенной температуре, либо из-за проведения экспериментов при криогенных температурах. Если предположить что при напылении ниобия при температуре $T_d \approx 600$ К между ниобием и ЖИГ образуется сплошная граница раздела без напряжений, то при температуре измерения $T_m = 2$ К напряжение на границе раздела можно оценить с помощью следующего выражения

$$\sigma \approx \frac{E}{1-\nu} \epsilon = \frac{E}{1-\nu} \int_{T_d}^{T_m} [\alpha_G(T) - \alpha_{Nb}(T)] dT, \quad (1.7)$$

где σ - напряжение в ЖИГ, $E = 2 \times 10^{12}$ дин/см² - модуль Юнга ЖИГ в диапазоне температур от 0 до 300 К [165], $\nu = 0.29$ - коэффициент Пуассона, ϵ - относительная деформация на границе раздела при T_m из-за разницы в тепловом расширении, $\alpha_G(T)$ и $\alpha_{Nb}(T)$ - температурные зависимости линейного теплового расширения граната и Nb соответственно. Важно отметить, что напряжение в уравнении 1.7 подразумевает отсутствие механической релаксации.

Вычисление механических напряжений на границе раздела ниобий-ЖИГ с использованием уравнения 1.7 затруднено. Термомеханические свойства ниобия хорошо изучены в широком диапазоне температур [166] от ≈ 0 К до примерно температуры плавления. Последовательное изучение термомеханических свойств пленок ЖИГ в этом диапазоне температур не проводилось. Коэффициент $\alpha_G(T)$ для ЖИГ доступен частично и может быть получен интерполяцией $\alpha_G(T)$ при температурах выше комнатной температуры [167, 168] и ниже комнатной температуры [169]. С другой стороны, для оценок напряжений на интерфейсе вместо коэффициента $\alpha_G(T)$ для ЖИГ можно использовать значения для ГГГ, поскольку их термомеханические свойства практически идентичны [167, 168]. Данные $\alpha_G(T)$ для ГГГ можно найти в литературе для нескольких температурных диапазонов: данные при комнатной температуре и более высоких температурах доступны в работах [167, 168], $\alpha_G(T)$ при низких температурах опубликованы в работе [170] для диапазона от 6 К до 300 К и в работе

[171] для диапазона от 80 К до 330 К.

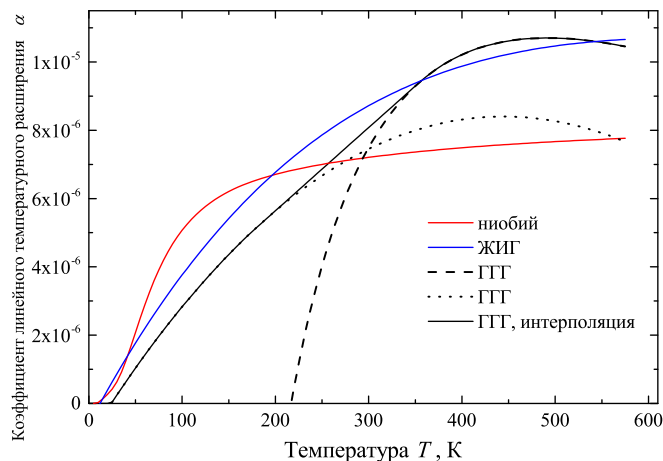


Рис. 1.8. Зависимости коэффициента теплового расширения от температуры $\alpha(T)$ для ниобия (см. [166]), ЖИГ (см. [167, 169]), и ГГГ (штриховой линией показаны данные из работы [167], пунктирной линией показаны данные из работы [171], сплошной линией показана интерполяция данных).

На рисунке 1.8 показаны зависимости теплового расширения от температуры $\alpha(T)$. Красная линия показывает данные для Nb, которые получены из работы [166]. Синяя кривая показывает зависимость $\alpha_G(T)$ для ЖИГ, полученную с помощью интерполяции данных из работ [167, 169]. Черные штриховые и пунктирные линии показывают $\alpha_G(T)$ для ГГГ, полученные из работ [167] и [171], соответственно. Сплошная черная кривая показывает линейную интерполяцию для ГГГ в диапазоне от 180 К до 330 К. Для оценок используется интерполированная зависимость $\alpha_G(T)$.

Расчеты напряжений с использованием уравнения 1.7 и коэффициентов расширения $\alpha(T)$ на рис. 1.8 показывают что при напылении ниобия при температуре $T_d \approx 600$ К относительная деформация на границе раздела ЖИГ-Nb $\epsilon \approx +6.4 \times 10^{-4}$ при 2 К создает сжимающее напряжение $\sigma \sim 10^9$ дин/см². Однако, если предположить что напыление ниобия происходит при комнатной температуре или напряжения в ниобии релаксируют при комнатной температуре, то согласно уравнению 1.7 и данным на рис. 1.8 при 2 К появится деформация противоположного знака $\epsilon \approx -4 \times 10^{-5}$. Если вместо коэффициента для ЖИГ

использовать коэффициент для ГГГ то с помощью уравнения 1.7 получается примерно такая же деформация $\epsilon \approx +5.6 \times 10^{-4}$ на границе раздела с нерелаксированным при комнатной температуре ниобием, и деформация противоположного знака $\epsilon \approx -4 \times 10^{-4}$ на границе раздела с релаксированным ниобием. Эти значения хорошо сопоставимы с напряжениями, вызванными ростом ЖИГ, которые получаются вследствие несовпадения кристаллических решеток между подложкой ГГГ и пленкой ЖИГ, и которые вызывают одноосную анизотропию K_u в пленках ЖИГ, полученных с помощью жидкофазной эпитаксии [150] и импульсного лазерного напыления [172, 173]. Таким образом, подтверждается формирование магнитной анизотропии в направлении волновода вследствие поверхностных напряжений на границе раздела ЖИГ-ниобий и, как следствие, формирование двух областей ЖИГ с различающимися магнитными свойствами и появление двух спектральных линий.

1.3.4. Ферромагнитный резонанс в системе ЖИГ-ниобий при $T < T_c$.

Влияние сверхпроводящего критического состояния ниобия на спектр ФМР

При $T < T_c$ ниобия спектр ФМР изменяется (см. рис. 1.5б). Поскольку ниобий напылен непосредственно на пленку ЖИГ, все изменения линии С можно рассматривать с точки зрения сверхпроводящего критического состояния ниобия. На рисунке 1.9а показаны спектры, полученные после охлаждения образца в нулевом магнитном поле до 2 К, и последующем измерении S_{21} в магнитном поле от 0 до 0.11 Т с положительной разверткой поля (т.н. состояние zero-field-cooled, ZFC). На рисунке 1.9б показаны спектры, полученные после охлаждения образца в магнитном поле $\mu_0 H = 0.25$ Т до 2 К, и последующем измерении S_{21} в магнитном поле от 0.11 Т до 0 с отрицательной разверткой поля (т.н. состояние field-cooled, FC). Зависимости интенсивности линии С от поля $I(H)$, измеренные из состояния ZFC и FC при температурах 2 К и 10 К показаны рис. 1.9в. Линии $I(H)$ соответствуют изменению взаимодействия

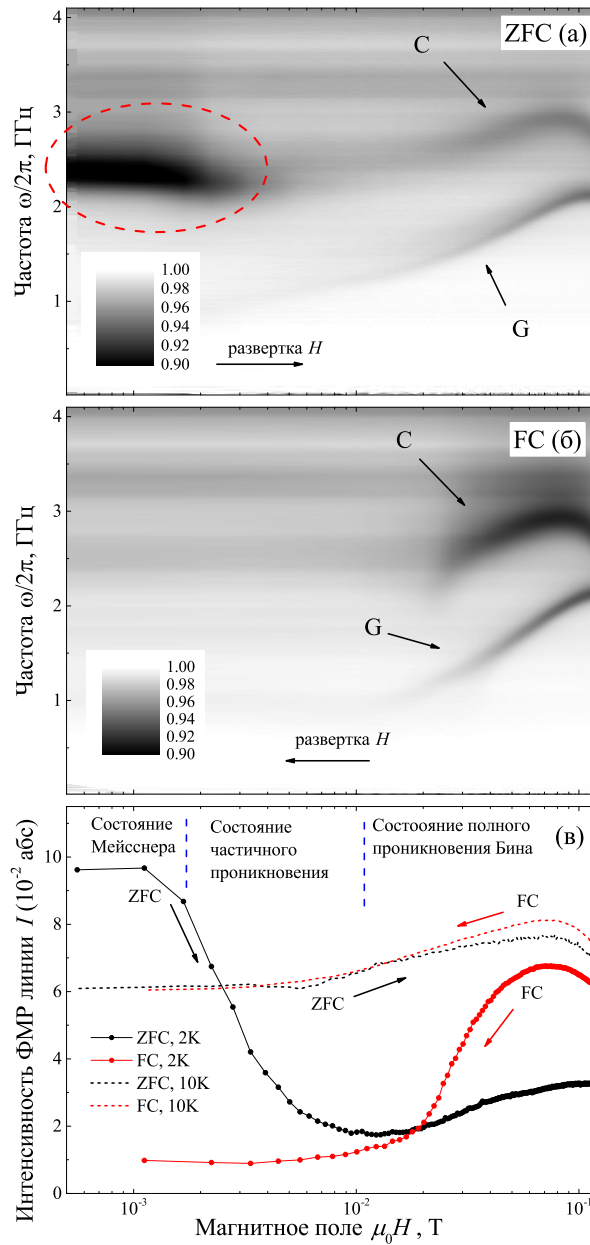


Рис. 1.9. Нормированные резонансные спектры $|S_{21}(\omega, H)/S_{21}(\omega, \mu_0 H = 0.5 \text{ T})|$, измеренные при 2 К, начиная от состояния ZFC (а) и от состояния FC (б). Линии С и G указаны стрелками. Красной штриховой линией на (а) выделена область спектра ФМР где волновод находится в состоянии Мейсснера. в) Зависимости интенсивности линии С от магнитного поля $I(H)$, полученные при 2 К и 10 К. Направление развертки магнитного поля указано стрелками. Ось H представлена в логарифмическом масштабе. Области поля для трех сверхпроводящих состояний ниобия на кривой ZFC на (с) схематически разделены синими пунктирными линиями.

волновода с пленкой ЖИГ и коррелируют с однородностью намагниченности и однородностью распределения магнитного поля в пленке ЖИГ.

На линии $I(H)$, полученной при 2 К из состояния ZFC на рис. 1.9в можно разделить три области. В первой области в узком интервале малых полей $0 \leq \mu_0 H \lesssim 2$ мТ наблюдается наиболее сильное ФМР поглощение с интенсивностью $I \sim 0.1$ (выделено красным штриховым контуром на рис. 1.9а). Эта область соответствует мейсснеровскому состоянию передающей линии ниобия, когда экранирующие токи Мейсснера циркулируют по краям пленки ниобия и экранируют магнитный поток из ее поперечного сечения. В состоянии Мейсснера магнитный поток остается однородным в линии Nb, что также обеспечивает однородность поля в ЖИГ и максимальную интенсивность ФМР. Также, на состояние Мейсснера указывает отсутствие зависимости частоты ФМР от поля в указанном диапазоне полей.

Во второй области в интервале полей $2 < \mu_0 H < 10$ мТ интенсивность линии С быстро падает от $I \sim 0.1$ до минимума $I \sim 0.02$. Это падение можно объяснить переходом в сверхпроводящее состояние частичного проникновения вихрей, когда сверхпроводящие вихри начинают проникать в пленку ниобия, но по прежнему остаются области, свободные от вихрей. При частичном проникновении распределение магнитного потока в сверхпроводящих пленках (а значит и магнитного поля в ЖИГ) является наиболее неоднородным [174–176], что способствует минимальной интенсивности линии С. Состояние частичного проникновения начинается при эффективном критическом поле сверхпроводящей пленки $\sim 2 \times 10^{-3}$ Т, которое учитывает первое критическое поле пленки $\mu_0 H_{c1}$, ее размагничивающий фактор и возможные поверхностные барьеры, и заканчивается магнитным полем полного проникновения 0.01 Т.

В третьей области линии $I(H)$, при $\mu_0 H > 0.01$ Т, после достижения полного проникновения магнитный поток в сверхпроводящей пленке образует постоянный градиент, который может быть описан моделью критического состояния Бина [177–180]. Градиент образуется за счет пиннинга вихрей и индуцирует циркулирующие сверхпроводящие критические токи. С увеличением магнитного поля пиннинг вихрей уменьшается, и градиент магнитного потока

также уменьшается [179, 180], делая магнитный поток в ЖИГ более однородным. Это приводит к увеличению интенсивности линии С, что и наблюдается на рис. 1.9с при увеличении магнитного поля от 0.01 Т до более высоких полей. Необходимо отметить что такое немонотонное поведение $I(H)$ не наблюдается для линии G (рис. 1.9а,с), что дополнительно свидетельствует о том, что линия G соответствует ФМР области пленки в зазоре копланарного волновода, где влияние сверхпроводящего состояния ниобия незначительно.

При увеличении магнитного поля за пределами диапазона полей на рис. 1.9 линия магнитный поток распределяется в пленке ниобия однородно и интенсивность линии $I(H)$, полученная из состояния ZFC, должна совпадать с интенсивностью линии FC. На зависимости $I(H)$, полученной при 2 К из состояния FC на рис. 1.9в можно выделить две области. В первой области при $\mu_0 H > 0.03$ Т интенсивность остается примерно в 2 раз выше, чем для кривой ZFC. Этот эффект связан с меньшей степенью неоднородности магнитного потока в пленке ниобия в состоянии Бина при отрицательной развертке поля. Во второй области, при уменьшении магнитного поля $0 < \mu_0 H < 0.03$ Т интенсивность линии С быстро падает, что можно объяснить постепенным формированием сложного остаточного критического состояния вблизи $H = 0$ с неравномерно распределенным замороженным магнитным потоком.

В целом, влияние сверхпроводящего критического состояния на ФМР является деструктивным. Интенсивность линий для кривых ZFC и FC остается ниже значений I при $T > T_c$ (рис. 1.9с). Однако, вблизи $H = 0$ ФМР значительно сильнее, когда сверхпроводник находится в мейсснеровском состоянии, чем для нормального состояния волновода. Этот эффект может быть результатом взаимодействия магнитных моментов в ЖИГ с экранирующими токами Мейснера [145].

1.3.5. Выводы

В данном разделе проведено изучение ферромагнитного резонанса в тонкой пленке ЖИГ с использованием сверхпроводящего ниобиевого волновода, изготовленного непосредственно поверх магнитной пленки, в перпендикулярных магнитных полях при криогенных температурах. Спектры ФМР получены в широком диапазоне полей. При магнитных полях выше намагниченности насыщения зависимость частоты ФМР от магнитного поля линейна. При магнитных полях ниже намагниченности насыщения спектр ФМР разделяется на две спектральных линии с нелинейной зависимостью от поля. Две спектральные линии идентифицированы как линии ФМР в области пленки ЖИГ, расположенной под передающей линией волновода, и ФМР в области пленки ЖИГ, расположенной в области зазоров волновода.

Проведено моделирование спектров ФМР с использованием метода Шуля-Шмидта-Белджерса. В результате моделирования получены магнитные параметры пленки ЖИГ: намагниченность насыщения, гиромангнитное отношение, параметры магнитокристаллической и одноосной анизотропии. Кроме того, при моделировании получен угол разориентации 1.4° между внешним полем и перпендикулярной ориентацией, а также показано наличие одноосных анизотропий первого и второго порядка, вызванных поверхностными напряжениями на границе раздела ниобий-ЖИГ.

Спектр ФМР при температурах ниже сверхпроводящей критической температуры волновода показал гистерезис интенсивности линии ФМР. Гистерезис объясняется влиянием намагниченности ниобиевой линии в сверхпроводящем критическом состоянии. Зависимость интенсивности ФМР от магнитного поля позволила идентифицировать все основные состояния сверхпроводящей пленки при перпендикулярном поле: состояние Мейсснера, состояние с частичным проникновением вихрей, и критическое состояние Бина с полным проникновением вихрей. Гистерезис интенсивности линии ФМР обусловлен пиннингом сверхпро-

водящих вихрей.

1.4. Спектроскопия ферромагнитных микроструктур с использованием сверхпроводящего резонатора

Ферромагнитные микро- и наноструктуры представляют интерес для разнообразных применений в областях магнитоэлектроники [181–184], в том числе для разработки различных гибридных функциональных структур сверхпроводник-ферромагнетик [69, 72, 77, 80, 86, 108, 185, 186]. В связи с этим актуальной задачей является определение характеристик этих единичных ферромагнитных микро- и наноструктур. Исследование резонансных свойств ферромагнитных структур с помощью широкополосных методов [16, 105, 127] является удобным инструментом для исследования статических и динамических свойств ферромагнетиков. Однако ФМР исследования единичных ферромагнитных микро- и наноструктур являются затруднительными в связи с небольшим количеством спинов в системе и, соответственно, слабого резонансного отклика. Можно выделить два общих подхода к исследованию динамики магнитного момента единичных ферромагнитных микроструктур с помощью широкополосных методов. Первый подход заключается в исследовании ФМР однородной ферромагнитной тонкой пленки, определение ее основных свойств (т.е., намагниченности насыщения M_s и полей анизотропии), и последующее моделирование динамики магнитного момента ферромагнитной микроструктуры с требуемыми размерами и экспериментально определенными физическими параметрами с помощью микромагнитного моделирования [187, 188]. Вторым подходом является исследование ФМР больших массивов идентичных ферромагнитных структур требуемого размера [10, 137, 189–196] и определение характеристик единичной микроструктуры с учетом магнитостатического взаимодействия между элементами массива. В этом случае использование массива увеличивает количество спинов в системе и обеспечивает измеряемый сигнал ФМР. Таким образом, ни

один из указанных подходов фактически не подразумевает экспериментальное изучение индивидуальных ферромагнитных структур.

Резонансные свойства индивидуальных ферромагнитных микро- или наноструктур можно изучать с помощью нескольких более сложных методов. В частности, спин-волновые процессы с длиной волны в масштабе микрометров можно визуализировать с высокими чувствительностью и пространственным разрешением с помощью комбинированной системы, в которой возбуждение спин-волновой динамики осуществляется с помощью микроволновых антенн, а визуализация выполняется с помощью Бриллюэновской микроскопии [197–200] или магнитно-силовой микроскопии [201–203]. Среди микроволновых экспериментальных методов хорошая чувствительность для ФМР спектроскопии отдельных ферромагнитных микроструктур была достигнута с помощью микроволновых интерферометров [204], планарных микроволновых микро-устройств [205] и планарных микро-резонаторов [206, 207].

В качестве альтернативы, недавно были предложены системы в которых динамика магнитного момента индивидуального ферромагнетика взаимодействует с осцилляциями тока в гибридных джозефсоновских структурах [102, 103, 208]. При этом ферромагнитный резонанс проявляет себя в виде дополнительных особенностей на вольт-амперных характеристиках. Однако ФМР исследования с использованием джозефсоновских структур являются технологически сложными, не универсальными в отношении выбора ферромагнетика, и требуют детального изучения свойств джозефсоновского перехода до непосредственного анализа ферромагнитного отклика.

В этом разделе, предложено и продемонстрировано применение сверхпроводящих резонаторов на чипе с высокой добротностью Q [209] и серией резонансных мод для исследования динамики магнитного момента отдельных микроструктурированных ферромагнетиков. Когда ферромагнитный образец помещается рядом с пучностью магнитного поля стоячей электромагнитной волны резонатора, магнитостатическое взаимодействие связывает собственные моды

ферромагнетика и моды электромагнитного резонанса. Небольшие изменения комплексной восприимчивости системы, вызванные резонансом ферромагнитной микроструктуры, напрямую связаны с изменением добротности резонатора [210]. Широкополосные возможности метода VNA-FMR, которые характерны при использовании волноводов и анализатора цепей, обеспечиваются присутствием в спектре множества резонансных мод электромагнитного резонатора, что позволяет получить зависимость частоты ФМР от магнитного поля. Подход, который реализован в этом разделе, во многом построен по аналогии с подходами к исследованию гибридизации магнонов и микроволновых фотонов [46–48].

1.4.1. Описание эксперимента

Схематическое изображение чипа со сверхпроводящим волноводом и исследуемой ферромагнитной микроструктурой показано на рис. 1.10а. Чип состоит из сверхпроводящего копланарного полуволнового резонатора, изготовленного из пленки ниобия на подложке кремния. Элемент индуктивной связи резонатора с волноводом состоит из двух перекрывающихся копланарных секций с импедансом 50 Ом разной ширины, как показано на рис. 1.10а,б. Для измерений был изготовлен копланарный резонатор с шириной центральной линии 31 мкм и диэлектрическими зазорами 17 мкм, связанный с передающей копланарной линией с шириной линии 87 мкм и зазорами 50 мкм. Длина элемента индуктивной связи составила 110 мкм (рис. 1.10б). Полная длина резонатора на кремниевой подложке составила ≈ 80 мм, что соответствует основной резонансной частоте $\omega_0/2\pi = 740$ МГц. Геометрия элемента связи была оптимизирована численно с использованием пакета HFSS путем подбора длины элемента таким образом чтобы добротность связи составила $Q_c = 10^4$ при частоте $\omega_0/2\pi = 740$ МГц. Для компактности резонатор был свернут в виде меандра.

Образец ферромагнитной микроструктуры размещен на одном из окончатый резонатора, в непосредственной близости от элемента индуктивной связи

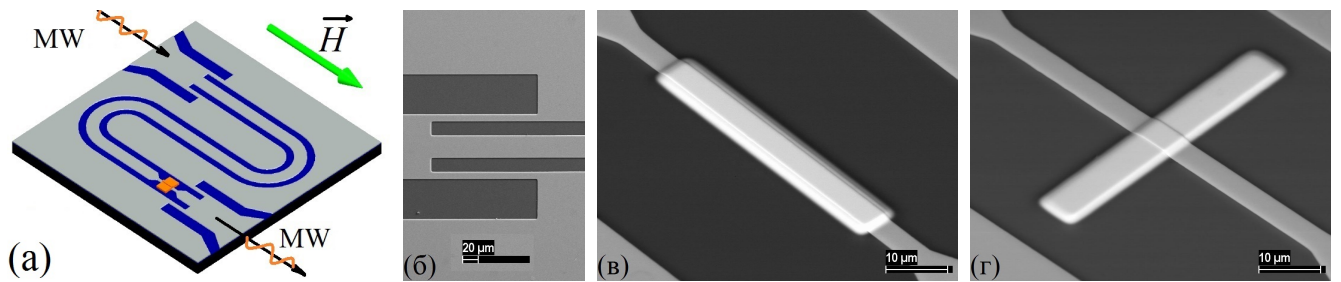


Рис. 1.10. а) Схематическое изображение чипа для исследования динамики магнитного момента единичных ферромагнитных микроструктур. Полуволновой сверхпроводящий копланарный резонатор (показан серым) изготовлен на подложке кремния (показана черным) из пленки ниобия. Диэлектрические зазоры выделены синим цветом. Единичная ферромагнитная микроструктура (показана оранжевым цветом) размещена на сужении передающей линии резонатора в непосредственной близости от элемента связи. Черные и зеленые стрелки показывают, соответственно, направление распространения микроволнового сигнала (MW) и направление внешнего магнитного поля. б) Изображение элемента связи, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа. в) Изображение ферромагнитной микроструктуры, расположенной на сужении передающей линии, ориентированной параллельно направлению волновода, которое получено с помощью сканирующего электронного микроскопа. г) Изображение ферромагнитной микроструктуры, расположенной на сужении передающей линии, ориентированной перпендикулярно направлению волновода, которое получено с помощью сканирующего электронного микроскопа.

(см. рис. 1.10а), то есть в месте расположения пучности микроволновых токов и магнитных полей для всех резонансных мод. В месте расположения ферромагнитной микроструктуры центральная передающая линия резонатора была выполнена с сужением до ширины 5 мкм. Расположение ферромагнетика вблизи элемента связи и сужение линии под ним позволяют увеличить индуктивное взаимодействие ферромагнитной микроструктуры с резонатором. Между сверхпроводящим и ферромагнитным слоями нанесен изолирующий слой AlO_x толщиной 30 нм для подавления сверхпроводящего эффекта близости.

При микроволновых измерениях магнитное поле (зеленая стрелка на рис. 1.10а) ориентировано параллельно направлению резонатора, т.е. перпендикулярно переменному магнитному полю. Для измерений использовалась та же

экспериментальная установка, что и в разделе 1.1, все измерения проводились при $T = 4$ К, магнитное поле сканировалось от -150 до 150 мТ.

Были исследованы ферромагнитные микроструктуры из пермаллоя размером $50 \times 7 \times 0.55$ мкм³. В одном случае длинная сторона образца была ориентирована вдоль волновода (Рис. 1.10в), в другом случае - перпендикулярно направлению волновода (Рис. 1.10в). Сравнительное исследование ФМР этих образцов позволяет выявить влияние анизотропии формы на динамику магнитного момента.

Сверхпроводящие резонаторы были изготовлены на подложке кремния с использованием магнетронного напыления пленки ниобия толщиной 100 нм, оптической литографии и плазмохимического травления в атмосфере $\text{CF}_4 + \text{O}_2$. Базовый вакуум в камере напыления пленок составляло 5×10^{-9} мбар. Перед напылением ниобия подложка была подвергнута чистке в аргоновой плазме при $P_{\text{Ar}} = 2 \times 10^{-2}$ мбар, мощности 60 Вт и напряжении постоянного тока 500 В. Во время осаждения ниобия давление аргона, ВЧ-мощность, скорость осаждения и постоянное напряжение составляли 4×10^{-3} мбар, 200 Вт, $2.2 \text{ \AA}/\text{с}$ и 200 В, соответственно. Тонкопленочные микроструктуры пермаллоя с намагниченностью насыщения $\mu_0 M_s = 1.07$ Т были структурированы на резонаторах с использованием последовательно оптической литографии, магнетронного ВЧ-напыления и метода взрывной литографии. Во время осаждения пермаллоя давление аргона, ВЧ-мощность, скорость осаждения и постоянное напряжение составляли 4×10^{-3} мбар, 200 Вт, $1.5 \text{ \AA}/\text{с}$ и 450 В, соответственно. Изолирующий слой AlO_x был нанесен путем распыления элементарной мишени Al в атмосфере $\text{Ar} + \text{O}_2$ при потоке Ar $115 \text{ см}^3/\text{мин}$ и потоке O_2 $35 \text{ см}^3/\text{мин}$. Во время осаждения AlO_x давление $\text{Ar} + \text{O}_2$, ВЧ-мощность, скорость осаждения и постоянное напряжение составляли 4×10^{-3} мбар, 200 Вт, $0.6 \text{ \AA}/\text{с}$ и 510 В, соответственно.

Перед измерениями были проверены основная частота и добротность сверхпроводящего резонатора. Была получена частота основного резонанса $\omega_0/2\pi = 742$ МГц. Добротность резонанса Q на основной частоте в магнитном поле вда-

ли от поля ФМР $\mu_0 H > 150$ мТ составила $Q \sim 10^4$. Состав и намагниченность насыщения $\mu_0 M_s = 1.07$ Т пленок пермаллоя также были предварительно установлены.

1.4.2. Результаты измерений

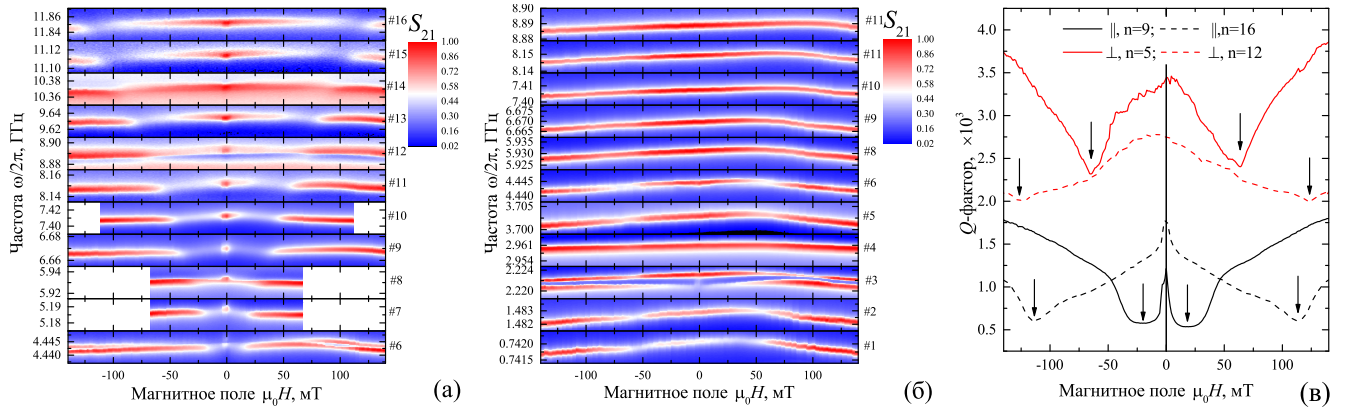


Рис. 1.11. Нормированные спектры передачи $S_{21}(\omega, H)$ вблизи резонансных частот мод $n(\#)$ для образца с параллельной ориентацией ферромагнитной микроструктуры (а), (обозначено \parallel , см. рис. 1.10в) и перпендикулярной ориентацией микроструктуры (б), (обозначено \perp , см. рис. 1.10г). в) Зависимость добротности Q от магнитного поля для нескольких выбранных резонансных мод n . Минимумы добротности указаны стрелками. Соответствующие ориентации образцов указаны в легенде к (в).

Спектры передачи исследованных образцов состоят из серии резонансов при частотах $\omega_n/2\pi = n \times \omega_0/2\pi$. На рис. 1.11 показаны нормированные спектры $S_{21}(\omega, H)$ при частотах вблизи резонансных частот. Максимум коэффициента передачи микроволнового сигнала на спектрах отмечен красным цветом. Для некоторых мод может наблюдаться резонансное расщепление (например, мода #3 на рис. 1.11б). Расщепление возникает из-за взаимодействия структур с образцами в параллельной и перпендикулярной ориентации, которые были изготовлены на одном чипе. Также наблюдается некоторая зависимость резонансной частоты моды от поля H , что связано с наличием абрикосовских вихрей [49, 211].

При изменении магнитного поля взаимодействие ферромагнетика с резонатором достигается для каждой резонансной моды $n \times \omega_0/2\pi$ при поле, в котором частота ФМР совпадает с частотой резонатора. При этом поле происходит поглощение микроволнового сигнала ферромагнетиком, как и в случае измерений с помощью обычного волновода и векторного анализатора цепей. При частоте ФМР происходит значительное падение добротности (Q -фактора), что особенно видно на спектре для параллельной ориентации ферромагнетика на рис. 1.11а). Зависимость добротности от магнитного поля была получена из экспериментальных данных путем моделирования резонансных линий при каждом H с помощью модифицированной модели электромагнитного резонатора [210]:

$$S_{21}(\omega) = \left(\sum_k \frac{A_k Q_k}{1 + 2iQ_k(\omega - \omega_{r,k})/\omega_{r,k}} + B_n(\omega) \exp(iC_n(\omega)) \right) \exp(i\delta\omega + \phi_0) \quad (1.8)$$

где k - индекс резонансного пика (индексирование k используется, если появляются два резонансных пика, как в случае моды #3 на рис. 1.11б), Q - добротность, A - коэффициент амплитуды, ω_r - резонансная частота, $B_n(\omega)$ - полином степени n , представляющий амплитуду параллельной паразитной передачи через моды подложки, $C_n(\omega)$ - полином, представляющий фазу паразитной передачи, δ - наклон фазы из-за задержки в СВЧ кабелях, ϕ_0 - постоянный фазовый сдвиг. Использовалась стандартная процедура комплексной подгонки с набором параметров: Q , ω_r , A , δ , ϕ_0 и полиномиальными коэффициентами $B_n(\omega)$ и $C_n(\omega)$. В результате обработки спектров получены зависимости добротности от магнитного поля $Q(H)$.

В качестве примера, зависимости $Q(H)$ для нескольких выбранных резонансных мод показаны на рис. 1.11в, где минимумы $Q(H)$ при ФМР обозначены стрелками. Следует отметить, что форма линий $Q(H)$ при ФМР является широкой, нелоренцевой и не соответствует форме линии ФМР, связанной с потерями Гильберта [16]. Как будет показано ниже, эта форма линий $Q(H)$ искажается

из-за резонансов магнитостатических спиновых волн, а также из-за размагничивания ферромагнитного образца в слабых магнитных полях.

По положению минимума добротности для каждой резонансной моды ($\omega_n = n \times \omega_0, H$), можно восстановить зависимость частоты ФМР от магнитного поля $\omega_r(H)$. Полученные таким образом зависимости $\omega_r(H)$ показаны символами на рис. 1.12. Предполагая отсутствие внутренней магнитной анизотропии, $\omega_r(H)$ можно аппроксимировать, используя исходную формулу Киттеля для ферромагнетиков конечных размеров.

$$\left(\frac{\omega_r}{\mu_0\gamma}\right)^2 = (H + (N_y - N_x)M_s)(H + (N_z - N_x)M_s) \quad (1.9)$$

где μ_0 - магнитная проницаемость вакуума, $\gamma = 1.856 \times 10^{11}$ ГГц/Т - гиромагнитное отношение, N_x - размагничивающий фактор образца в направлении вдоль внешнего магнитного поля, N_y - размагничивающий фактор в плоскости в направлении перпендикулярно полю, N_z - размагничивающий фактор в направлении перпендикулярно плоскости чипа.

В общем случае размагничивающий фактор N определяет среднее магнитостатическое поле рассеяния H_d , индуцированное самим ферромагнетиком в случае его намагниченности до насыщения: $H_d = -NM_s$. Вначале проведен анализ экспериментальных данных с помощью обычных, так называемых магнитометрических размагничивающих факторов [139]. Магнитометрический размагничивающий фактор определяет собственное поле рассеяния, усредненное по всему объему образца. Размеры ферромагнетиков соответствуют следующим значениям размагничивающих факторов: $N_x \approx 0.0129$, $N_y \approx 0.0977$, $N_z \approx 0.8894$ для параллельной ориентации ферромагнетика и, соответственно, $N_x \approx 0.0977$, $N_y \approx 0.0129$ для перпендикулярной ориентации ферромагнетика. Зависимости $\omega_r(H)$, рассчитанные с использованием указанных факторов N , показаны на рис. 1.12 пунктирными линиями. Модельные линии $\omega_r(H)$ не согласуются с экспериментальным данным.

Теперь следует отметить, что действующий размагничивающий фактор,

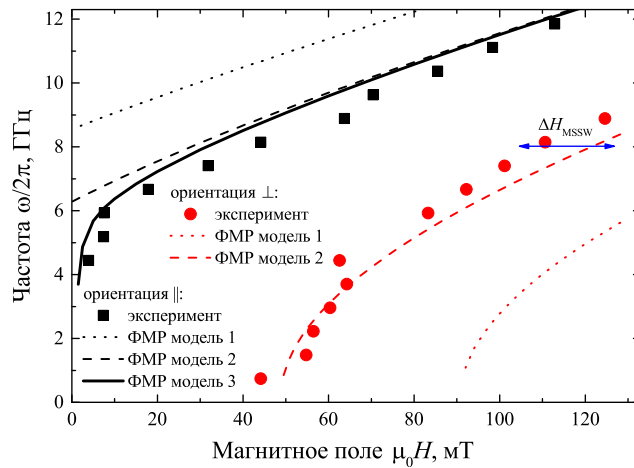


Рис. 1.12. Зависимости частоты ФМР от магнитного поля $\omega_r(H)$. Символами показаны зависимости $\omega_r(H)$, которые соответствуют положениям минимумов добротности на рис. 1.11. Пунктирные линии (ФМР модель 1) соответствуют уравнению 1.9 с использованием магнитометрических размагничивающих факторов. Штриховые линии (ФМР модель 2) соответствуют уравнению 1.9 с использованием флаксометрических размагничивающих факторов. Сплошная линия (ФМР модель 3) соответствует уравнению 1.9 с использованием флаксометрических размагничивающих факторов и зависимости намагниченности образца от поля $M_x(H)$, полученной с помощью микромагнитного моделирования, вместо постоянной намагниченности насыщения M_s .

т.е. усредненное собственное магнитостатическое поле, которое определяет частоту ФМР или характеризует размагничивание, не обязательно является усредненным по объему. Было показано, что для тонкопленочных ферромагнитных прямоугольников большой площади флаксометрический размагничивающий фактор, т.е. коэффициент, определяющий собственное поле рассеяния, усредненный по поперечному сечению образца, является определяющим [137, 212]. Размеры исследуемых ферромагнетиков соответствуют следующим значениям флаксометрических размагничивающих факторов: $N_x \approx 0.0010$, $N_y \approx 0.0464$, $N_z \approx 0.8838$ при ориентации ферромагнетика вдоль поля, и $N_x \approx 0.0464$, $N_y \approx 0.0010$ при ориентации перпендикулярно полю. Штриховыми линиями на рис. 1.12 показаны зависимости $\omega_r(H)$, рассчитанные с использованием флаксометрических размагничивающих факторов. Расчетные линии $\omega_r(H)$ согласуются с экспериментальными данными в некотором диапазоне полей. Несовпадение экспе-

риментальных и модельных зависимостей $\omega_r(H)$ заметно при $\mu_0 H < 20$ мТ для ориентации образца вдоль волновода и при $\mu_0 H > 80$ мТ для ориентации образца перпендикулярно волноводу. Таким образом, подтверждается определяющее значение флаксометрического размагничивающего фактора для тонкопленочных прямоугольников большой площади.

Несоответствия между экспериментальными и расчетными зависимостями $\omega_r(H)$ можно объяснить следующим образом. Формула Киттеля (уравнение 1.9) описывает ферромагнитный резонанс ферромагнетика, намагниченного до насыщения. При небольших магнитных полях ферромагнетик частично размагничивается, что приводит к изменению собственных полей рассеяния и, соответственно, к отклонению значения ω_r . Чтобы оценить влияние возможного размагничивания при ориентации ферромагнетика вдоль поля, проведено моделирование зависимости усредненной намагниченности $M_x(H)$ от магнитного поля с помощью микромагнитного моделирования [187, 188]. При моделировании ферромагнетик был разделен на ячейки размером $40 \times 40 \times 39$ нм. Также, была учтена геометрия ступеньки, получившаяся в результате напыления ферромагнетика толщиной 550 нм и шириной 7 мкм на волновод толщиной 100 нм и шириной 5 мкм (см рис. 1.10в). Следует отметить что, поскольку размер используемой ячейки намного превышает длину обменного взаимодействия в пермаллоиде $l_e \sim 5$ нм, в результате моделирования нельзя получить актуальную доменную структуру образца при размагничивании. Однако, в связи с тем что размеры образца в любом направлении заметно превышают l_e , его размагничивание определяется конкуренцией между размагничивающим полем и внешним полем, но не обменным полем. Следовательно, моделирование с выбранным размером ячейки обеспечивает достаточно точное значение усредненной намагниченности $M_x(H)$.

На рисунке 1.13 показана зависимость усредненного магнитного момента от магнитного поля $M_x(H)/M_s$ при ориентации образца вдоль волновода, полученная с помощью микромагнитного моделирования. Расчеты показывают, что

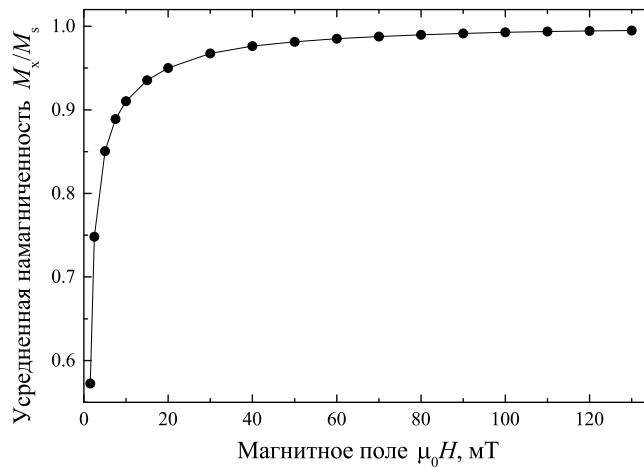


Рис. 1.13. Зависимость усредненного магнитного момента образца ферромагнетика в ориентации вдоль волновода от магнитного поля, полученная с помощью микромагнитного моделирования.

намагниченность начинает постепенно релаксировать при уменьшении магнитного поля ниже $\mu_0 H \approx 20$ мТ. Черная сплошная линия на рис. 1.12 показывает зависимость $\omega_r(H)$, полученную с использованием флаксометрических размагничивающих факторов и интерполированной зависимости $M_x(H)$ из рис. 1.13 вместо постоянной намагниченности насыщения M_s в уравнении 1.9. Полученная зависимость $\omega_r(H)$ демонстрирует хорошее совпадение с экспериментальными данными во всем диапазоне полей. Таким образом, можно утверждать что отклонение $\omega_r(H)$ при $\mu_0 H < 20$ мТ от исходной формулы Киттеля является следствием размагничивания образца.

При ориентации образца перпендикулярно волноводу отклонение модельной зависимости $\omega_r(H)$ от экспериментальной на рис. 1.12 прогрессирует с увеличением магнитного поля, а значит не может быть объяснено размагничиванием образца. С другой стороны, локализованный источник переменных магнитных полей в случае ориентации ферромагнетика перпендикулярно волноводу предполагает возможность возбуждения магнитостатических поверхностных спиновых волн (magnetostatic surface spin waves, MSSW) [25, 32, 213–215]. Магнитостатические поверхностные спиновые волны распространяются в тонких ферромагнитных пленках с волновым вектором \vec{k} , ориентированным перпенди-

кулярно приложенному магнитному полю, то есть перпендикулярно волноводу на рис. 1.10г. Для выявления возможной спин-волновой активности проведено динамическое микромагнитное моделирование с использованием двумерного разбиения образца $1 \times 1000 \times 12$ с размером ячеек $7 \times 0.05 \times 0.055$ мкм, по аналогии с работой [215]. При моделировании учитывалась ступенчатая геометрия ферромагнитного образца, связанная с напылением поверх передающей линии (рис. 1.10г). При моделировании приложено небольшое переменное магнитное поле с частотой $\omega_r/2\pi = 8$ ГГц и получена зависимость усредненной амплитуды устоявшейся прецессии магнитного момента от приложенного магнитного поля H . Поле максимальной амплитуды прецессии соответствует полю ФМР.

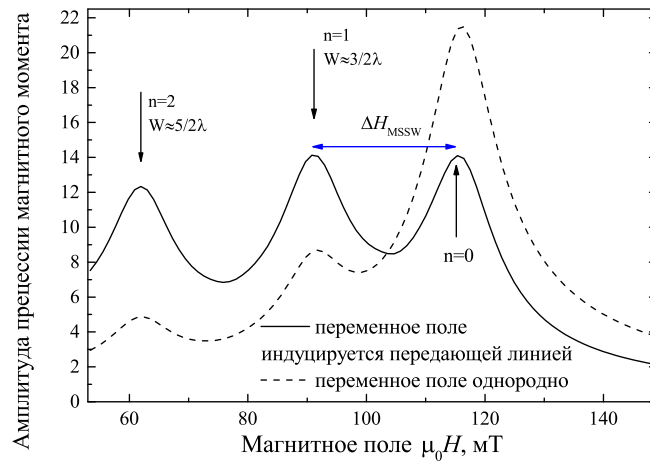


Рис. 1.14. Зависимости усредненной по объему амплитуды прецессии магнитного момента от магнитного поля при возбуждении переменным магнитным полем с частотой $\omega/2\pi = 8$ ГГц, полученные с помощью микромагнитного моделирования для перпендикулярной ориентации микроструктуры (рис.1.10г). Сплошная линия соответствует зависимости амплитуды от поля при возбуждении резонанса передающей линией (см. рис. 1.15). Штриховая линия соответствует зависимости амплитуды от поля при возбуждении резонанса однородным полем. Максимумы указаны черными стрелками.

Вначале проведено моделирование для случая пространственно однородного распределения возбуждающих переменных полей, направленных вдоль оси y (штриховая линия на рис. 1.14). Зависимость суммарной амплитуды прецессии от поля состоит из основного пика ФМР при $\mu_0 H \approx 115$ мТ, обозначенно-

го $n = 0$, при котором прецессия локальных магнитных моментов происходит однородно во всем объеме образца, и два более слабых резонансных пика с обозначениями $n = 1, 2$. Резонансные пики $n = 1, 2$ соответствуют резонансам поверхностных магнитостатических спиновых волн с длиной волны $W \approx 3\lambda/2$ для $n = 1$ и $W \approx 5\lambda/2$ для $n = 2$, где $W = 50$ мкм - ширина образца.

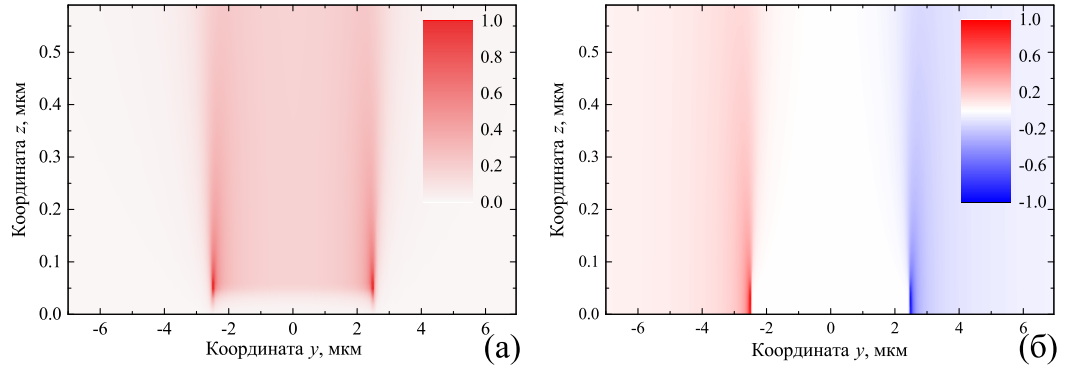


Рис. 1.15. Распределения компонент $H_y(y, z)$ (а) и $H_z(y, z)$ (б) переменного магнитного поля, индуцированного волноводом шириной 5 мкм.

Затем проведено моделирование с учетом реалистичного пространственно неоднородного распределения возбуждающих переменных полей, индуцированных волноводом шириной 5 мкм в ферромагнетике шириной 50 мкм. Распределения компонент $H_y(y, z)$ и $H_z(y, z)$ переменного поля были получены с помощью программного обеспечения FEMM [216] в приближении идеального проводника и показаны на рис. 1.15. Зависимость амплитуды прецессии от поля для случая возбуждения реалистичным локализованным переменным полем показан на рис. 1.14 сплошной линией и состоит из тех же трех резонансных пиков что и для случая возбуждения однородным полем. Однако, в отличие от возбуждения однородным полем, величина всех трех резонансных пиков сравнима, а наибольшее значение амплитуды наблюдается для моды $n = 1$ при $H \approx 91$ мТ. Разность резонансных полей $\mu_0 \Delta H_{MSSW}$ между ФМР с $n = 0$ и $n = 1$ составляет $\mu_0 \Delta H_{MSSW} \approx 24$ мТ при частоте 8 ГГц (обозначена синей стрелкой на рис. 1.14 и 1.12) и сопоставима с разницей полей в 13 мТ, наблюдаемой между резонансными полями, полученными экспериментально и формулой

Киттеля. Меньшую разницу $\mu_0\Delta H_{MSSW}$ можно объяснить частичным размагничиванием и не строго прямоугольной геометрией образца. Таким образом, можно заключить что ФМР ферромагнетика при ориентации перпендикулярно направлению волновода соответствует моде Киттеля в низких полях $H \gtrsim N_x M_s$ и смещается к $3\lambda/2$ резонансу поверхностных спиновых волн в более высоких полях.

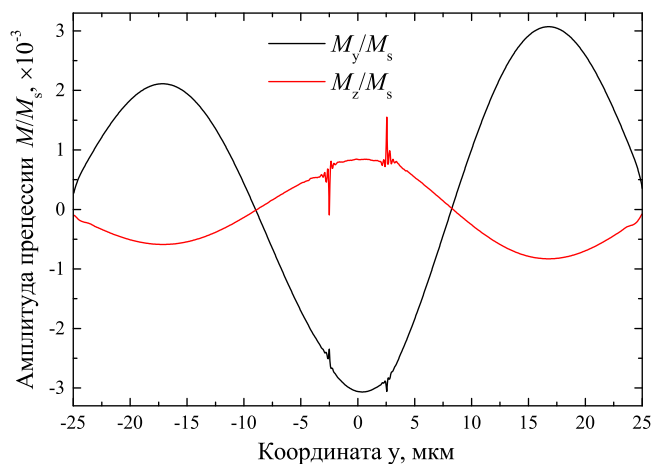


Рис. 1.16. Распределение вдоль оси y усредненной по поперечному сечению амплитуды прецессии магнитного момента для образца с ориентацией перпендикулярно волноводу при частоте $\omega/2\pi = 8$ ГГц и поле $\mu_0 H = 91$ мТ (мода $n = 1$ на рис. 1.14).

Следует обратить внимание на распределение амплитуды прецессии магнитного момента при резонансе поверхностных спиновых волн с $n = 1$. Распределение y и z компонент амплитуды прецессии при частоте $\omega/2\pi = 8$ ГГц и $\mu_0 H = 91$ мТ показаны на рис. 1.16. Амплитуда прецессии остается конечной на обоих концах образца, т. е. граничные условия являются ни открытыми, ни закрытыми. Неопределенные граничные условия для резонанса магнитостатической стоячей волны в ферромагнитных объектах конечных размеров, а также неоднородное поле размагничивания, делает невозможным применение дисперсионных соотношений для магнитостатических спиновых волн. Также заметно несовпадение амплитуд на рис. 1.16 на противоположных от передающей линии сторонах. Это несовпадение связано с невзаимностью магнитостатических поверхностных спиновых волн [215, 217].

1.4.3. Пределы применимости сверхпроводящих резонаторов для изучения резонансных явлений отдельных ферромагнетиков

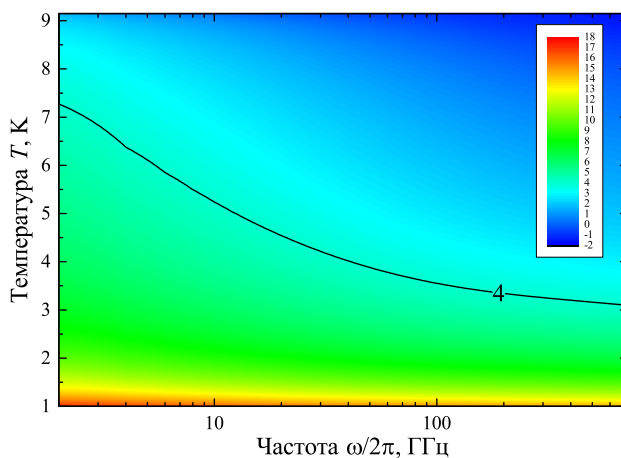


Рис. 1.17. Зависимость логарифма внутренней добротности $\log(Q_i)$ от температуры и частоты. Сплошная линия обозначает изолинию для значения добротности $Q = 10^4$.

Важными характеристиками являются чувствительность и пределы применимости сверхпроводящих резонаторов для изучения резонансных свойств ферромагнетиков. В общем случае, пределы применимости (максимальные значения ω , \vec{H} , T) связаны со сверхпроводящим состоянием резонатора. Можно предложить простой критерий применимости, который подразумевает условия измерения при которых внутренняя добротность резонатора (Q_i) остается ниже добротности связи. При $H = 0$ внутренняя добротность может быть оценена как $Q_i \propto 1/\alpha_r L$, где α_r - квазичастичное затухание Клема в сверхпроводящей копланарной линии передачи [218], связанной с квазичастичной проводимостью Маттиса-Бардина [219, 220], а $L = 80$ мм - длина резонатора. На рисунке 1.17 показана цветовая карта логарифма внутренней добротности в зависимости от температуры и частоты $\log Q_i(\omega, T)$, рассчитанная с использованием геометрических параметров изготовленного резонатора и следующих физических свойств пленки ниобия: сверхпроводящая критическая температура $T_c = 9.2$ К, лондоновская глубина проникновения $\lambda_L = 80/\sqrt{(1 - (T/T_c)^4)}$ нм, частота сверхпроводящей щели $\omega_g/2\pi = 720$ ГГц, температурная зависимость сверхпро-

водящей щели [220] $\Delta(T) = \Delta(0)\sqrt{\cos(\pi/2(T/T_c)^2)}$, проводимость в нормальном состоянии $\sigma_n = 1.5 \times 10^7 (\Omega\text{m})^{-1}$. При температуре $T = 4$ К, соответствующей температуре измерений в данном разделе, Q_i приближается к значению $Q = 10^4$ при частоте $\omega/2\pi \approx 40$ ГГц, а при $T = 2$ К внутренняя добротность остается выше 10^7 даже при частотах выше 100 ГГц. Поэтому использование сверхпроводящих резонаторов для измерений ФМР не предполагает каких-либо конкретных частотных ограничений.

Ограничения величины и ориентации магнитного поля в основном связаны с потерями из-за сверхпроводящей вихревой фазы [211, 221, 222] и сверхпроводящим верхним критическим полем. Например, в магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости, внутренняя добротность сверхпроводящего резонатора падает до 10^4 уже при ≈ 100 мТ [211], что может иметь некоторые ограничения для ФМР. При магнитном поле, направленном вдоль плоскости, поле не влияет на внутреннюю добротность при H вплоть до значений ≈ 300 мТ [46]. Если проникновение вихрей в сверхпроводящий резонатор можно избежать, то магнитное поле не оказывает заметного влияния на добротность до значений в несколько Тесла [222].

Точное экспериментальное определение пределов чувствительности потребовало бы дополнительных исследований с ферромагнетиками различных размеров. Однако чувствительность резонатора в этом разделе можно оценить эмпирически, используя результаты измерений ферромагнетика при его ориентации перпендикулярно направлению волновода следующим образом. Микромагнитное моделирование показывает, что в резонансных режимах #1 и #2 на рис. 1.11 прецессия магнитного момента в основном имеет место только в области непосредственно над резонатором, т.е. на ширине примерно 5 мкм. Следовательно, исследуемый образец шириной 50 мкм обеспечивает такое же поглощение ФМР, что и образец шириной 5 мкм. Кроме того, поле возбуждения неоднородно вдоль оси z (рис. 1.15), связь ферромагнетика с резонатором значительно сильнее для спинов вблизи линии передачи. Следовательно, более тонкий обра-

зец толщиной 100 нм будет обеспечивать соизмеримое падение S_{21} что и образец с исходной толщиной 550 нм. Следовательно, измерение образца пермаллоя с размерами $7 \times 5 \times 0.1$ мкм³ обеспечивающий такое же падение добротности что и для образца исходного размера $7 \times 50 \times 0.55$ мкм³. Далее, взаимодействие резонатора с ферромагнетиком можно усилить путем использования более тонкого изолирующего слоя или более узкой линии передачи, поскольку амплитуда переменного поля пропорциональна средней плотности переменного тока. Следовательно, при сужении линии передачи с 5 мкм до, например, 1 мкмкратно увеличится амплитуда переменных полей, что позволит уменьшить размеры ферромагнетика до $7 \times 1 \times 0.1$ мкм³. Следовательно, количество измеряемых магнитных моментов уменьшится с 1.8×10^{13} до 6×10^{10} . Наконец, чувствительность пропорциональна добротности резонатора. В этом разделе использовался резонатор с добротностью $Q \approx 10^4$. В настоящее время широко используются сверхпроводящие резонаторы с $Q \approx 10^6$ для измерений болометров и сверхпроводящих кубитов, что позволит уменьшить количество измеряемых спинов еще на 2 порядка.

1.4.4. Выводы

Таким образом, в этом разделе продемонстрирован подход к изучению магнитодинамических характеристик отдельных ферромагнетиков микро- и субмикро размеров. Подход основан на взаимодействии изучаемого ферромагнетика с высокодобротным многомодовым сверхпроводящим резонатором. Поле и частота ферромагнитного резонанса определялись по изменениям характеристики передачи при изменении магнитного поля. В перспективе, характеристики чувствительности метода можно повысить за счет использования резонаторов с более высокой добротностью, использования более тонкого изоляционного слоя между ферромагнетиком и резонатором или более узкой передающей линией.

При изучении резонансных свойств двух прямоугольных ферромагнитных

образцов микро-размеров из пермаллоя показано что флаксометрические размагничивающие факторы являются определяющими по отношению к общепринятым магнитометрическим. Также, наблюдались отклонения между экспериментальными линиями ФМР и модельными, которые связаны с размагничиванием образца и с возбуждением магнитостатических поверхностных спиновых волн.

1.5. Спектроскопия ферромагнитных микроструктур с применением распределенного S-I-S джозефсоновского перехода

В данном разделе рассматривается способ изучения резонансных свойств единичных ферромагнитных микроструктур с помощью распределенного джозефсоновского перехода сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (S-I-S). Джозефсоновские туннельные переходы можно рассматривать в качестве перестраиваемых СВЧ генераторов. Наиболее широко используются так называемые сосредоточенные джозефсоновские переходы. Размеры сосредоточенных переходов пренебрежимо малы по сравнению с джозефсоновской длиной проникновения λ_J , что позволяет описывать свойства переходов с использованием интегральных, а не локальных характеристик, таких как джозефсоновская разность фаз φ , ее производные φ_x , φ_t , и критический ток джозефсоновского S-I-S перехода I_c . За последнее десятилетие наблюдается рост различных приложений на основе сосредоточенных джозефсоновских переходов, включая их применение в СКВИДах [223–225], сверхбыстрой сверхпроводящей электронике [115, 226–230], гибридных магнитных джозефсоновских устройствах [67, 71, 72, 75, 80, 231], сверхпроводящих метаматериалах [232–235] и, конечно, сверхпроводящих кубитах.

Можно выделить отдельный класс сверхпроводящих устройств, основан-

ных на так называемых одномерных длинных (распределенных) джозефсоновских туннельных переходах, размер которых в одном из измерений превышает λ_J . Практический интерес к длинным переходам связан с динамикой флюксонов во внешнем магнитном поле или солитонов в нулевом поле, и соответствующими нелинейными и резонансными явлениями в этих переходах. Например, режим работы длинных джозефсоновских переходов, связанный с непрерывным движением магнитного потока (flux flow, FF) [236–238] активно исследовался несколько десятилетий назад [239] как простой механизм сонаправленного движения множества флюксонов в длинном одномерном джозефсоновском переходе. Режим работы FF наблюдается при достаточно сильном магнитном поле и может быть охарактеризован как однонаправленный вязкий поток флюксонов, создаваемых на одном конце перехода и исчезающих на другом. Режим работы FF джозефсоновских переходов привлек значительное внимание в связи с его применением, например, в качестве локального осциллятора для интегральных приемников субмиллиметрового диапазона [240, 241] или невзаимных передатчиков [242].

Другой режим работы длинного джозефсоновского перехода на основе системы сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник можно осуществить при нулевом или небольшом магнитном поле, в условиях когда можно реализовать динамику солитонов. Солитон представляет собой ступень 2π в разности фаз φ через изолирующий барьер, который содержит квант магнитного потока Φ_0 . Движение солитона со скоростью \bar{v} вдоль перехода сопровождается импульсом напряжения, который может регистрироваться на любой границе перехода, а также импульсом магнитного потока. Проявлением движения солитонов является последовательность равноудаленных ветвей на вольт-амперной характеристике (ВАХ) перехода, соответствующих разному количеству солитонов с переходе. Эти ветви характеризуются практически постоянным напряжением и известны как ступени нулевого поля (zero-field steps, ZFS) [243–247] в связи с тем что они возникают в отсутствие внешнего магнитного поля.

Ступени ZFS возникают при напряжениях $V = N\Phi_0\bar{c}/L$, где N - количество солитонов, $\bar{c} = \lambda_J\omega_J$ - предельная скорость солитона в перехода (т.е. скорость Свихарта), ω_J - джозефсоновская плазменная частота, а L - длина перехода. Солитон, попадающий на границу перехода, отражается и трансформируется в антисолитон, который затем возвращается в переход под действием тока. На первой ступени ZFS ($N = 1$) одиночный солитон осциллирует вдоль перехода со скоростью $\bar{v} \leq \bar{c}$. Следовательно, создается периодическая последовательность импульсов напряжения с частотой \bar{v}/L и последовательность импульсов переменного магнитного поля с частотой $f_J = \bar{v}/2L \leq f_{ZFS} = \bar{c}/2L$. На ZFS ступени N задействовано движение N солитонов, и, соответственно, за один период $1/f_J$ генерируются N импульсов.

Важно отметить, что длинный джозефсоновский переход в таком динамическом режиме может эффективно взаимодействовать с внешней средой. Такое взаимодействие отражается соответствующим образом на ВАХ. Эффекты резонансного взаимодействия обычно называют фазовой синхронизацией или синхронизацией солитонов. Например, связь флюксонов с внешним микроволновым полем приводит к ступеням типа Шапиро на ВАХ при соответствующем напряжении как в режиме работы ZFS [248–251], так и в режиме работы FF [242]. Также, между взаимодействующими джозефсоновскими переходами в стеке переходов возможна внутренняя фазовая синхронизация как в режиме работы FF [252, 253], так и в режиме работы ZFS [254, 255]. Фазовая синхронизация формируется за счет индуктивного взаимодействия вихревых токов в общем сверхпроводящем слое. Наиболее важным для этого раздела является чувствительность динамики солитонов к пространственно неоднородному внешнему магнитному полю, которая исследовалась с использованием кольцевых переходов. Однородное постоянное магнитное поле, действующее на кольцевой джозефсоновский переход позволяет зафиксировать солитон [256–258], а переменное высокочастотное магнитное поле вызывает синхронизацию солитонов с внешним полем [259, 260]. Яркой иллюстрацией взаимодействия солитона с

внешней средой является синхронизация солитона в кольцевом длинном джозефсоновском переходе с внешним вращающимся магнитным полем [261]. Следовательно, при появлении внешнего неоднородного переменного магнитного поля ожидается соответствующий отклик на ВАХ.

В этом разделе рассматривается гибридное устройство на основе длинного джозефсоновского перехода, взаимодействующее с ферромагнитной микроструктурой. Рассматривается длинный линейный переход в режиме работы ZFS. Солитон, движущийся челночным образом, генерирует небольшое переменное магнитное поле с частотой f_J . Переменное поле от солитона взаимодействует с одиночной ферромагнитной микроструктурой, расположенной в непосредственной близости от перехода, вызывая пространственно неоднородную прецессию ее намагниченности, согласно магнитодинамическому уравнению Ландау-Лифшица-Гильберта. Неоднородная прецессия магнитного момента, в свою очередь, создает соответствующее пространственно неоднородное периодическое магнитостатическое поле в длинном джозефсоновском переходе и должна влиять на динамику солитона. Этот эффект должен быть заметен на ВАХ. Если f_J совпадает с частотой ферромагнитного резонанса f_r , на вольт-амперных характеристиках ожидается ступенчатая особенность, соответствующая синхронизации движения солитонов с резонансной прецессией магнитного момента. Поскольку частота переменного поля $f_J \sim 1/L$, ее можно согласовать с f_r , путем подбора длины устройства.

Режим солитонов требует отсутствия внешнего магнитного поля. Ферромагнитный резонанс в нулевом поле обычно называют естественным ферромагнитным резонансом. Частота естественного ФМР зависит от намагниченности насыщения и магнитной анизотропии согласно формулам Киттеля [133, 151]. Можно отметить, что естественная частота f_r обычных ферромагнетиков не превышает нескольких ГГц. В то же время скорость Свихарта типичного джозефсоновского S-I-S перехода составляет $\bar{c} \sim 10^6 - 10^7$ м/с, обеспечивая предельную частоту f_J в диапазоне $(0.1 - 1) \times 10^3$ ГГц при длине джозефсоновско-

го перехода в несколько десятков мкм [262–268]. Такая разница частот делает практически невозможной синхронизацию солитонов с резонансной прецессией магнитного момента в обычной ферромагнитной микроструктуре. Тем не менее, существует несколько классов ферромагнетиков с исключительно высокой магнитной анизотропией и соответствующей высокой частотой естественного резонанса f_r . С другой стороны, скорость Свихарта в S-I-S также может быть уменьшена путем соответствующего выбора туннельного барьера (его толщины и диэлектрической проницаемости), а также путем использования сверхпроводящих электродов с большей лондоновской глубиной проникновения. В данном разделе теоретически рассматривается гибридное устройство с реалистичными характеристиками ферромагнетика и S-I-S перехода.

1.5.1. Описание гибридного устройства

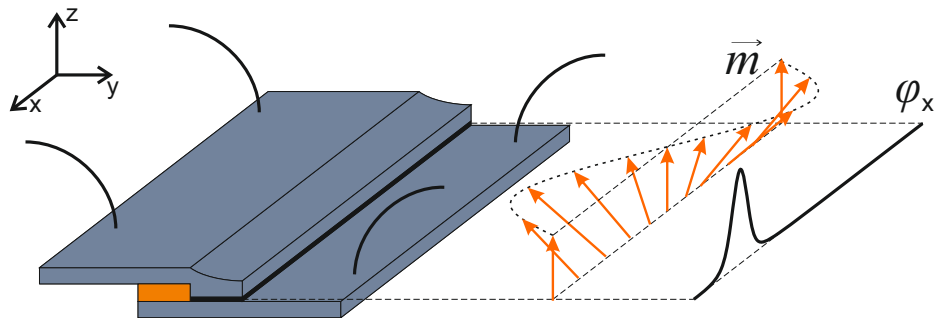


Рис. 1.18. Схематическое изображение гибридного устройства. Ферромагнитный слой (показан оранжевым) расположен между сверхпроводящими слоями (показаны серым) в непосредственной близости от изолирующего туннельного слоя S-I-S джозефсоновского перехода (показан черным). Черная сплошная кривая обозначает магнитный поток, создаваемый солитоном (т.е. фазовый градиент φ_x). Оранжевые стрелки обозначают локальную ориентацию намагниченности (\vec{m}), возмущение которой возникло в результате взаимодействия с солитоном (т.е., с переменным магнитным полем). Компоненты \vec{m} и φ_x связаны индуктивно. Проиллюстрирован случай, когда намагниченность ферромагнетика направлена вдоль перпендикулярной оси магнитной анизотропии (z).

На рисунке 1.18 схематически показано рассматриваемое гибридное устройство длиной L . Два сверхпроводящих электрода разделены изолирующим тун-

нельным барьером шириной W (показан черным цветом) и ферромагнитным слоем такой же ширины (показан оранжевым цветом). Намагниченность ферромагнитного слоя направлена вдоль оси легкого намагничивания, ориентированной либо в плоскости, в направлении x , либо вне плоскости в направлении z . На рисунке 1.18 проиллюстрирован случай с осью легкого намагничивания, направленной перпендикулярно плоскости (вдоль оси z). Подразумевается что ферромагнитный слой имеет достаточно большую толщину d_F , так что сверхпроводящий ток течет только через туннельный переход. При этом предполагается что сверхпроводящие слои обеспечивают экранирование как магнитного поля, создаваемого солитоном, так и магнитостатического поля ферромагнетика. Это предположение позволяет определить сохранение магнитного потока: весь магнитный поток, создаваемый солитоном, проникает через ферромагнетик, а y -компонента магнитостатического поля ферромагнетика проникает через туннельный барьер. Это условие необходимо для определения полного магнитного потока при расчетах.

Динамика распределенного S-I-S джозефсоновского перехода длины L описывается одномерным возмущенным уравнением син-Гордона для джозефсоновской разности фаз φ (см., например, [269]):

$$\beta\varphi_{xxt} + \varphi_{xx} - \varphi_{tt} - \alpha_J\varphi_t - \sin\varphi + \gamma_J - h_x = 0, \quad (1.10)$$

с соответствующими граничными условиями [244, 270, 271]

$$\begin{aligned} \varphi_x|_{x=0} + \beta\varphi_{xt}|_{x=0} &= H^{ext}|_{x=0}/J_c\lambda_J = -\eta|_{x=0}, \\ \varphi_x|_{x=L} + \beta\varphi_{xt}|_{x=L} &= H^{ext}|_{x=L}/J_c\lambda_J = -\eta|_{x=L}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

В уравнениях 1.10 и 1.11 единицы нормированы на джозефсоновскую длину проникновения магнитного поля ($x \rightarrow x/\lambda_J$) и на джозефсоновскую плазменную частоту ($t \rightarrow t\omega_J$), где $\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 J_c d_J}}$ и $\omega_J = \sqrt{\frac{2\pi t_{ox} J_c}{\Phi_0 \varepsilon_0 \varepsilon}}$, где Φ_0 - квант магнитного потока, μ_0 - магнитная проницаемость вакуума, J_c - плотность критического тока, $d_J = 2\lambda_L + t_{ox}$ - магнитная толщина перехода, t_{ox} - толщина

туннельного барьера, λ_L - лондоновская глубина проникновения, ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума и ε - диэлектрическая проницаемость туннельного барьера. В уравнении 1.10, $\beta = \omega_J L_{ind}/R$ - параметр поверхностных потерь, $\alpha_J = G/\omega_J C$ - коэффициент диссипации, $L_{ind} = \mu_0 d_J$ - поверхностная индуктивность вдоль перехода, нормированная на единицу площади, R - поверхностное сопротивление вдоль перехода, нормированное на единицу площади, G - эффективная шунтирующая квазичастичная проводимость через барьер, $C = \varepsilon_0 \varepsilon / t_{ox}$ - удельная емкость перехода из-за перекрытия двух сверхпроводящих электродов, $\gamma_J = I_B/I_c = J_B/J_c$ - это нормированный ток, равномерно распределенный вдоль перехода (рассматривается однородное распределение тока). Поскольку рассматривается режим нулевого поля, единственным источником внешнего магнитного поля в длинном переходе является y компонента магнитостатического поля $H^{ext} = H_y^F$, индуцированного неоднородной намагниченностью ферромагнетика. Внешнее магнитное поле входит в уравнение син-Гордона через граничные условия в уравнении 1.11, а также через производную поля h_x в уравнении 1.10. Применимость уравнения 1.10 для описания длинного джозефсоновского перехода в неоднородном магнитном поле продемонстрирована экспериментально в работах [253, 257, 261, 272]. Токи солитонов в электродах джозефсоновского перехода создают внешнее магнитное поле в ферромагнетике $H^J = \lambda_J J_c (\beta \varphi_{xt} + \varphi_x) d_J/d_F$.

Динамика магнитного момента в ферромагнитной микроструктуре описывается с помощью микромагнитного моделирования. Микромагнитное моделирование [188] основано на численном решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для локальных ориентаций макроспинов $\vec{m} = \vec{m}(x, y)$, помещенных в локальные нормированные эффективные магнитные поля $\vec{h}_{eff} = \vec{h}_{eff}(x, y)$:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{m} \times \vec{h}_{eff} + \alpha_F \vec{m} \times \dot{\vec{m}} \times \vec{h}_{eff}, \quad (1.12)$$

где используется обезразмеренное время $t \rightarrow t(1 + \alpha_F^2)/(\gamma_0 M_s)$, γ_0 - гиромагнитное отношение, M_s - намагниченность насыщения материала структуры, α_F -

постоянная затухания Гильберта. В уравнении 1.12 и \vec{m} , и \vec{h}_{eff} нормированы на M_s . Поле \vec{h}_{eff} включает в себя локальное обменное поле \vec{h}_e , поле магнито-статического (диполь-дипольного) взаимодействия \vec{h}_d , поле анизотропии \vec{h}_a и внешнее магнитное поле \vec{h} :

$$\vec{h}_{eff} = \vec{h} + \vec{h}_e + \vec{h}_a + \vec{h}_d. \quad (1.13)$$

Поскольку солитон в длинном джозефсоновском переходе является единственным источником внешнего магнитного поля для ферромагнитной микроструктуры, можно определить $h_y = h^J = H^J/M_s$. Неоднородная намагниченность микроструктуры, индуцированная движущимся солитоном, создает в джозефсоновском переходе магнито-статическое поле H_y^F , которое входит в уравнение син-Гордона 1.10 через производную $h_x = \frac{dH_y^F}{dx} \frac{1}{\lambda_J J_c} \frac{d_F}{d_J}$ и через граничные условия $\eta|_{x=0,L} = -\frac{H_y^F|_{x=0,L}}{\lambda_J J_c} \frac{d_F}{d_J}$ (уравнение 1.11).

Таким образом, взаимодействие между длинным джозефсоновским переходом и ферромагнитной микроструктурой осуществляется через магнито-статическое поле, индуцированное ферромагнетиком в переходе (H_y^F), и через магнитное поле солитона (H^J). Эти поля взаимно масштабируются с коэффициентом d_F/d_J и считаются однородными вдоль осей y и z (рис. 1.18). Связанная система джозефсоновского перехода с ферромагнитной микроструктурой является самосогласованной. При моделировании вся система уравнений (уравнения 1.10, 1.11, 1.12, 1.13) решается одновременно. Используется численная схема Кранка-Николсона для моделирования джозефсоновского перехода (уравнения 1.10 и 1.11) и численная схема Рунге-Кутты второго порядка для моделирования динамики ферромагнетика (уравнения 1.12 и 1.13). Для обменного поля \vec{h}_e используются стандартные граничные условия Ньюмана, а тензор размагничивающих полей \vec{h}_d вычисляется с помощью быстрого преобразования Фурье [273]. Для каждого значения тока γ_J система уравнений решается до тех пор, пока не будет достигнута сходимость решения уравнения син-Гордона. Используется схема leap-frog, когда решения для предыдущего значения тока используются в

качестве начальных условий при вычислениях для следующего значения тока.

Важно отметить, что диапазон типичных временных масштабов в джозефсоновском переходе, $t \sim \omega_J^{-1} \sim 2 \times 10^{-12} - 1 \times 10^{-11}$ с, сопоставим с диапазоном типичного масштаба времени в ферромагнетиках $t \sim (\gamma_0 \times M_s)^{-1} \sim 5 \times 10^{-12} - 3 \times 10^{-11}$ с. Эта сопоставимость делает возможным численное моделирование коллективной динамики в предлагаемой гибридной системе.

1.5.2. Результаты моделирования

Взаимодействие длинного джозефсоновского перехода на основе структуры Nb-AlO_x-Nb с ферромагнитной микроструктурой FePt со сверхвысокой перпендикулярной анизотропией

Вначале, рассмотрено устройство на основе классического Nb-AlO_x-Nb джозефсоновского перехода [267, 268] со следующими характеристиками, достижимыми при температурах < 1 К: плотность критического тока $J_c = 4 \times 10^7$ А/м², диэлектрическая проницаемость AlO_x барьера $\varepsilon \simeq 10$, толщина барьера $t_{ox} \sim 1$ нм, лондоновская глубина проникновения $\lambda_L \simeq 5 \times 10^{-8}$ м, коэффициент диссипации $\alpha_J = 0.01$, параметр поверхностных потерь $\beta = 0.002 \ll \alpha_J$. Этим параметрам соответствует джозефсоновская глубина проникновения $\lambda_J \sim 8$ мкм, джозефсоновская частота $\omega_J \sim 1.12 \times 10^{12}$ Гц и скорость Свихарта $\bar{c} = 10^7$ м/с. Скорость Свихарта определяет предельную частоту переменного поля солитона $f_{ZFS} = 250$ ГГц для перехода длиной $L = 20$ мкм [268]. Следовательно, для реализации синхронизации частота ФМР ферромагнетика f_r должна составлять порядка 100 ГГц.

Наибольшие значения магнитокристаллической анизотропии и соответствующей частоты естественного ФМР f_r наблюдаются в упорядоченных тонких пленках с перпендикулярной анизотропией. В частности, упорядоченные тонкие пленки FePt с эквиатомным составом и с кристаллической структурой типа $L1_0$ демонстрируют коэффициент одноосной магнитной анизотропии $K_u = 10^6 - 10^7$

Дж/м³ и достаточно высокую намагниченность насыщения $\mu_0 M_s = 1.41$ Т [133, 274–277]. В совокупности с высокой химической инертностью эти свойства уже сделали пленки FePt перспективными для перпендикулярных магнитных носителей записи с плотностью записи, превышающей 1 ТБит/дюйм² [278]. С другой стороны, очень высокая коэрцитивная сила, превышающая поле 10 Т [279], и соответствующее произведение магнитной энергии предоставляют новые возможности для приложений FePt, таких как микро-электромеханические системы (MEMS) [280], сверхсильные постоянные магниты [281] или гетероструктуры ферромагнетик-сверхпроводник [282].

Рассматривается ферромагнитная микроструктура FePt (F), взаимодействующая с Nb-AlO_x-Nb джозефсоновским переходом со следующими свойствами: толщина ферромагнетика $d_F = 100$ нм $\simeq d_J$, ширина ферромагнетика $W = 1.5$ мкм, равная ширине джозефсоновского перехода, параметр магнитокристаллической анизотропии $K_u = 5 \times 10^6$ Дж/м³, коэффициент затухания Гилберта $\alpha_F = 0.02$, константа обменного взаимодействия $A = 10^{11}$ Дж/м. Высокое значение K_u соответствует полю анизотропии $\mu_0 H_a = \mu_0 2K_u / \mu_0 M_s \approx 8.8$ Т. В соответствии с формулой Киттеля для тонких пленок с перпендикулярной намагниченностью [283] $2\pi f_r / \gamma_0 = \mu_0 (H - M_s + H_a)$, поле анизотропии соответствует частоте естественного ферромагнитного резонанса $f_r = 207$ ГГц. Суб-терагерцовые частоты ФМР пленок FePt были подтверждены недавно с использованием оптических измерений [284]. При такой частоте резонансная длина этой системы составляет $L_r = \bar{c} / 2f_r = 21.5$ мкм. При расчетах ферромагнетик разделен на сетку с размером ячеек $\Delta x_F \times \Delta y_F \times \Delta z_F = 0.2 \times 0.5 \times d_F$ мкм³. Для джозефсоновского перехода использовался размер ячейки $\Delta_J = \Delta y_F$.

На рисунке 1.19а показаны вольт-амперные характеристики системы с разной длиной, изменяющиеся вблизи резонансной длины L_r . Моделирование показало, что эти вольт-амперные характеристики обратимы. Асимптотические вольт-амперные характеристики для длинного джозефсоновского перехода в отсутствие ферромагнетика показаны на рис. 1.19а пунктирными линиями.

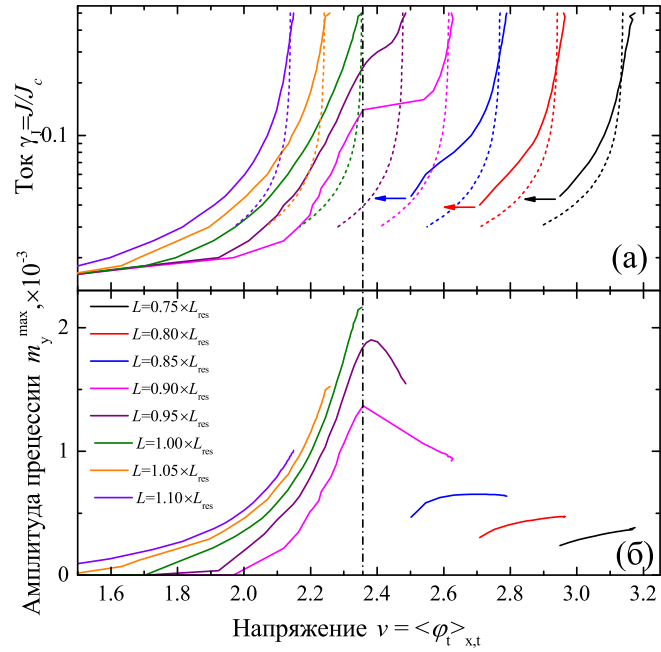


Рис. 1.19. а) Вольт-амперные характеристики в нормированных единицах измерения для длинного джозефсоновского перехода Nb-AlO_x-Nb взаимодействующего с FePt. Пунктирные линии соответствующего цвета показывают асимптотические вольт-амперные зависимости в отсутствие ферромагнетика, согласно уравнению 1.14. Пунктирная линия указывает напряжение, где $f_J = f_r$. б) Амплитуда прецессии намагниченности в ферромагнитном слое.

Асимптотические вольт-амперные характеристики рассчитываются с использованием следующего безразмерного выражения [285]:

$$v = \frac{V}{\Phi_0} \frac{2\pi}{\omega_J} = 2\pi \frac{\bar{v}}{c} \frac{\lambda_J}{L} = \frac{2\pi/l}{\sqrt{1 + (4\alpha_J/(\pi\gamma_J))^2}}, \quad (1.14)$$

где $l = L/\lambda_J$. Уравнение 1.14 также соответствует скорости солитона $\bar{v} = v\bar{c}l/2\pi$ и действительно при $\gamma_J \gg \alpha_J$.

Моделирование гибридной системы показывает, что, как правило, взаимодействие солитона, движущегося челночным образом, с ферромагнетиком индуцирует прецессию магнитного момента в виде синхронизированной магнитостатической стоячей спиновой волны с длиной ($\lambda_F/2 = L$). Зависимости амплитуд стоячей волны от напряжения ($m_y^{max}(v)$) показаны на рис. 1.19б. Зависимость отклика системы от ее длины можно охарактеризовать следующим образом. При $L < 0.9L_{res}$ взаимодействие между S-I-S и F начинает проявлять-

ся при высоких значениях γ ; поле солитона вызывает прецессию магнитного момента конечной амплитуды. Взаимодействие солитона с ферромагнетиком замедляет солитон и вызывает отклонение вольт-амперной характеристики от асимптотической зависимости. При уменьшении тока солитон уширяется. При $\gamma \simeq 0.04$ размер солитона становится сравнимым с длиной перехода L , и режим ZFS больше не поддерживается (переход в режим нулевого напряжения обозначен стрелками на рис. 1.19а). При этих длинах резонансной синхронизации не происходит, поскольку при $f_J = f_r$ режим ZFS не поддерживается.

Для значений $L = 0.9L_r$ и $L = 0.95L_r$ значения f_{ZFS} и f_r ближе, и возникает резонансная синхронизация, о чем свидетельствует дополнительная ступень постоянного напряжения на вольт-амперных характеристиках при $v = 2.35$ и соответствующий максимум $m_y^{max}(v)$. Поскольку дополнительная ступень является проявлением ферромагнитного резонанса, напряжение ступени V соответствует непосредственно частоте ФМР как $f_r = V/2\Phi_0$. Ступенчатые особенности на вольт-амперных характеристиках напоминают ступеньки Фиске, возникающие в результате взаимодействия флюксонов с плазменной волной, которую они генерируют в процессе своего движения. Происхождение ступеней в рассматриваемой гибридной системе феноменологически аналогично и происходит от взаимодействия движущегося солитона с резонирующей магнито-статической волной, которую он генерирует. Следует упомянуть, что механизм взаимодействия в гибридной системе по существу аналогичен механизму, обсуждаемому для динамики солитонов в круговом переходе во внешнем магнитном поле [256–261]. При $L > L_r$ также имеет место синхронизация. Прецессирующая намагниченность обеспечивает дополнительное сильное затухание, видимое как отклонение от асимптот I-V. Однако резонансной синхронизации не происходит и резонансных ступенек не наблюдается, поскольку $f_{ZFS} < f_r$.

Рисунок 1.19 иллюстрирует связь солитона с ферромагнетиком на основной гармонике, то есть при $f_J = f_r$. Поскольку солитонное переменное магнитное поле является импульсным, ожидается проявление взаимодействия ферро-

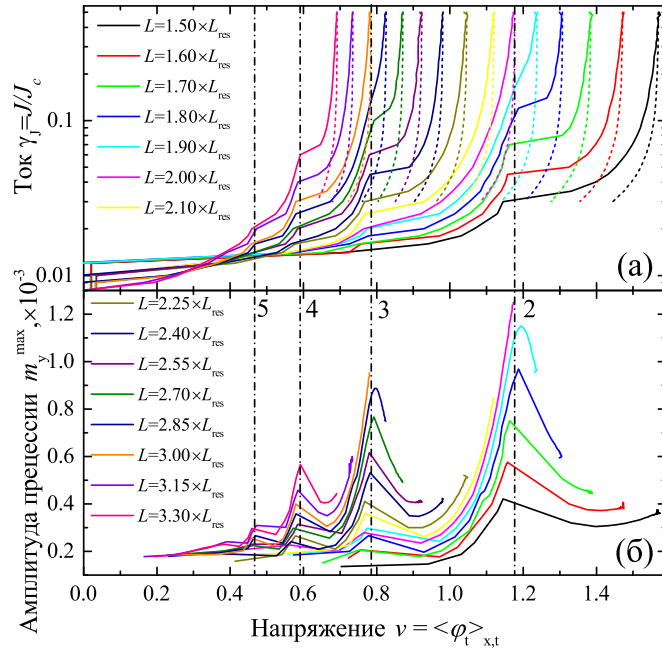


Рис. 1.20. а) Вольт-амперные характеристики в нормированных единицах измерения для длинного джозефсоновского перехода Nb-AlO_x-Nb взаимодействующего с FePt. Пунктирные линии соответствующего цвета показывают асимптотические вольт-амперные зависимости в отсутствие ферромагнетика, согласно уравнению 1.14. Пунктирные линии с номером n указывают напряжение, где $nf_J = f_r$. б) Амплитуда прецессии намагниченности в ферромагнитном слое.

магнетика с более высокими гармониками n джозефсоновского перехода, т.е. при $nf_J = f_r$. Для реализации такого режима взаимодействия необходимо увеличить длину устройства. На рисунке 1.19а показаны вольт-амперные характеристики устройства при изменении его длины L от $1.5L_r$ до $3.3L_r$. За исключением $L = 1.5L_r$, все ВАХ и зависимости амплитуды прецессии от напряжения $m_y^{max}(v)$ (рис. 1.20б) указывают на два значения резонансного напряжения: одно при $f_r = nf_J$ и следующее при $f_r = (n+1)f_J$. Наблюдаются взаимодействия с модами от $n = 2$ до $n = 5$. При этом, моделирование показало что длина волны магнитостатической стоячей волны также соответствует гармонике, т.е. $n\lambda_F/2 = L$. Этот результат особенно важен, поскольку он означает, что точное совпадение длины перехода с резонансной длиной L_r не требуется, резонансная синхронизация будет наблюдаться для любого значения длины $L > 1.5L_r$.

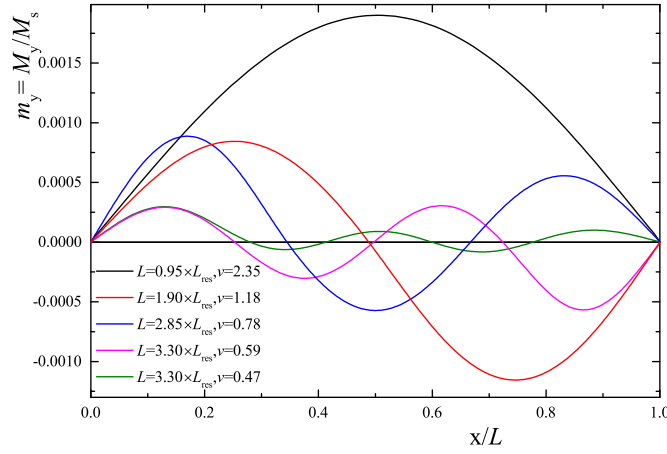


Рис. 1.21. Распределение амплитуды прецессии магнитного момента $m_y(x)$ при формировании магнитоэлектронных стоячих волн в ферромагнитном слое FePt при резонансной связи с джозефсоновским переходом.

На рисунке 1.21 показано распределение амплитуды прецессии магнитных моментов $m_y(x)$ в ферромагнетике при резонансной синхронизации для каждой моды n , наблюдаемой на рис. 1.19 и 1.20. Из рис. 1.21 видно что резонансная синхронизация сопровождается формированием стоячей спиновой волны с длиной волны λ , соответствующей номеру моды $n\lambda/2 = L$.

Амплитуду магнитоэлектронных полей, обеспечивающих индуктивное взаимодействие, можно оценить следующим образом. Поле солитона можно оценить как $H^J \sim \Phi_0/(\lambda_J \lambda_L) \approx 50$ Ое. Y-компонента магнитоэлектронного поля, создаваемого ферромагнетиком, равна $H_y^F \lesssim m_{max}^y M_s (1 - N_y) \approx 15$ Э, где $m_{max}^y \simeq 10^{-3}$ - максимальная амплитуда прецессии магнитного момента ферромагнитной микроструктуры (рис. 1.21), N_y - размагничивающий фактор ферромагнитной микроструктуры в направлении y [139, 212]. Режим ZFS длинного джозефсоновского перехода сохраняется поскольку выполняется условие $H^F \lesssim H^J$.

Взаимодействие джозефсоновского перехода на основе структуры MgB₂-AlN-NbN с ферромагнитной микроструктурой CoFeB с высокой продольной анизотропией

Теперь рассматривается другой случай ферромагнетика с высокой собственной частотой ферромагнитного резонанса и сильной продольной магнитной анизотропией (т.е. намагниченность \vec{m} направлена вдоль оси x на рис. 1.18). Одна из самых высоких частот естественного резонанса $f_r \sim 10$ ГГц для ферромагнетиков с продольной магнитной анизотропией недавно была получена в пленках CoFeB толщиной 40 нм [286]. Высокая продольная анизотропия была достигнута за счет формирования игольчатой микроструктуры CoFeB в процессе напыления пленки с ориентацией под углом 70° по отношению с направлению потока от мишени вследствие эффекта самозатенения. Полученное высокое значение частоты естественного резонанса f_r связано как с высокой намагниченностью насыщения $\mu_0 M_s = 1.85$ Т, так и высоким полем анизотропии $H_a = 61$ мТ. Комфортная длина джозефсоновского перехода как с точки зрения технологий, так и с точки зрения расчетов находится в пределах $\sim 10 - 100$ мкм. Следовательно, джозефсоновский переход должен характеризоваться низкой скоростью Свихарта $\bar{c} = 2L f_r \sim 2 \times 10^5 - 10^6$ м/с для взаимодействия с пленкой CoFeB.

Скорость Свихарта $\bar{c} = \lambda_J \omega_J = \sqrt{t_{ox} / \varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 d_J}$ определяется диэлектрической проницаемостью туннельного барьера и магнитной толщиной. Можно рассмотреть джозефсоновские переходы на основе барьера NbO_x с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \sim 40$, поскольку его значение $\varepsilon \sim 40$ снижает \bar{c} в 2 раза по сравнению с переходами на основе AlO_x с той же магнитной толщиной. Ранее джозефсоновским переходам на основе Nb-NbO_x-Nb и Nb-NbO_x-Pb было посвящено множество работ [287–290]. Однако в этих работах сообщается о переходах с высокими значениями $\bar{c} \sim 10^7$ м/с, вероятно, из-за технологической ограниченности толщины барьера t_{ox} . С другой стороны, \bar{c} уменьшается для джозефсоновских переходов на основе сверхпроводников с большой

лондоновской глубиной проникновения λ_L . Например, в работе [291] сообщалось об изготовлении джозефсоновского туннельного S-I-S перехода на основе структуры MgB₂-AlN-NbN. Небольшая толщина туннельного слоя $t_{ox} \sim 0.14$ нм в такой структуре и большая средняя лондоновская глубина проникновения $2\lambda_L = \lambda_{MgB_2} + \lambda_{NbN} \approx 100$ нм обеспечивает $\bar{c} \approx 2 \times 10^6$ м/с.

Таким образом, для взаимодействия с ферромагнитной пленкой CoFeB рассматривается джозефсоновский переход MgB₂-AlN-NbN со следующими характеристиками [291]: критическая плотность тока $J_c = 1 \times 10^7$ А/м² диэлектрическая проницаемость слоя AlN $\varepsilon \simeq 10$, толщина туннельного барьера $t_{ox} \simeq 0.14$ нм, лондоновская глубина проникновения $\lambda_L \simeq 10^{-7}$ м, коэффициент диссипации $\alpha_J = 0.01$, параметр поверхностных потерь $\beta = 0.002 \ll \alpha_J$. Этим параметрам соответствует джозефсоновская глубина проникновения $\lambda_J \simeq 11.4$ мкм, джозефсоновская частота $\omega_J \simeq 2.19 \times 10^{11}$ Гц, и скорость Свихарта $\bar{c} = 2.5 \times 10^6$ м/с.

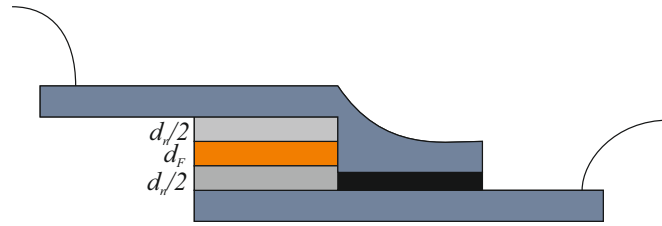


Рис. 1.22. Схематическое изображение гибридного устройства с уменьшенной индуктивной связью между ферромагнетиком и джозефсоновским слоем. Ферромагнитный слой толщиной d_F (показан оранжевым) помещен между двумя немагнитными слоями общей толщиной d_n в непосредственной близости от туннельного слоя Джозефсона (показан черным).

Для моделирования вольт-амперных характеристик гибридного устройства необходимо дополнительно учесть несколько факторов. Согласно формуле Киттеля для ферромагнитного резонанса в тонких пленках с продольной намагниченностью [133] $(2\pi f_r/\gamma_0)^2 = \mu_0 (H + H_a) (H + H_a + M_s)$, естественная частота ФМР составляет около 10 ГГц. Частоте $f_r = 10$ ГГц соответствует резонансная длина $L_r = \bar{c}/2f_r \approx 100$ мкм. Однако для точного определения частоты

ФМР также необходимо учесть анизотропию формы ферромагнетика. Расчет размагничивающих факторов прямоугольника длиной L , шириной W и толщиной d_F [137, 139, 212, 292] обеспечивает дополнительное поле анизотропии $H_{SA}/M_s \approx d_F(\sqrt{4L^2 + W^2} - W)/(\pi LW) = 0.017$, что сравнимо с полем внутренней анизотропии, индуцированной при росте пленки $H_a/M_s = 0.033$. Также следует отметить, что вследствие высокой намагниченности насыщения режим ZFS длинного джозефсоновского перехода не сохраняется поскольку не выполняется условие $H^F < H^J$. Для реализации режима ZFS необходимо уменьшить индуктивное взаимодействие между подсистемами. Для этого можно внести дополнительные немагнитные слои суммарной толщиной d_n , как показано на рис. 1.22. Немагнитный слой позволяет уменьшить магнитное поле солитона в ферромагнетике ($H^J d_J / (d_F + d_d)$) и, соответственно, уменьшить амплитуду прецессии магнитного момента. Установлено, что толщины немагнитного слоя $d_n = 5d_F = 200$ нм достаточно для поддержания режима работы ZFS. Также, можно рассчитать внешнее магнитное поле, необходимое для компенсации полей рассеяния ферромагнетика в джозефсоновском переходе H_x^F/M_s . Типичное компенсирующее приложенное магнитное поле $h = -H_x^F/M_s \lesssim 0.002$. Все вклады поля (H_{SA} , H_a и H_x^F) обеспечивают частоту ФМР $f_r \simeq 13$ ГГц и резонансную длину $L_r = \bar{c}/2f_r \simeq 96$ мкм. При расчетах ферромагнетик разделен на сетку с размером ячеек $\Delta x_F \times \Delta y_F \times \Delta z_F = 0.4 \times 0.5 \times d_F$ мкм³. Для джозефсоновского перехода использовался размер ячейки $\Delta_J = \Delta y_F$.

На рисунке 1.23 показаны вольт-амперные характеристики устройства и зависимости усредненной амплитуды прецессии магнитного момента от тока $m_y^{max}(v)$ для нескольких значений длины устройства. Асимптотические вольт-амперные характеристики для длинного джозефсоновского перехода в отсутствие ферромагнетика (уравнение 1.14) показаны на рис. 1.23а пунктирными линиями. Распределение амплитуды прецессии магнитных моментов $m_y(x)$ в ферромагнетике CoFeB при резонансной синхронизации для каждой моды n показаны на рис. 1.24. Качественно вольт-амперные характеристики устройства

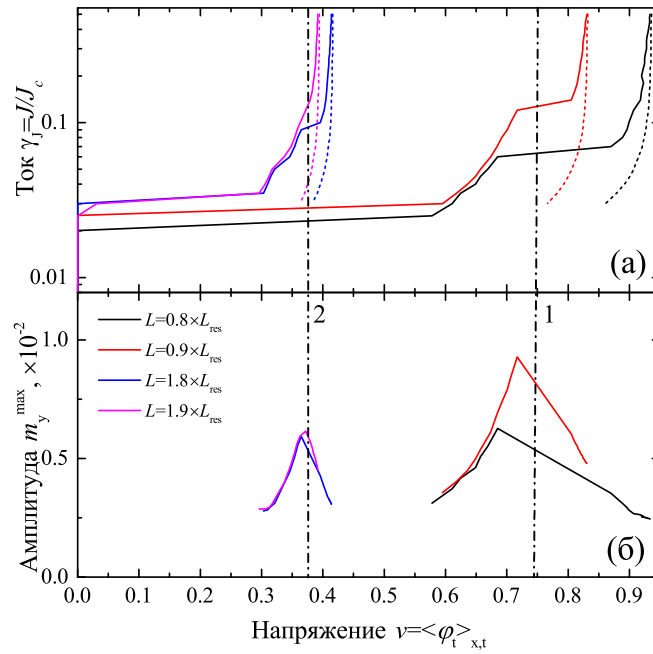


Рис. 1.23. а) Вольт-амперные характеристики в нормированных единицах измерения для длинного джозефсоновского перехода $\text{MgB}_2\text{-AlN-NbN}$ взаимодействующего с CoFeB . Пунктирные линии соответствующего цвета показывают асимптотические вольт-амперные зависимости в отсутствие ферромагнетика, согласно уравнению 1.14. Пунктирные линии с номером n указывают напряжение, где $nf_J = f_r$. б) Амплитуда прецессии намагниченности в ферромагнитном слое.

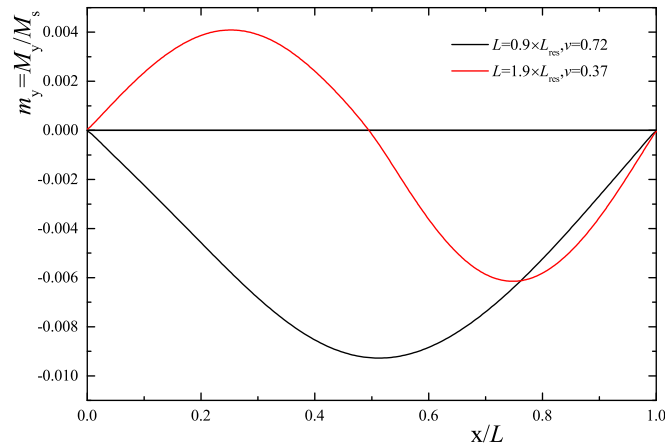


Рис. 1.24. Распределение амплитуды прецессии магнитного момента $m_y(x)$ при формировании магнитоэлектронных стоячих волн в ферромагнитном слое CoFeB при резонансной связи с джозефсоновским переходом $\text{MgB}_2\text{-AlN-NbN}$.

на основе S-I-S перехода $\text{MgB}_2\text{-AlN-NbN}$ и ферромагнетика CoFeB повторяет поведение устройства основе S-I-S перехода $\text{Nb-AlO}_x\text{-Nb}$ и ферромагнетика FePt . При напряжениях $v = 0.37$ и $v = 0.75$, соответствующих $f_r = n f_J$, возникает резонансная синхронизация солитона со стоячей магнитостатической волной, о чем свидетельствуют ступени постоянного напряжения на вольт-амперных характеристиках и соответствующие максимумы $m_y^{max}(v)$. Основное отличие состоит в порядок большей амплитуде прецессии намагниченности m_y^{max} CoFeB , несмотря на уменьшение индуктивного взаимодействия за счет немагнитного слоя. Поле солитона, создаваемое переходом $\text{MgB}_2\text{-AlN-NbN}$ в ферромагнитной микроструктуре, равно $H^J \approx 15$ Ое, в то время как у-компонент магнитостатического поля, создаваемого CoFeB в переходе $\text{MgB}_2\text{-AlN-NbN}$ с учетом немагнитных слоев, составляет $H_y^F \lesssim 30$ Ое, согласно рис. 1.24. Следовательно, в отсутствие немагнитного слоя $H^J \ll H_y^F$, что и нарушает режим работы ZFS.

1.5.3. Выводы

В данном разделе предложена и рассмотрена гибридная система, состоящая из длинного джозефсоновского перехода, связанная с внешним магнитным слоем, со следующим принципом действия. Солитон в длинном джозефсоновском переходе, работающем в режиме нулевого поля, синхронизируется с магнитостатической стоячей волной ферромагнетика, которую он генерирует. Резонансная синхронизация модулирует динамику солитона, что проявляется в отклонение вольт-амперной характеристики от асимптотической зависимости. Дополнительные ступени постоянного напряжения на ВАХ по природе напоминают ступени Фиске и появляются при напряжении, соответствующем частоте ФМР. Предложенное устройство позволяет измерять частоту ФМР отдельных ферромагнитных образцов микро- размеров с высокой собственной магнитной анизотропией без применения анализатора цепей.

Глава 2

Законы дисперсии спиновых волн в структурах сверхпроводник-ферромагнетик

2.1. Введение

Спиновые волны или магноны - это собственные возмущения магнитных моментов, распространяющиеся в магнитном материале, таком как ферромагнетик, ферримагнетик или антиферромагнетик, посредством обменных или магнитостатических взаимодействий. В настоящее время интерес к магнонике возрождается благодаря развитию нанотехнологий, методов синтеза магнитных материалов и новых экспериментальных методов изучения высокочастотной динамики магнитного момента. Магноника ставит своей целью развитие подходов к передаче и обработке сигналов с помощью спиновых волн [24–30]. К практическим преимуществам магноники относятся возможность перестройки частот внешним полем, выбором материала или геометрии магнонной среды, беззарядовый характер и малое энергопотребление спин-волнового транспорта, а также микро- и субмикро размеры спиновых волн на СВЧ частотах, что стимулирует разработку магнонных микроустройств для обработки СВЧ сигналов.

В этой главе рассмотрены закономерности изменения закона дисперсии спиновых волн при взаимодействии ферромагнитной среды со сверхпроводниками в гибридных структурах. Рассмотрены как индуктивное так и электронное взаимодействия между подсистемами. Показано что в случае индуктивного взаимодействия происходит существенное увеличение фазовой скорости спиновых волн, которое можно описать методом микромагнитного моделирования в комбинации с методом изображений. В случае электронного взаимодействия, в присутствии сверхпроводящего эффекта близости, происходит увеличение частоты ферромагнитного резонанса за счет возникновения дополнительных анизотро-

пий. Природа этого явления остается неясной. Эти эффекты открывают новые перспективы для применений гибридных структур в магнонике при криогенных температурах.

2.2. Спин-волновой резонанс в двухслойной структуре сверхпроводник-ферромагнетик

В этом разделе экспериментально продемонстрировано изменение закона дисперсии спиновых волн при гибридизации ферромагнитной подсистемы со сверхпроводящей. При измерении ферромагнитного резонанса в двухслойной тонкопленочной структуре пермаллой-ниобий (Pу-Nb) обнаружены спин-волновые резонансы, частота которых не соответствует обычному закону дисперсии. С помощью микромагнитного моделирования показано что изменение закона дисперсии происходит за счет экранирования переменных магнитостатических полей рассеяния, индуцированных спиновыми волнами в ферромагнитном слое, сверхпроводящей плоскостью в мейснеровском состоянии.

2.2.1. Описание эксперимента

Измерения ферромагнитного и спин-волнового резонанса проведено с использованием копланарного волновода и векторного анализатора цепей (метод VNA-FMR, см. раздел 1.2 и работы [16, 17, 127]). Схематическое изображение образца показано на рис. 2.1. Исследуемый образец состоит из прямоугольных тонкопленочных структур пермаллоя (Pу) размером 1100×130 мкм² толщиной 90 нм и расстоянием между структурами 200 мкм (показаны красным на рис. 2.1). Структуры Pу размещены на передающей линии копланарного волновода из ниобия, сформированного на подложке кремния. Копланарный волновод изготовлен с геометрическими размерами зазор-линия-зазор 85-150-85 мкм и импедансом 50 Ом из пленки Nb толщиной 150 нм со сверхпроводящей критической температурой $T_c \gtrsim 9$ К. Между слоями Nb и Pу был нанесен изолиру-

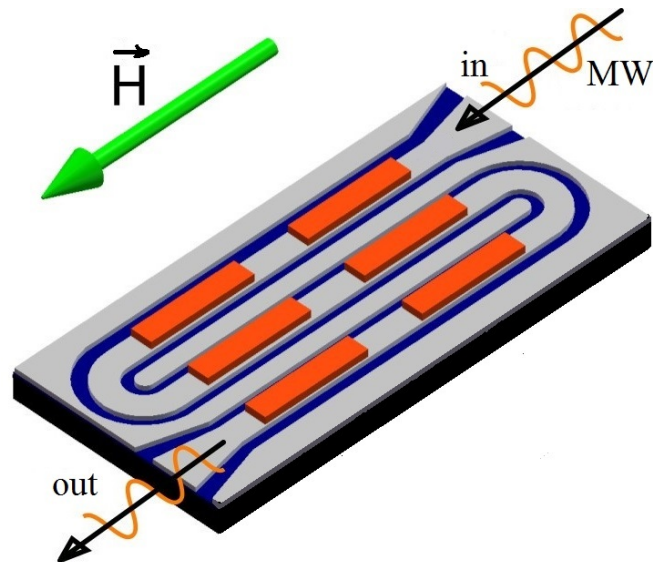


Рис. 2.1. Схематическое изображение образца для измерений ферромагнитного резонанса. Прямоугольные структуры из пленки пермаллоя (Pу, показаны красным) размещены на копланарном волноводе из ниобия (Nb) с импедансом 50Ω (показан серым). Диэлектрические зазоры копланарного волновода показаны синим цветом. Черные и зеленые стрелки показывают, соответственно, направление распространения микроволнового сигнала и направление внешнего магнитного поля.

ющий слой AlO_x толщиной 10 нм чтобы избежать сверхпроводящего эффекта близости. Магнитное поле (зеленая стрелка на рис. 2.1) ориентировано в плоскости и параллельно направлению распространения микроволнового излучения. В этом разделе для исследования спектра ФМР используется та же экспериментальная установка и та же схема, что и в разделе 1.2. Установка позволяет измерять ферромагнитный отклик при различных температурах (1.8-50) К и магнитных полях до 1 Т. Отклик системы изучается путем анализа коэффициента передачи микроволнового сигнала S_{21} с помощью векторного анализатора цепей.

Ниобиевый волновод изготовлен методом лазерной литографии и плазмохимического травления в плазме $\text{CF}_4 + \text{O}_2$ из пленки Nb, напыленной на подложку кремния методом магнетронного напыления. Микроструктуры пермаллоя толщиной ~ 90 нм были напылены на передающую линию волновода с использованием аргонового ВЧ распыления мишени из сплава $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ и технологии

взрывной литографии с использованием резиста с сополимером. Во время напыления давление аргона и скорость напыления составляли 1.5×10^{-2} мБар и 1.5 \AA s^{-1} соответственно. Базовое давление в камере роста перед напылением составляло 2×10^{-6} мБар. Между сверхпроводящим и ферромагнитным слоями был нанесен изолирующий слой AlO_x толщиной 5 нм методом магнетронного напыления алюминия в атмосфере Ar с примесью O_2 , чтобы избежать сверхпроводящего эффекта близости.

2.2.2. Наблюдение спин-волнового резонанса в двухслойной структуре сверхпроводник-ферромагнетик

На рисунке 2.2а показан нормированный спектр образца $S_{21}(\omega, H)$ при $T = 4$ К, то есть ниже сверхпроводящей критической температуры T_c ниобиевого волновода. При измерениях магнитное поле изменялось от $+23$ до -23 мТ, а мощность составила 0 дБм. При измерениях мощность варьировалась от -10 дБм до 0 дБм, зависимости спектра от мощности не наблюдалось. При более высоком значении подаваемой мощности > 0 дБм происходил заметный нагрев образца. На рис. 2.2б показано несколько сечений спектра $S_{21}(\omega)$ при фиксированных магнитных полях. При $T < T_c$ спектр состоит из сильной резонансной линии ФМР при более низких частотах и нескольких дополнительных более слабых резонансных линий при более высоких частотах. Дополнительные резонансные линии являются спин-волновыми резонансами (СВР) и обозначены стрелками на рис. 2.2а,б. Данные на рис. 2.2в обобщают экспериментальные результаты и показывают зависимости частот ФМР и СВР от магнитного поля $\omega_r(H)$.

При измерениях спектра при $T > T_c$, линии СВР исчезают и остается только линия ФМР. Например, на рис. 2.2б пунктиром показано сечение спектра $S_{21}(\omega)$ при $T = 10$ К. Видно, что спектр состоит исключительно из ФМР линии, дополнительные СВР резонансы отсутствуют. Также замечено что при $T > T_c$ ФМР наблюдается при несколько более низких частотах (см. вставку на

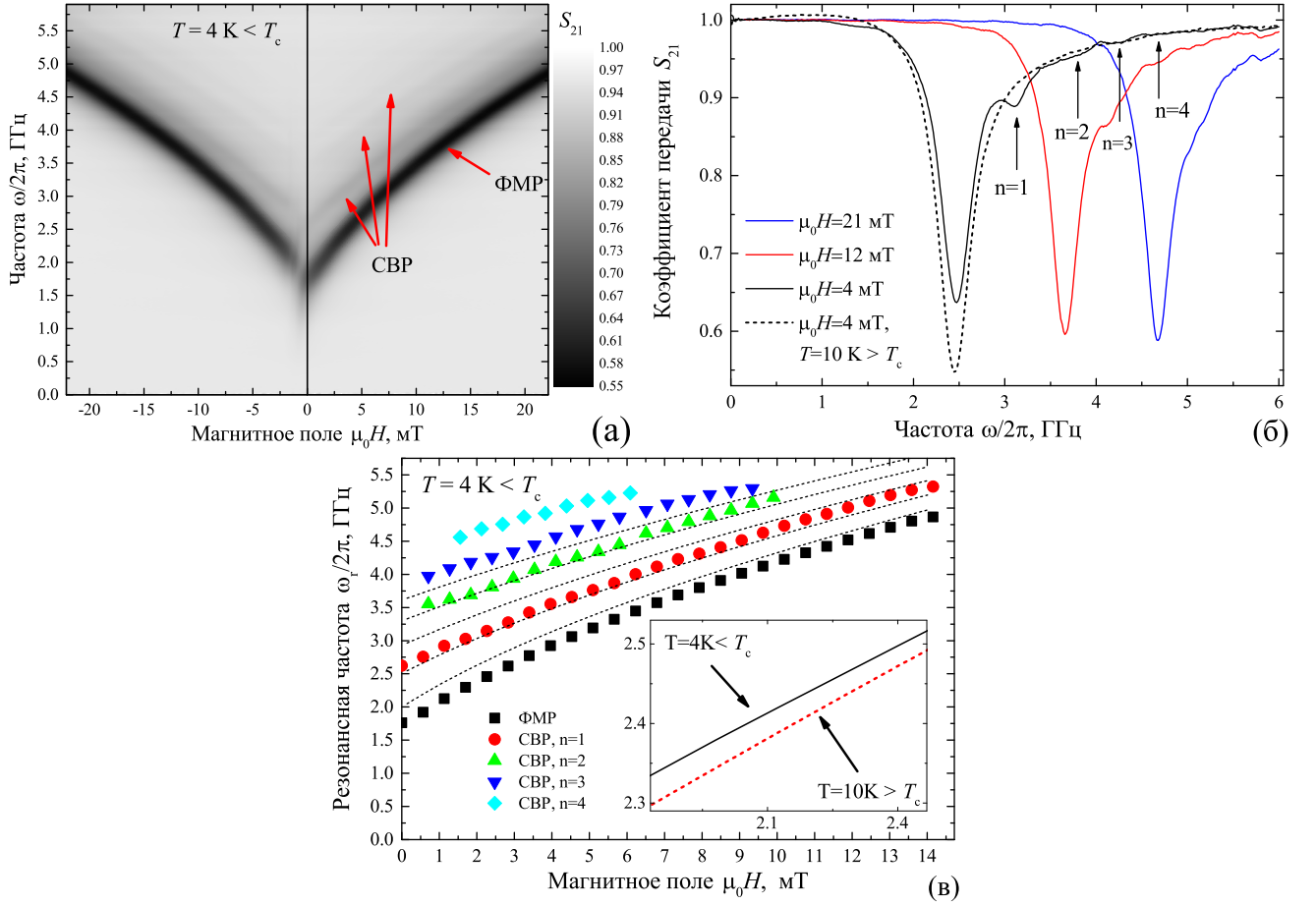


Рис. 2.2. а) Спектр ФМР при температуре 4К. Стрелками на (а) указаны линии ферромагнитного и спин-волнового резонансов. б) Зависимости коэффициента передачи S_{21} от частоты ω при нескольких фиксированных магнитных полях H . Стрелками на (б) указаны положения спин-волнового резонанса при поле $\mu_0 H = 4 \text{ мТ}$. в) Зависимости резонансных частот (ФМР и СВР) от магнитного поля $\omega_r(H)$, полученные из (а). Пунктирными линиями на (в) показаны резонансные линии $\omega_r(H)$ для классических спин-волновых резонансов в геометрии поверхностных спиновых волн (уравнение 2.2) с длиной волны $(2n - 1)/2\lambda_n = W = 130 \text{ мкм}$ и $n = 1, 2, \dots, 5$.

рис. 2.2в).

Зависимость частоты ФМР от внешнего магнитного поля $\omega_r(H)$ позволяет определить эффективное поле анизотропии (H_a) и эффективную намагниченность насыщения (M_{eff}) с помощью известной формулы Киттеля для тонких пленок с намагниченностью в плоскости:

$$(\omega_r/\mu_0\gamma)^2 = (H + H_a)(H + H_a + M_{eff}) \quad (2.1)$$

где μ_0 - магнитная проницаемость вакуума, $\gamma = 1.856 \times 10^{11}$ Гц/Т - гиромагнитное соотношение пермаллоя, H_a - поле одноосной анизотропии, направленной вдоль внешнего поля, $M_{eff} = M_s + M_a$ - эффективная намагниченность насыщения, которая учитывает намагниченность насыщения M_s и поле перпендикулярной анизотропии M_a . Моделирование ФМР линии с помощью уравнения 2.1 дает эффективную намагниченность $\mu_0 M_{eff} \simeq 1.17$ Т и поле анизотропии $\mu_0 H_a \simeq 3$ мТ при $T = 4$ К, а также эффективную намагниченность $\mu_0 M_{eff} \simeq 1.18$ Т и поле анизотропии $\mu_0 H_a \simeq 3$ мТ при $T = 10$ К.

2.2.3. Определение природы спин-волнового резонанса

Линии спин-волнового резонанса, наблюдаемые при $T < T_c$ (рис. 2.2), можно идентифицировать как резонансное поглощение стоячими магнитостатическими поверхностными спиновыми волнами. Хороший обзор различных мод магнитостатических спиновых волн дан в работах [7, 25, 293]. В ферромагнитных тонких пленках существует три основных типа магнитостатических спиновых волн в зависимости от ориентации внешнего поля и направления распространения волн: прямые объемные волны, обратные объемные волны и поверхностные магнитостатические волны. Прямые объемные волны наблюдаются при ориентации магнитного поля и намагниченности перпендикулярно плоскости пленки и, следовательно, не согласуется с геометрией эксперимента. Возбуждение обратных объемных волн с конечным волновым числом при фиксированном магнитном поле должно приводить к более низкой резонансной частоте по сравнению с частотой ФМР в связи с отрицательной групповой скоростью моды, что не согласуется с положением наблюдаемых резонансных линий на рис. 2.2.

Технически можно предположить присутствие перпендикулярных стоячих спиновых волн с доминирующим вкладом обменного взаимодействия [4, 5, 7]. Однако, для связи с однородным возбуждающим магнитным полем перпендикулярные волны должны характеризоваться либо несимметричными, либо сим-

метричными закрытыми граничными условиями, либо неоднородными магнитными свойствами вдоль поперечного сечения пленки [294]. Если ни одно из условий не соблюдается, для возбуждения перпендикулярных спиновых волн требуются дополнительные условия [12]. В обычных условиях в тонких пленках пермаллоя в магнитном поле, направленном вдоль плоскости, и симметричным возбуждающим полем перпендикулярные обменные спиновые волны не наблюдаются.

Таким образом, резонансы поверхностных спиновых волн остаются единственным возможным объяснением наблюдаемых линий СВР. Поверхностные волны наблюдаются с волновым вектором в плоскости пленки, направленным перпендикулярно магнитному полю, которое также направлено в плоскости пленки. Поверхностные волны удовлетворяют следующему закону дисперсии [7, 25, 215, 293]

$$(\omega_r/\mu_0\gamma)^2 = (H + H_a)(H + H_a + M_{eff}) + M_s^2(1 - \exp(-2kd))/4, \quad (2.2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ - волновой вектор, λ - длина спиновой волны, d - толщина пленки. При резонансе стоячих поверхностных волн длина волны соотносится с шириной ферромагнитного образца W [293], а граничные условия подразумеваются закрытыми. Пунктирными линиями на рис. 2.2 в показаны резонансные линии $\omega_r(H)$ поверхностных спиновых волн с резонансной длиной волны $(2n - 1)\lambda_n/2 = W = 130$ мкм и $n = 1, 2, \dots, 5$. Полученные резонансные линии находятся в том же диапазоне частот, что и наблюдаемые экспериментально, что подтверждает природу линий СВР. Тем не менее, резонансные линии для обычных поверхностных волн не совпадают с экспериментально наблюдаемыми, что указывает на влияние сверхпроводимости на закон дисперсии спиновых волн.

2.2.4. Микромагнитное моделирование динамики магнитного момента в двухслойной структуре сверхпроводник-ферромагнетик

Можно показать что на динамику магнитного момента в ферромагнитном слое оказывает влияние базовое свойство сверхпроводимости, а именно идеальный диамагнетизм или эффект Мейснера. Поверхность передающей линии сверхпроводящего ниобиевого волновода, находясь в непосредственной близости от прецессирующих магнитных моментов в ферромагнетике, экранирует переменные магнитостатические поля рассеяния и, в свою очередь, влияет на эффективное магнитное поле, действующее на магнитные моменты. Такой эффект может быть продемонстрирован с помощью микромагнитного моделирования [187, 188].

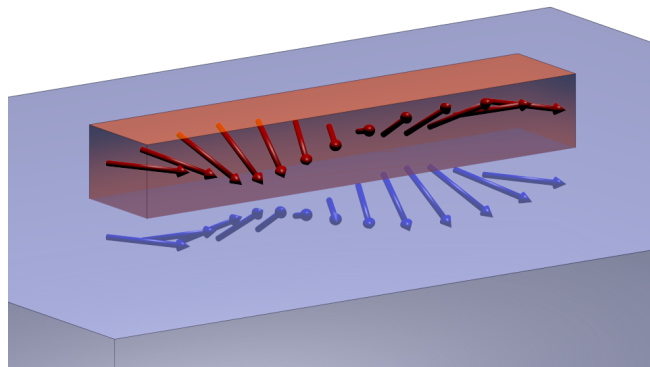


Рис. 2.3. Иллюстрация метода изображений. Ферромагнетик конечных размеров (показан красным) помещен на полу-бесконечную поверхность сверхпроводника (показан синим). Сверхпроводник как идеальный диамагнетик экранирует магнитостатические поля рассеяния ферромагнетика. В рамках микромагнитного моделирования такое взаимодействие эквивалентно взаимодействию ферромагнитных спинов (красные стрелки) с их зеркальным изображением относительно сверхпроводящей поверхности (синие стрелки).

В целом, задачу магнитостатического взаимодействия в гибридной структуре сверхпроводник-ферромагнетик можно рассматривать как магнитостатическое взаимодействие двух ферромагнетиков с помощью микромагнитного моделирования двумя способами. Первый способ применим в случае взаимодей-

ствия сверхпроводящего объекта конечных размеров с ферромагнетиком и заключается в полной компенсации локального магнитного потока $\vec{B}(\vec{r}_S)$ везде внутри сверхпроводника, включая поток от полей рассеяния ферромагнетика, т.е. установление локальной намагниченности $\vec{M}_S(\vec{r}_S) = -\vec{H}(\vec{r}_S)$, где \vec{r}_S - положение внутри сверхпроводника. Тогда магнитостатическое взаимодействие ферромагнетика с таким сверхпроводником эквивалентно взаимодействию ферромагнетика с $\vec{M}_S(\vec{r}_S)$. Вторым подход, используемый в данном разделе, называется методом изображений и применим для ферромагнитного объекта конечных размеров, расположенного вблизи бесконечной сверхпроводящей поверхности. Метод изображений, проиллюстрированный на рис. 2.3, предполагает магнитостатическое взаимодействие магнитных моментов ферромагнетика $\vec{M}(x, y, z) = (M_x, M_y, M_z)$, расположенных на расстоянии z над сверхпроводящей поверхностью $x-y$ с магнитными моментами их зеркального отображения $\vec{M}_{im}(x, y, -z) = (M_x, M_y, -M_z)$.

Следует отметить, что для тонких пленок метод изображений справедлив для случаев когда внешнее магнитное поле направлено вдоль плоскости. Случай внешнего магнитного поля перпендикулярно плоскости более сложен, возможность экранирования переменных магнитостатических полей рассеяния в такой геометрии не очевидна. В частности, магнитное поле проникает в сверхпроводящую пленку второго рода в виде вихрей, в сверхпроводнике выполняется $B \approx \mu_0 H$, и, следовательно, макроскопическая экранировка отсутствует. Тем не менее, экранирующие токи Мейсснера могут присутствовать.

Чтобы проиллюстрировать применимость метода изображений, проведено микромагнитное моделирование резонансной динамики магнитного момента в пленке пермаллоя размером $130 \times 130 \times 0.09$ мкм³ с намагниченностью насыщения $\mu_0 M_s = 1.1$ Т, полем анизотропии $\mu_0 H_a = 4$ мТ и параметром Гилберта $\alpha = 0.01$ с использованием одномерной сетки $1 \times 1300 \times 1$ с размером ячеек $130 \times 0.1 \times 0.09$ мкм³, по аналогии с работой [215]. В численном эксперименте приложено небольшое постоянное магнитное поле $\mu_0 H = 4$ мТ вдоль оси x ,

небольшое переменное магнитное поле $H_{ac} \ll M_s$ вдоль направления y и исследуется зависимость суммарной амплитуды устоявшейся прецессии магнитных моментов от частоты ω переменного поля. Частота максимума суммарной амплитуды устоявшейся прецессии магнитных моментов соответствует резонансной частоте.

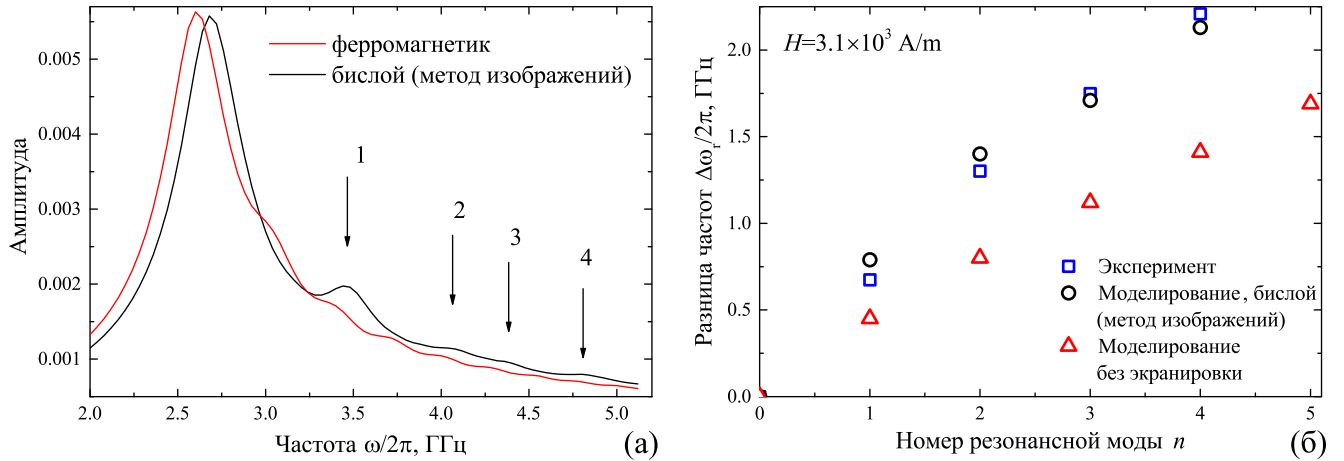


Рис. 2.4. а) Зависимость суммарной амплитуды устоявшейся прецессии магнитных моментов от частоты при постоянном поле $\mu_0 H = 4$ мТ, полученная с помощью микромагнитного моделирования. б) Зависимости разницы между частотой ФМР и частотой СВР $\Delta\omega_r$ от номера моды СВР n при поле $\mu_0 H = 4$ мТ (представлены экспериментальные и модельные данные).

Вначале получена зависимость амплитуды прецессии от частоты для случая без сверхпроводящей экранировки, т.е. для $T > T_c$ (красная линия на рис. 2.4а). Модельная кривая состоит из основного пика при $\omega/2\pi = 2.60$ ГГц и несколько более слабых резонансных особенностей, которые формируют “волнистость” при частотах выше ФМР. Важно отметить, что основной пик представляет собой не однородную моду ФМР Киттеля, а гибридную моду, которую можно представить как некоторое усреднение между однородной модой и $\lambda/2$ стоячей поверхностной спиновой волной. В этой гибридной моде прецессия магнитного момента происходит однородно в большей части объема образца кроме области вблизи границ, где граничные условия частично закрываются. Более слабые пики соответствуют резонансу классических стоячих поверхност-

ных спиновых волн (уравнение 2.2) с длиной волны $(2n+1)\lambda_n/2 = W = 130$ мкм и $n = 1, 2, \dots, 8$ в диапазоне частот $2.6 < \omega/2\pi < 5.2$ ГГц, причем первая мода СВР соответствует $W = 3\lambda_1/2$.

Затем получена зависимость амплитуды прецессии от частоты для случая когда ферромагнитная пленка размещена на идеальной сверхпроводящей поверхности, как показано на рис. 2.3, что соответствует эксперименту при $T < T_c$. Модельная зависимость для двухслойной гибридной структуры показана на рис. 2.4а черным. Зависимость амплитуды от частоты состоит из того же основного пика при $\omega/2\pi = 2.68$ ГГц, то есть на 0.08 ГГц выше, чем модельный пик при $T > T_c$. Это качественно коррелирует с результатами измерений, где наблюдался такой же сдвиг на 0.02 ГГц (см. вставку на рис. 2.2в). Также, как и при измерениях (рис. 2.2б), наблюдается 4 дополнительных отдельных пика СВР, обозначенных стрелками. Наблюдаемые пики в диапазоне частот $2.6 < \omega/2\pi < 5.2$ ГГц соответствуют резонансам стоячих поверхностных спиновых волн с резонансной длиной волны $(2n + 1)\lambda_n/2 = W = 130$ мкм и $n = 1, 2, \dots, 4$ (первый СВР соответствует длине волны $W = 3\lambda_1/2$). В целом модельная зависимость амплитуды прецессии от частоты хорошо согласуется с экспериментальной зависимостью $S_{21}(\omega)$ при $\mu_0 H = 4$ мТ (рис. 2.2б).

Для количественного сравнения экспериментальных результатов с моделированием на рис. 2.4б представлена разность между частотой основного ФМР резонанса и частотой СВР резонанса в зависимости от номера моды $\Delta\omega_r/2\pi$ при $\mu_0 H = 4$ мТ. Рисунок 2.4б демонстрирует хорошее количественное совпадение экспериментальной и модельной зависимостей $\Delta\omega_r(n)$ для двухслойной гибридной структуры, что доказывает применимость метода изображений для микромагнитного моделирования гибридных структур с индуктивным взаимодействием между подсистемами. Кроме того, рис. 2.4б демонстрирует изменение закона дисперсии поверхностных спиновых волн, распространяющихся в двухслойной гибридной структуре: для стоячих волн номер моды пропорционален волновому вектору $n \propto k$, а значит фазовая скорость поверхностных волн

$\propto \Delta\omega_r/n$ примерно в 1.5 раза выше при наличии сверхпроводящего экранирования.

Следует обратить внимание на следующую особенность. СВР наблюдаются теоретически в как в присутствии и так и в отсутствии экранирования (рис. 2.4), а также экспериментально при $T < T_c$ (рис. 2.2). При этом, СВР не наблюдаются экспериментально при $T > T_c$. Качественно эту особенность можно объяснить различием в распределение переменных микроволновых токов в копланарном волноводе и, соответственно, различное распределение переменного магнитного поля в ферромагнитном образце при измерении выше и ниже T_c . Когда спектр измеряется при $T < T_c$, микроволновые токи сфокусированы вблизи краев передающей линии, в области шириной порядка λ_L , а значит - вдали от краев ферромагнитного образца. В этом случае переменное магнитное поле однородно в объеме ферромагнетика. Когда спектр измеряется при $T > T_c$, микроволновые токи распределяются вблизи краев передающей линии более равномерно, в области шириной порядка глубины скин-слоя, что приводит к неоднородному распределению переменного магнитного поля в объеме ферромагнетика [127]. В этом случае нарушаются закрытые граничные условия для стоячих поверхностных волн и СВР не формируется.

Необходимо отметить, что влияние сверхпроводящего экранирования на динамику магнитного момента в ферромагнитной пленке сопоставимо с влиянием проводящих немагнитных слоев. Несмотря на фундаментальное различие между сверхпроводящим эффектом Мейсснера и идеальной проводимостью, вихревые токи, индуцированные в идеальном проводнике, индуктивно связанном с ферромагнитной пленкой, также экранируют переменные магнитостатические поля рассеяния и, в свою очередь, влияют на эффективное магнитное поле, действующее на магнитные моменты аналогичным образом [295–299]. Однако реальные проводники могут быть эффективны только для спиновых волн с длиной, превышающей глубину скин-слоя [299], которая составляет порядка микрометра при СВЧ частотах. Напротив, эффект экранирования спиновых

волн сверхпроводниками ограничен лондонской глубиной проникновения, которая обычно находится в диапазоне 10-100 нм для различных сверхпроводников и температур, что обеспечивает применимость сверхпроводников для более широкого диапазона длин спиновых волн, вплоть до обменных спиновых волн.

2.2.5. Выводы

Подводя итоги, проведено исследование влияния сверхпроводимости на динамику магнитного момента ферромагнитной тонкопленочной микроструктуры, расположенной поверх сверхпроводящего ниобиевого волновода. При измерении микроволнового спектра при температурах выше и ниже сверхпроводящей критической температуры показано что сверхпроводимость волновода способствует возникновению стоячих магнитостатических поверхностных спиновых резонансов с неклассическим законом дисперсии. Микромагнитное моделирование в сочетании с методом изображений показало что эффект от сверхпроводимости заключается в идеальном диамагнитном (мейсснеровском) экранировании магнитостатических полей рассеяния ферромагнетика сверхпроводящей поверхностью. Получено количественное совпадение между экспериментальными данными и результатами моделирования. Наличие сверхпроводящей поверхности вблизи ферромагнетика заметно изменяет дисперсию спиновых волн. В нашем конкретном эксперименте фазовая скорость поверхностных волн увеличивается в 1.5 раза.

2.3. Моделирование законов дисперсии спиновых волн в тонкопленочных структурах сверхпроводник-ферромагнетик

В данном разделе численно рассмотрены законы дисперсии спиновых волн в различных геометриях, которые распространяются в двухслойной системе

ферромагнетик-сверхпроводник. Как было показано в предыдущем разделе, фазовая скорость спиновых волн, распространяющихся в пленке пермаллоя увеличивается, когда ферромагнитная пленка индуктивно связана со сверхпроводящей поверхностью. Взаимодействие между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами можно рассматривать с помощью метода изображений как взаимодействие спиновой волны в ферромагнитной пленке с ее зеркальным изображением, создаваемым сверхпроводником. Будет показано что в общем случае для спиновых волн в тонкопленочной геометрии при намагниченности вдоль плоскости пленки, т.е. в геометрии обратных объемных спиновых волн и магнитостатических поверхностных спиновых волн, такое взаимодействие существенно увеличивает фазовую скорость спиновых волн. Кроме того, в геометрии магнитостатических поверхностных спиновых волн наблюдается сильная невзаимность закона дисперсии, фазовая скорость зависит от направления распространения волны.

2.3.1. Спин-волновые моды. Детали моделирования.

В зависимости от направления распространения спиновых волн (\vec{k}) в ферромагнитной тонкой пленке относительно направления намагниченности (\vec{M}), существуют три хорошо известных моды магнитостатических спиновых волн [3, 7, 25, 32, 215]: магнитостатические поверхностные спиновые волны (МПСВ), обратные объемные спиновые волны (ООСВ), а также прямые объемные спиновые волны. МПСВ наблюдаются, когда волновой вектор ориентирован перпендикулярно направлению намагниченности ($\vec{k} \perp \vec{M}$), в то время как намагниченность направлена вдоль плоскости пленки, и подчиняются закону дисперсии, заданному уравнением 2.2 ООСВ наблюдаются, когда волновой вектор сонаправлен с направлением намагниченности ($\vec{k} \parallel \vec{M}$), а намагниченность также направлена вдоль плоскости пленки. ООСВ подчиняются другому закону дис-

персии

$$(\omega/\mu_0\gamma)^2 = (H + H_a) \times (H + H_a + M_s(1 - \exp(-kd))/kd). \quad (2.3)$$

Часто ООСВ представляет особый интерес из-за своей отрицательной групповой скорости [7, 32, 300].

Если спиновые волны распространяются с небольшой длиной волны, сравнимой с длиной обменного взаимодействия $\sqrt{2A/\mu_0M_s^2}$, где A - константа обменной жесткости, обменная энергия становится значительной или даже доминирующей, а закон дисперсии магнитостатических спиновых волн дополняется эффективным обменным полем: в уравнениях 2.2 и 2.3 магнитное поле H заменяется на $[H + (2A/\mu_0M_s)k^2]$.

Законы дисперсии спиновых волн в ферромагнитных пленках могут быть получены численно с помощью микромагнитного моделирования [187, 188], как показано в работах [9, 301, 302]. Процедура моделирования закона дисперсии выглядит следующим образом. Намагниченная ферромагнитная пленка помещается в приложенное магнитное поле \vec{H} . Локально прикладывается импульс магнитного поля H_p в направлении перпендикулярно к \vec{H} . Импульс H_p имеет временную зависимость sinc(t): $H_p(t) = H_m \sin \omega_m t / \omega_m t$, где H_m - амплитуда импульса, ω_m - максимальная спектральная частота импульса; и пространственный профиль распределения Гаусса $H_p(r) \propto \exp(-r^2/2\sigma^2)$, где σ - пространственная ширина магнитного импульса. После импульса регистрируется эволюция локальных магнитных моментов в пленке $\vec{M}(\vec{r}, t)$. Максимум амплитуды пространственно-временного преобразования Фурье $\vec{M}(\vec{r}, t)$ соответствует закону дисперсии спиновых волн $\omega(\vec{k})$. Для предотвращения отражений у границ модельной пленки вблизи границ устанавливается экспоненциальный профиль затухания (параметра Гильберта). В этой работе рассматриваются моды МПСВ и ООСВ, и поэтому достаточно выполнить микромагнитное моделирование с использованием одномерной сетки, по аналогии с работами [9, 215], чтобы воспроизвести спин-волновую активность в определенной геометрии.

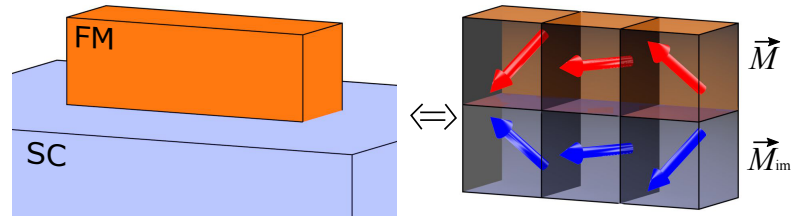


Рис. 2.5. Иллюстрация метода изображений. Изображение слева: ферромагнетик конечных размеров (FM, показан оранжевым) помещен на поверхность сверхпроводника (SC, показан синим). Сверхпроводник, как идеальный диамагнетик, выталкивает все магнитостатические поля рассеяния, вызванные произвольной ориентацией спинов в ферромагнетике. Изображение справа: в рамках микромагнитного моделирования такое взаимодействие эквивалентно взаимодействию ферромагнитных макроспинов \vec{M} (красные стрелки) с их зеркальными изображениями \vec{M}_{im} относительно сверхпроводящей поверхности (синие стрелки).

Если магнитный момент находится в непосредственной близости от сверхпроводника, эффективное поле, действующее на локальные магнитные моменты, изменяется. В сверхпроводнике возникают токи Мейсснера, которые экранируют магнитостатические поля рассеяния, т.е. реализуется диамагнитное состояние Мейсснера. Задачу магнитостатического взаимодействия ферромагнитной пленки со сверхпроводящей поверхностью можно трактовать методом изображений как магнитостатическое взаимодействие двух ферромагнетиков, как было показано в предыдущем разделе. Метод изображений проиллюстрирован на рис. 2.5, предполагает индуктивное взаимодействие микромагнитных макроспинов в ферромагнитном слое $\vec{M}(x, y, z) = (M_x, M_y, M_z)$, расположенном на расстоянии z над сверхпроводящей поверхностью xy с их зеркальными отображениями $\vec{M}_{im}(x, y, -z) = (M_x, M_y, -M_z)$. Численно реализация метода изображений в микромагнитном моделировании выполняется путем добавления всех изображений макроспинов \vec{M}_{im} для вычисления диполь-дипольной составляющей эффективного поля на каждом временном шаге интегрирования уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта.

Для моделирования спиновых волн рассматриваются прямоугольные пленки пермаллоя размером $L \times W \times d$, расположенные в плоскости xy . Пленки

разбиты на одномерную сетку из ячеек размером $1 \times 5000 \times 1$ вдоль оси y . Магнитное поле прикладывается вдоль оси x для возбуждения МПСВ и вдоль оси y для возбуждения ООСВ, а импульс поля прикладывается вдоль оси z . Для моделирования использовались следующие микромагнитные параметры, характерные для пленок пермаллоя [10, 152]: $\mu_0 M_s = 1.07$ Т, $\mu_0 H_a = 3$ мТ, константа обменной жесткости $A = 1.3 \times 10^{-11}$ Дж/м и $\gamma = 1.856 \times 10^{11}$ Гц/Т. При моделировании во всех случаях прикладывался импульс поля с амплитудой $H_m = 0.001 M_s$.

Необходимо отметить что в этом разделе рассматриваются только спиновые геометрии при намагниченности вдоль плоскости ферромагнитной пленки. Для того чтобы рассматривать прямые объемные спиновые волны, наблюдаемые при ориентации намагниченности перпендикулярно плоскости, для обычных ферромагнитных пленок требуется присутствие значительного перпендикулярного магнитного поля $H > M_{eff}$ для обеспечения насыщения. В сильном магнитном поле вихри Абрикосова проникают в сверхпроводник, что снижает возможности экранирования. Кроме того, возможно достижение второго критического поля. Поэтому экранирующие возможности сверхпроводящей пленки и применимость метода изображений с его микромагнитным представлением (рис. 2.5) в случае спиновых волн с перпендикулярной ориентацией намагниченности не очевидны.

2.3.2. Законы дисперсии спиновых волн в двухслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик

На рисунке 2.6 показаны законы дисперсии для пленок пермаллоя при малых полях $H \ll M_s$, при которых групповые скорости спиновых волн максимальны. На рисунке 2.6а показаны законы дисперсии МПСВ, полученные с помощью моделирования с использованием следующих параметров: $L \times W \times d = 250 \times 250 \times 0.1$ мкм³, $H/M_s = 3.3 \times 10^{-3}$, $\sigma = 100$ нм и $\omega_m/2\pi = 50$ ГГц. Черные сплошные линии показывают закон дисперсии ферромагнитной пленки в от-

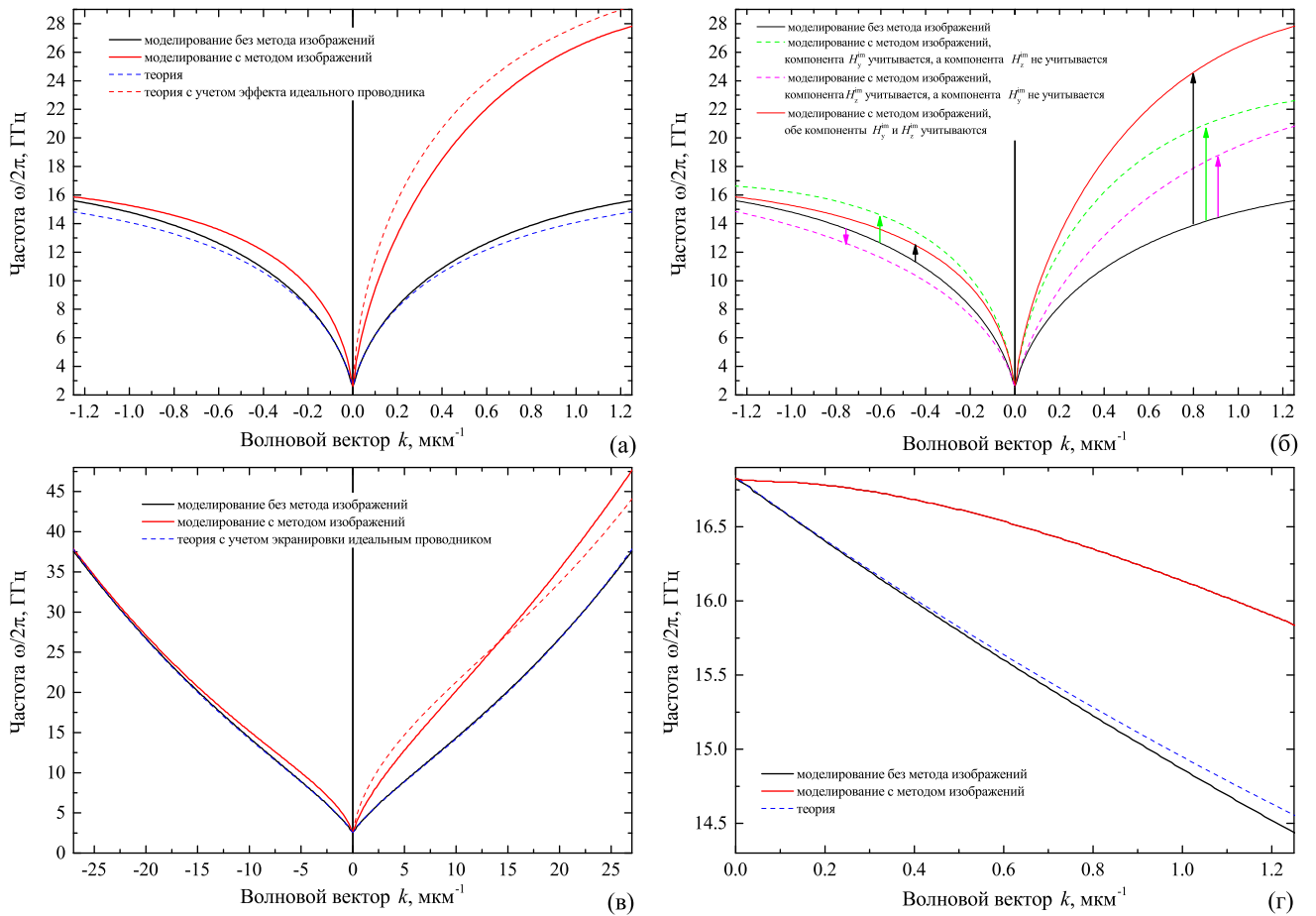


Рис. 2.6. Законы дисперсии спиновых волн в различной геометрии. Законы дисперсии в ферромагнитных пленках без сверхпроводящего экранирования, полученные с помощью микромагнитного моделирования, показаны сплошными черными линиями. Законы дисперсии в ферромагнитных пленках без сверхпроводящего экранирования, рассчитанные с использованием теоретических выражений (уравнения 2.2 и 2.3), показаны пунктирными синими кривыми. Законы дисперсии в ферромагнитных пленках со сверхпроводящим экранированием, полученные с помощью микромагнитного моделирования в сочетании с методом изображений, показаны сплошными красными кривыми. а) Законы дисперсии спиновых волн для пленки пермаллоя толщиной 100 нм в геометрии МПСВ при $H/M_s = 3.3 \times 10^{-3}$. б) Законы дисперсии спиновых волн для того же случая, что на (а), но при последовательном “включении/выключении” компонент переменного магнитостатического поля рассеяния, индуцированного изображением. в) Законы дисперсии спиновых волн для пленки пермаллоя толщиной 3 нм в геометрии МПСВ при $H/M_s = 3.3 \times 10^{-3}$. г) Законы дисперсии спиновых волн для пленки пермаллоя толщиной 100 нм в геометрии ООСВ при $H/M_s = 2.2 \times 10^{-1}$. Теоретические законы дисперсии в ферромагнитных пленках с учетом экранирования идеальным проводником для случаев (а) и (в) показаны пунктирными красными линиями.

сутствии взаимодействия со сверхпроводником, полученную с помощью микромагнитного моделирования. Синие пунктирные линии на рис. 2.6а показывают закон дисперсии в отсутствие взаимодействия со сверхпроводником, рассчитанный с использованием теоретического выражения 2.2. Линии закона дисперсии полученные с помощью микромагнитного моделирования хорошо согласуются с теоретическими, что указывает на применимость метода моделирования.

Красные сплошные линии на рис. 2.6а показывают законы дисперсии МПСВ в ферромагнитной пленке, размещенной на поверхности сверхпроводника, полученные с помощью микромагнитного моделирования в сочетании с методом изображений (рис. 2.5). Из рисунка видно, что магнитоэлектрическое взаимодействие МПСВ с идеальной диамагнитной поверхностью сверхпроводника увеличивает фазовую скорость ω/k . Также наблюдается невязанность: относительное увеличение частоты сильнее для положительных волновых векторов k . В частности, при $k/2\pi = +1$ мкм⁻¹ частота увеличивается с $\omega/2\pi = 14.8$ ГГц до $\omega/2\pi = 26.4$ ГГц, т.е. почти в 2 раза, тогда как для $k/2\pi = -1$ мкм⁻¹ частота увеличивается с $\omega/2\pi = 14.8$ ГГц только до $\omega/2\pi = 15.3$ ГГц, т.е. всего на 3%.

Зависимость закона дисперсии от направления распространения спиновой волны $\pm k$, т.е. невязанность, является известным свойством МПСВ. В геометрии МПСВ энергия спиновой волны локализуется на одной из поверхностей пленки в зависимости от направления распространения волны по отношению к внешнему полю [7, 8]. Изменение направления распространения или изменение направления внешнего магнитного поля вызывают перемещение МПСВ на противоположную поверхность пленки. В связи с этим любая несимметрия пленки или ее окружения вдоль поперечного сечения приводит возникновению невязанности закона дисперсии (см., например, работы [215, 299, 303, 304]). Например, при распространении МПСВ в ферромагнитной пленке, помещенной на поверхность идеального проводника, полоса частот для положительного k увеличивается вдвое по сравнению с полосой частот для отрицательного k [8, 299, 303, 304], как показано красной штриховой линией на рис. 2.6а. В слу-

чае взаимодействия МПСВ с идеальным проводником в уравнении для закона дисперсии 2.2 для положительных k последнее слагаемое учетверяется.

Таким образом, наблюдаемая на рис. 2.6а невзаимность возникает из-за неоднородного распределения магнитостатических полей, создаваемых изображением (т.е., сверхпроводящими токами Мейсснера). Это проиллюстрировано на рис. 2.6б, где показаны законы дисперсии, рассчитанные с теми же параметрами, что и на рис. 2.6а, но при гипотетическом включении и выключении отдельных компонент y и z магнитостатических полей рассеяния, создаваемых изображением H_y^{im} и H_z^{im} . В ферромагнитной пленке компонента изображения H_y^{im} работает в фазе с дипольной магнитостатической составляющей собственного поля пленки H_y^d как для направления $+k$, так и для $-k$, действие H_y^{im} увеличивает фазовую скорость (показано зелеными пунктирными линиями и стрелками на рис. 2.6б). Тем не менее, H_y^{im} больше для $+k$ и приводит к большему усилению частоты при $+k$ по сравнению с эффектом при $-k$. Напротив, компонента поля изображения H_z^{im} действует в фазе с H_z^d для $+k$ и в противофазе для $-k$ (показано фиолетовыми пунктирными линиями и стрелками на рис. 2.6б). Кроме того, абсолютное значение H_z^{im} больше при $+k$, что приводит к большей разнице частот при $+k$ по сравнению с эффектом при $-k$. Совокупное действие полей изображения H_y^{im} и H_z^{im} приводит к существенно большему усилению частоты при $+k$ (показано красными сплошными линиями и черными стрелками на рис. 2.6б). При больших приложенных магнитных полях компоненты H_y^{im} и H_z^{im} компенсируются, и эффект при $-k$ незначителен.

Для исследования взаимодействия обменных спиновых волн со сверхпроводящими токами рассмотрены спиновые волны в гораздо более тонкой пленке ферромагнетика с толщиной $d = 3$ нм. При такой толщине относительный вклад дипольного взаимодействия в закон дисперсии снижается по сравнению с вкладом обменного поля. На рис. 2.6в показаны законы дисперсии МПСВ, полученные моделированием с использованием следующих параметров: $L \times W \times d = 15 \times 15 \times 0.003$ мкм³, $H/M_s = 3.3 \times 10^{-3}$, $\sigma = 9$ нм и $\omega_m/2\pi = 75$

ГГц. Черные сплошные линии показывают закон дисперсии ферромагнитной пленки в отсутствие взаимодействия со сверхпроводником. Синие пунктирные линии на рис. 2.6в показывают закон дисперсии в отсутствие взаимодействия со сверхпроводником, рассчитанный с использованием теоретического выражения 2.2. Модельные линии дисперсии полностью соответствуют теоретическим значениям. Красные сплошные линии на рис. 2.6в показывают законы дисперсии МПСВ в ферромагнитной пленке, размещенной на поверхности сверхпроводника, полученные с помощью микромагнитного моделирования в сочетании с методом изображений (рис. 2.5). Показано, что магнитостатическое взаимодействие спиновой волны с идеальной диамагнитной поверхностью сверхпроводника увеличивает фазовую скорость даже для коротких спиновых волн в обменном режиме. Невзаимное поведение также наблюдается. В частности, при $k/2\pi = +20$ мкм⁻¹ частота увеличивается с $\omega/2\pi = 26.6$ ГГц до $\omega/2\pi = 35.4$ ГГц, тогда как для $k/2\pi = -20$ мкм⁻¹ частота растет с $\omega/2\pi = 26.6$ ГГц только до $\omega/2\pi = 27.1$ ГГц. Линия $\omega(k)$ для направления $+k$, полученная с помощью микромагнитного моделирования и метода изображений, хорошо согласуется с теоретической линией $\omega(k)$ для спиновой волны, взаимодействующей с поверхностью идеального проводника (красная пунктирная кривая на рис. 2.6в).

На рисунке 2.6г показаны законы дисперсии ООСВ для пленки пермаллоя толщиной 100 нм, полученные моделированием с использованием следующих параметров: $L \times W \times d = 250 \times 250 \times 0.1$ мкм³, $H/M_s = 2.2 \times 10^{-1}$, $\sigma = 100$ нм и $\omega_m/2\pi = 50$ ГГц. Черные сплошные линии показывают закон дисперсии в ферромагнитной пленке в отсутствие взаимодействия со сверхпроводником, полученный с помощью микромагнитного моделирования. Модельная линия $\omega(k)$ согласуется с теоретической (выражение 2.3), показанной синей пунктирной линией на рис. 2.6в. Красная сплошная линия на рис. 2.6г показывает закон дисперсии ООСВ в ферромагнитной пленке, размещенной на поверхности сверхпроводника, полученные с помощью микромагнитного моделирования в сочетании с методом изображений (рис. 2.5). Показано, что магнитостатическое вза-

имодействие ООСВ с идеальной диамагнитной поверхностью сверхпроводника также увеличивает фазовую скорость. Кроме того, связь со сверхпроводником изменяет кривизну линии закона дисперсии.

2.3.3. Выводы

Резюмируя, численно рассмотрено влияние взаимодействия спиновых волн со сверхпроводящей поверхностью на законы дисперсии спиновых волн. Взаимодействие рассматривается с помощью метода изображений как магнитостатическое взаимодействие микромагнитных макроспинов в ферромагнитной пленке с их зеркальным изображением, создаваемым экранирующими токами сверхпроводника. Показано что в целом присутствие сверхпроводящей поверхности существенно увеличивает фазовую скорость спиновых волн в любой геометрии при направлении намагниченности в плоскости пленки: геометриях МПСВ, ООСВ и в режиме обменных волн. Кроме того, в геометрии МПСВ наблюдается сильная невязанность закона дисперсии. Невязанность объясняется неодинаковым действием составляющих изображения магнитостатических полей при противоположных направлениях распространения волн. Можно заключить что реализация взаимодействия спиновых волн со сверхпроводником представляет собой удобный практический инструмент для преобразования их закона дисперсии в широком диапазоне частот.

2.4. Влияние эффекта близости на ферромагнитный резонанс в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник

В предыдущих двух разделах изучалось влияние индуктивного взаимодействия в двухслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик на характеристики спин-волнового спектра. Подразумевалось что взаимодействие исключи-

тельно индуктивное, для чего при изготовлении экспериментального образца, описанного в разделе 2.1, между сверхпроводящим и ферромагнитным слоями для предотвращения сверхпроводящего эффекта близости помещен тонкий слой диэлектрика. Из общих соображений можно было бы ожидать что эффект сверхпроводящей близости является деструктивным для магنونных систем из-за возможного подавления фундаментальных характеристик сверхпроводящей подсистемы и, как следствие, деградации магنونного спектра.

Однако, недавно было обнаружено качественно новое проявление гибридизации сверхпроводимости и ферромагнетизма, которое основано на сверхпроводящем эффекте близости. В работе [305] было показано что в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (S-F-S) происходит радикальное увеличение частоты ферромагнитного резонанса при наличии сверхпроводящей близости между сверхпроводящим и ферромагнитным слоями. На настоящий момент механизм явления остается неясным. Было предложено качественное объяснение эффекта, которое подразумевает комбинацию механизмов спин-триплетного сверхпроводящего спаривания и передачи спинового углового момента [305], а также предположение о влиянии вихревого и мейсснеровского состояния сверхпроводящих слоев на динамику магнитного момента [306].

В этой главе проведено подробное экспериментальное исследование влияния сверхпроводящей близости в трехслойных гибридных системах на динамику магнитного момента в ферромагнитном слое. Эксперименты проводятся методом широкополосного измерения ферромагнитного резонанса с использованием анализатора цепей в широких диапазонах магнитных полей, микроволновых частот и температур (см. раздел. 1.2). Показано, что при наличии обоих сверхпроводящих слоев и сверхпроводящей близости на обеих границах раздела сверхпроводник-ферромагнетик возникает радикальный сдвиг ферромагнитного резонанса в область более высоких частот. Явление является воспроизводимым и дальнедействующим: оно подтверждено для серии образцов с толщиной ферромагнитного слоя в диапазоне от десятков до сотен нанометров. Сдвиг

резонансной частоты характеризуется магнитной анизотропией, индуцированной эффектом близости: положительной одноосной анизотропией в плоскости и падением эффективной намагниченности. Показано что сдвиг частоты и соответствующая одноосная анизотропия растут с увеличением толщины ферромагнитного слоя. Например, для образца S-F-S с ферромагнитным слоем толщиной 350 нм поле анизотропии достигает 0.27 Т в эксперименте и около 0.4 Т в оценках, что делает S-F-S ферромагнитной пленочной структурой с наиболее высокой анизотропией и наиболее высокой частотой естественного ферромагнитного резонанса из когда-либо исследованных. Будет представлено обсуждение различных возможных механизмов возникновения магнитной анизотропии, индуцированной сверхпроводимостью. В результате происхождение явления по-прежнему остается неясным.

2.4.1. Описание эксперимента

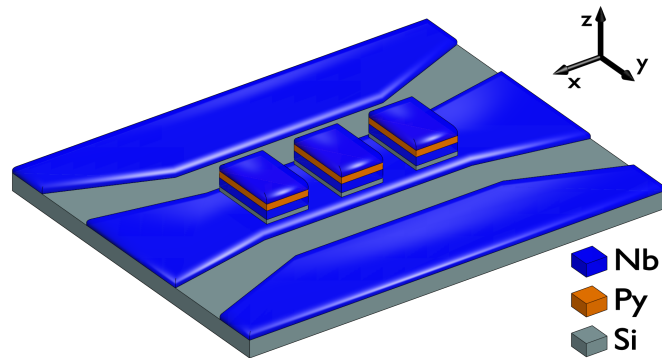


Рис. 2.7. Схематическое изображение исследуемых образцов. Серия прямоугольных тонкопленочных S-F-S структур, состоящих из слоев ниобия (Nb) и пермаллоя (Py) размещена на передающей линии копланарного волновода, изготовленного на кремниевой (Si) подложке. Магнитное поле H приложено в плоскости вдоль оси x .

Динамика магнитного момента в трехслойных гибридных системах изучается путем измерения спектра ферромагнитного резонанса (ФМР) с использованием анализатора цепей [16, 17, 127], по аналогии с разделом 1.2. Схематическое изображение исследуемого образца приведено на рис. 2.7. Чип состоит из сверх-

проводящего копланарного волновода с импедансом 50 Ом и геометрическими размерами зазор-линия-зазор 82-150-82 мкм, структурированного из пленки ниобия (Nb) толщиной 150 нм. Волновод изготовлен на подложке Si/SiO_x с использованием методов магнетронного напыления Nb, оптической литографии и плазмохимического травления в атмосфере CF₄+O₂. Серия тонкопленочных трехслойных структур ниобий-пермаллой-ниобий (Nb-Py(Fe₂₀Ni₈₀)-Nb) с размерами $X \times Y = 50 \times 140$ мкм и расстоянием между структурами 25 мкм размещена непосредственно на передающей линии копланарного волновода с использованием оптической литографии, магнетронного напыления и взрывной литографии с использованием резиста с сополимером. Важно отметить, что осаждение трех слоев Nb, Py и Nb выполняется в одном вакуумном цикле, что обеспечивает электронно-прозрачные металлические границы раздела Nb-Py. Между копланарным слоем Nb и трехслойными структурами Nb-Py-Nb нанесен слой Si толщиной 20 нм, обеспечивающий электрическую изоляцию исследуемых образцов от волновода. Было изготовлено и измерено пять различных образцов с разной толщиной сверхпроводящих (S) и ферромагнитного (F) слоев (см. Табл. 2.1). Один из образцов был изготовлен с дополнительным изолирующим (I) слоем на одном из интерфейсов S-F.

| Наименование образца | S(Nb) | F(Py) | I(AlO _x) | S(Nb) |
|----------------------|-------|-------|----------------------|-------|
| S1 | 110 | 19 | 0 | 110 |
| S2 | 110 | 19 | 0 | 7 |
| S3 | 85 | 22 | 10 | 115 |
| S4 | 140 | 45 | 0 | 140 |
| S5 | 110 | 350 | 0 | 110 |

Таблица 2.1. Толщины слоев в исследованных образцах (данные в нм)

Для измерений экспериментальные чипы устанавливаются в медный держатель образца и бондируются ультразвуковой сваркой к печатной плате, обо-

рудованной разъемы SMP. Термометр и нагреватель крепились непосредственно к держателю для точного контроля температуры. Держатель помещался в сверхпроводящий соленоид внутри криостата замкнутого цикла (Oxford Instruments Triton, базовая температура 1.2 K). Магнитное поле прикладывалось в плоскости вдоль волновода. Отклик экспериментальных образцов был изучен путем анализа коэффициента передачи сигнала $S_{21}(\omega, H)$ с помощью анализатора цепей. Для исключения из рассмотрения паразитных фоновых резонансов все измеренные спектры $S_{21}(\omega, H)$ сначала были нормированы с помощью $S_{21}(\omega)$ при $\mu_0 H = 0.3$ Т, а затем численно продифференцированы по H . Отклик экспериментальных образцов был исследован в диапазоне полей от -0.22 Т до 0.22 Т, в диапазоне частот от 0 до 20 ГГц и в диапазоне температур от 1.7 до 11 К.

2.4.2. Результаты экспериментов: ферромагнитный резонанс в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник

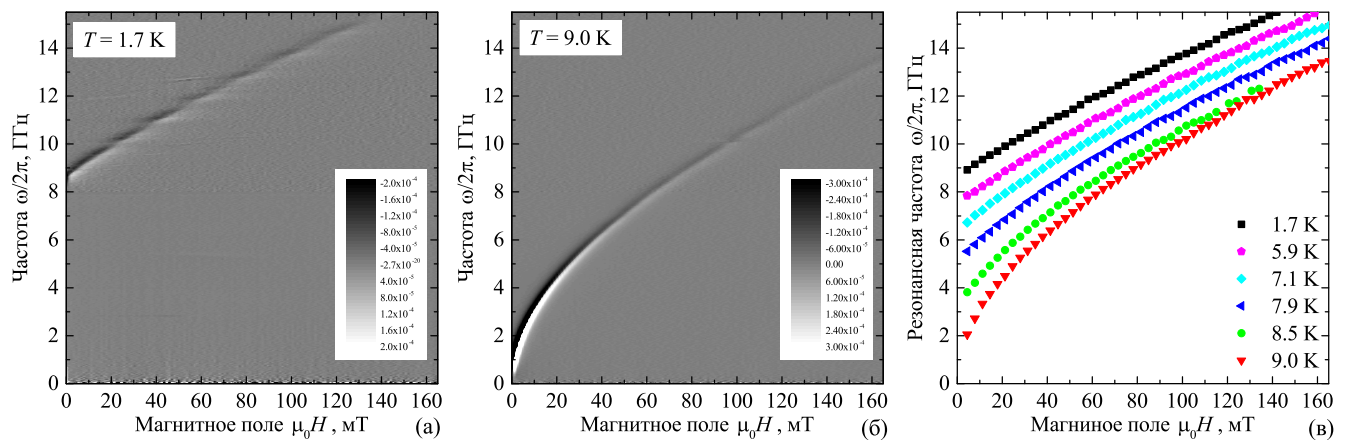


Рис. 2.8. а,б) ФМР спектры $dS_{21}(\omega, H)/dH$ образца S1 при $T = 2$ К $> T_c$ (а) и $T = 9$ К $\lesssim T_c$ (б). в) Зависимости частоты ФМР от магнитного поля $\omega_r(H)$ для образца S1 при различных температурах.

На рисунке 2.8 представлено изучаемое явление для образца S1, который представляет собой трехслойную структуру Nb-Pu-Nb с толщинами слоев Nb 110 нм и толщиной слоя Pu 19 нм. Толщина слоя Pu выбрана для непосред-

ственного сравнения полученных результатов с предыдущими исследованиями [305, 306]. На рисунках 2.8а,б показаны спектры ФМР $dS_{21}(\omega, H)/dH$ при $T = 1.7$ К (а), что намного ниже сверхпроводящей критической температуры ниобия ($T_c \approx 9$ К) и при $T = 9$ К (б), что соответствует T_c . Оба спектра содержат единственную спектральную линию, зависящую от магнитного поля, - линию ФМР. Зависимости $dS_{21}(\omega, H)/dH$ от ω при каждом значении поля и температуры были аппроксимированы функцией Лоренца, и таким образом были получены резонансные линии $\omega_r(H)$. На рисунке 2.8в собраны резонансные линии $\omega_r(H)$, измеренные при различных температурах. Рисунок 2.8в демонстрирует изучаемое явление: он показывает, что при понижении температуры ниже T_c резонансная линия $\omega_r(H)$ постепенно смещается в сторону более высоких частот. Например, при понижении температуры частота естественного ФМР $\omega_r(H = 0)$ увеличивается от примерно 0.5 ГГц при $T \geq 9$ К до примерно 8.5 ГГц при $T = 1.7$ К.

ФМР линии $\omega_r(H)$ на рис. 2.8в подчиняются известной зависимости Киттеля для тонких ферромагнитных пленок, заданной уравнением 2.1. При моделировании линий ФМР на рис. 2.8в с помощью уравнения 2.8 получены значения поля анизотропии H_a и эффективной намагниченности M_{eff} , зависящие от температуры (показаны черными квадратными символами на рис. 2.9). Изменения анизотропий H_a и $M_a = M_{eff} - M_s$ при $T < T_c$ однозначно связаны с воздействием сверхпроводимости на динамику магнитного момента.

Рисунок 2.9 показывает, что при $T > T_c$ поле анизотропии образца S1 пренебрежимо мало $\mu_0 H_a \sim -2 \times 10^{-4}$ Т, а эффективная намагниченность $\mu_0 M_{eff} \approx 1.1$ Т. Эти параметры типичны для тонких пленок пермаллоя. Также при $T > T_c$ не наблюдается зависимости H_a и M_{eff} от температуры. При $T < T_c$ при охлаждении поле анизотропии H_a постепенно увеличивается и достигает $\mu_0 H_a \approx 78$ мТ при $T = 2$ К. Это значение хорошо согласуется с предыдущими исследованиями образцов с такой же толщиной слоя пермаллоя [305, 306].

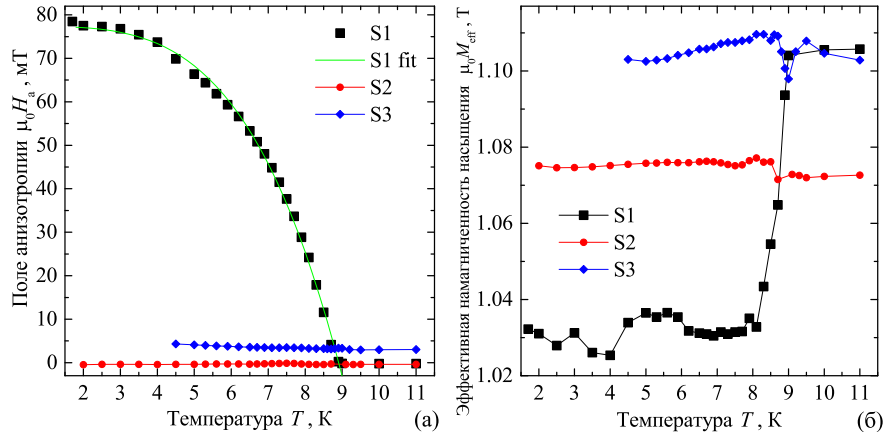


Рис. 2.9. Зависимость поля анизотропии H_a (а) и эффективной намагниченности насыщения M_{eff} (б) от температуры. Черными квадратными символами показаны данные для образца S-F-S S1, красными круглыми символами показаны данные для образца S-F-s' S2, синими ромбовидными символами показаны данные для образца S-F-I-S S3. Зеленая линия на (а) показывает моделирование $H_a(T)$ с помощью уравнения 2.4. В результате моделирования получены следующие параметры: $\mu_0 H_{a0} = 77$ мТ, $T_c = 9.0$ К, $p = 3.7$.

Зависимость $H_a(T)$ можно описать следующим выражением

$$H_a = H_{a0} (1 - (T/T_c)^p), \quad (2.4)$$

где H_{a0} - поле анизотропии при нулевой температуре, T_c - критическая температура, p - свободный параметр. Моделирование $H_a(T)$ с помощью уравнения 2.4 показано на рис. 2.9а зеленой линией. В результате моделирования получено значение $\mu_0 H_{a0} = 77$ мТ.

Важно отметить, что эффективная намагниченность также демонстрирует температурную зависимость: при охлаждении $\mu_0 M_{eff}$ падает примерно на 70 мТ. Такой эффект наблюдается впервые. В работах [305, 306] он не был отмечен из-за инструментальных ограничений. Значения падения намагниченности $-\Delta M_{eff}$ и поле одноосной анизотропии H_a при $T = 2$ К примерно соответствуют друг другу. Таким образом, можно утверждать что сверхпроводимость в структуре S-F-S влияет на динамику магнитного момента путем индуцирования положительной анизотропии и падения эффективной намагниченности.

В качестве следующего шага, следуя по аналогии с работой [305], проведе-

но подтверждение того что для реализации воздействия сверхпроводимости на динамику магнитного момента необходимы оба сверхпроводящих слоя, а также электрическая проводимость (т.е. сверхпроводящая близость) на обоих интерфейсах S-F. Исследован образец S2 (см. Табл. 2.1), который состоит из трехслойных структур S(Nb)-F(Pu)-s'(Nb') со слоями Nb толщиной 110 нм, Pu толщиной 19 нм (аналогично образцу S1), а также слоя Nb' толщиной всего 7 нм. Ожидается, что верхний слой s'(Nb') образца S2 не является сверхпроводящим из-за его малой толщины, меньше длины сверхпроводящей когерентности и лондонской глубины проникновения, а также из-за действия обратного эффекта близости. Тем не менее ожидается, что верхний слой будет воспроизводить микроструктуру верхней границы раздела Nb-Pu. По сути, образец S2 представляет собой S1 с удаленным верхним сверхпроводящим слоем. Спектры ФМР образца S2 не показали заметной температурной зависимости, что согласуется с предыдущими исследованиями [305], и практически совпадают со спектром образца S1 при $T \gtrsim T_c$ (рис. 2.8б). В результате моделирования спектральных линий образца S2 получены зависимости $H_a(T)$ и $M_{eff}(T)$, которые показаны на рис. 2.9 красными круглыми символами. Показано что поле анизотропии $H_a(T)$ образца S2 на рис. 2.9а незначительно, оно варьируется в диапазоне от -5×10^{-4} Т до -3×10^{-4} Т и не показывает зависимости от температуры. Эффективная намагниченность $M_{eff}(T)$ при $T > T_c$ соответствует значению $\mu_0 M_{eff} \approx 1.072$ Т и показывает небольшое увеличение на $\mu_0 \Delta M_{eff} \approx 3$ мТ при понижении температуры и пересечении T_c . Изменение M_{eff} с температурой для образца S2 противоположно изменению для образца S1.

Далее, исследован образец S3 (см. Табл. 2.1), который состоит из четырехслойных структур S(Nb)-F(Pu)-I(AlO_x)-S(Nb) с толщинами слоев Nb и Pu, аналогичными образцу S1, и с дополнительным изоляционным слоем I на одном из S-F интерфейсов. Образец S3 воспроизводит образец S1 но с подавленной проводимостью на одном из интерфейсов S-F. Спектры ФМР образца S3 не показывают заметной температурной зависимости, как и для образца S2, что

согласуется с предыдущими исследованиями [305]. Голубые ромбовидные символы на рис. 2.9 показывают зависимости $H_a(T)$ и $M_{eff}(T)$ для образца S3. Поле анизотропии $H_a(T)$ на рис. 2.9а незначительно, хотя и немного выше, чем поля для образцов S1 и S2. Он колеблется в пределах от 3 до 5 мТ и незначительно зависит от температуры. Эффективная намагниченность $M_{eff}(T)$ варьируется в диапазоне от 1.1 до 1.2 Тл и показывает небольшое падение на $\mu_0\Delta M_{eff} \approx 10$ мТ вблизи T_c . Таким образом, с образцами S2 и S3 подтверждается, что для реализации воздействия сверхпроводимости на динамику магнитного момента необходимы оба сверхпроводящих слоя, а также электрическая проводимость (т.е. сверхпроводящая близость) на обоих интерфейсах S-F.

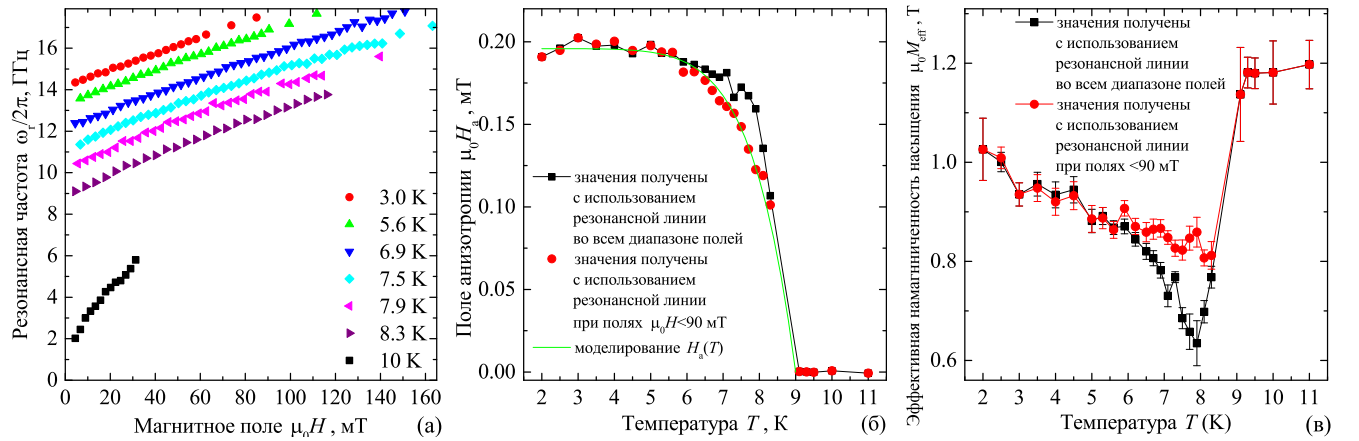


Рис. 2.10. а) Резонансные линии $\omega_r(H)$ образца S4 при разных температурах. б, в) Зависимость поля анизотропии H_a (б) и эффективной намагниченности M_{eff} (в) от температуры. Данные на (б) и (в), показанные черными квадратными символами, были получены при моделировании резонансных линий $\omega_r(H)$ с помощью уравнения 2.1 во всем диапазоне полей от 0 до 200 мТл. Данные на (б) и (в), показанные красными круглыми символами, были получены при моделировании резонансных линий $\omega_r(H)$ с помощью уравнения 2.1 в ограниченном диапазоне полей от 0 до 90 мТл. Погрешности на (в) показывают 95% доверительный интервал параметра M_{eff} , полученного путем моделирования с помощью уравнения 2.1. Зеленая кривая на (б) показывает моделирование $H_a(T)$, которое получено с использованием ограниченного диапазона поля, уравнением 2.4. В результате моделирования получены следующие параметры: $\mu_0 H_{a0} = 196$ мТ, $T_c = 9.0$ К, $p = 7.7$.

Важным шагом этих экспериментальных исследований является выявление

ние зависимости эффекта от толщины ферромагнитного слоя. Рисунок 2.10 демонстрирует эту зависимость. На рис. 2.10 показаны данные для образца S4, состоящего из микроструктур S(Nb)-F(Py)-S(Nb) с толщиной слоев ниобия 140 нм и толщиной слоя пермаллоя 45 нм (см. табл. 2.1). На рисунке 2.10а показаны резонансные кривые $\omega_r(H)$, измеренные при различных температурах. При понижении температуры ниже T_c резонансная линия образца S4 смещается в сторону более высоких частот, следуя той же тенденции, что и для образца S1. Однако, при сравнении рис. 2.10а и рис. 2.8а можно заключить что влияние сверхпроводящей близости в S-F-S системах на динамику магнитного момента существенно сильнее для образца S4 с более толстым слоем F: при понижении температуры частота естественного ФМР увеличивается от примерно 1 ГГц при $T = 10$ К до примерно 14.5 ГГц при $T = 3$ К. Другими словами, при увеличении толщины ферромагнитного слоя в 2.3 раза происходит увеличение частоты естественного ФМР примерно в 1.6 раз при $T \ll T_c$.

При моделировании линий ФМР на рис. 2.10а с помощью уравнения 2.1 получены значения поля анизотропии и эффективной намагниченности H_a и M_{eff} в зависимости от температуры, которые приведены на рис. 2.10б,в черными квадратными символами. Рисунок 2.10б показывает, что при $T > T_c$ поле анизотропии пренебрежимо мало, как в случае образцов S1, S2 и S3. При $T < T_c$ при охлаждении поле анизотропии H_a постепенно увеличивается и достигает $\mu_0 H_a \approx 200$ мТ при $T = 2$ К.

Температурная зависимость эффективной намагниченности насыщения $M_{eff}(T)$ для образца S4, представленная на рис. 2.10в, качественно отличается от таковой для образца S1. При охлаждении $\mu_0 M_{eff}$ сначала падает с 1.2 Т при $T > T_c$ примерно до 0.6 Т при $T \lesssim T_c$, а затем постепенно увеличивается примерно до 1.03 Т при $T = 2$ К. Такая температурная зависимость может быть частично объяснена зависимостью параметров, индуцированных близостью, от частоты и магнитного поля. В общем случае сверхпроводимость подавляется при увеличении магнитного поля, частоты микроволнового излучения или тем-

пературы. Можно ожидать, что такое подавление уменьшит влияние эффекта сверхпроводящей близости на ФМР, что отразится на меньших изменениях H_a и M_{eff} по сравнению с идеальной сверхпроводимостью. При фиксированной температуре $T < T_c$ подавление сверхпроводимости можно ожидать при ФМР в верхнем частотном диапазоне резонансного спектра. Это явление можно проиллюстрировать путем моделирования линий ФМР на рис. 2.10а уравнением 2.1 в ограниченном диапазоне полей. Красными круглыми символами на рис. 2.10б,в показаны температурные зависимости H_a и M_{eff} , полученные путем моделирования только части линий ФМР при $\mu_0 H < 90$ мТ. На рис. 2.10в показано, что падение M_{eff} при $T \lesssim T_c$ значительно уменьшается: при охлаждении значение $\mu_0 M_{eff}$ сначала падает с 1.2 Т при $T > T_c$ примерно до 0.8 Т при $T \lesssim T_c$, а затем постепенно увеличивается примерно до 1.03 Т при $T = 2$ К. Зеленая линия на рис. 2.10б показывает моделирование $H_a(T)$ с помощью уравнения 2.4. В результате моделирования получено значение $\mu_0 H_{a0} = 196$ мТ. В целом, как и для образца S1, падение $-\Delta M_{eff}$ и поле H_a при 2 К примерно сопоставимы: поле анизотропии $\mu_0 H_{a0} = 196$ мТ, а падение эффективной намагниченности $\mu_0 \Delta M_{eff} \approx -170$ мТ.

Важно отметить, что параметры ФМР образца S1 ($H_a(T)$ и $M_{eff}(T)$ на рис. 2.9) не меняются сильно при моделировании с использованием того же ограниченного диапазона магнитных полей $\mu_0 H < 90$ мТ. Это обстоятельство можно объяснить частотной зависимостью полей анизотропии, индуцированной близостью. Действительно, резонансные частоты для образца S1 примерно 2 раза ниже по сравнению с частотами образца S4. Следовательно, сверхпроводящие эффекты в образце S1 меньше подвержены влиянию микроволнового излучения, по сравнению с образцом S4.

На рис. 2.11 показаны данные для образца S5, состоящего из микроструктур S(Nb)-F(Py)-S(Nb) с толщинами слоев ниобия 110 нм и радикально большей толщиной слоя пермаллоя 350 нм (см. табл. 2.1). На рис. 2.11а показаны резонансные линии $\omega_r(H)$, измеренные при различных температурах. Как и для об-

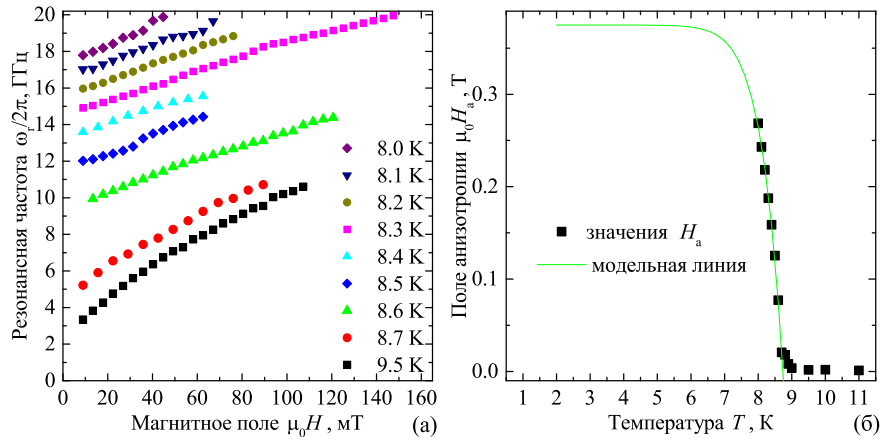


Рис. 2.11. а) Резонансные линии $\omega_r(H)$ образца S5 при разных температурах. б) Зависимость поля анизотропии H_a от температуры. Зеленая кривая на (б) показывает моделирование $H_a(T)$, которое получено с использованием ограниченного диапазона поля, уравнением 2.4. В результате моделирования получены следующие параметры: $\mu_0 H_{a0} = 375$ мТ, $T_c = 8.74$ К, $p = 13.9$.

разцов S1 и S4, при понижении температуры ниже T_c резонансная линия постепенно смещается в сторону более высоких частот. Однако, увеличение частоты ФМР образца S5 при понижении температуры при $T < T_c$ настолько интенсивно, что линия ФМР приближается к инструментальному пределу частоты в 20 ГГц уже при $T \sim 8$ К (см. температурный диапазон в легенде на рис. 2.11а). Сравнение рис. 2.11а, рис. 2.10а и рис. 2.8а подтверждает, что влияние сверхпроводящей близости на ферромагнитный резонанс в структурах S-F-S усиливается с увеличением толщины F-слоя. При понижении температуры частота собственного ФМР образца S5 увеличивается от примерно от 1 ГГц при $T > T_c$ до примерно 17 ГГц уже при $T = 8$ К. Близость к сверхпроводящей критической температуре, недостаточное отношение сигнал/шум, а также присутствие паразитных резонансов не позволили проанализировать резонансные линии под-разумевая оба параметра H_a и M_{eff} в уравнении 2.1 независимыми. Поэтому процедура анализа данных образца S5 была несколько изменена. В начале проведено моделирование кривых $\omega_r(H)$ при $T > T_c$ с помощью уравнения 2.1. В результате моделирования получены $\mu_0 M_{eff} \approx 1.076$ Т и $\mu_0 H_a \sim 1$ мТ. Затем

проведено моделирование линий $\omega_r(H)$ при $T < T_c$ с помощью уравнения 2.1 при фиксированной намагниченности насыщения $\mu_0 M_{eff} = 1.076$ Т. В результате получена зависимость $H_a(T)$, показанная на рис. 2.11б черными квадратными символами. Эффективное поле анизотропии достигает $\mu_0 H_a \approx 0.27$ Т при 8 К. Зеленая линия на рис. 2.11б показывает моделирование $H_a(T)$ с помощью уравнения 2.4. В результате моделирования получено значение $\mu_0 H_{a0} = 375$ мТ. Следует обратить внимание, что полученные значения H_a и H_{a0} являются заниженными.

Обобщая экспериментальные данные, можно утверждать, что сверхпроводимость в трехслойных тонкопленочных системах S-F-S приводит к сдвигу частот ФМР. Этот сдвиг можно количественно оценить положительной анизотропией H_a и падением эффективной намагниченности M_{eff} . Оба параметра H_a , и падение M_{eff} примерно равны и зависят от поля, частоты и температуры. Показано что явление требует наличия обоих сверхпроводящих слоев системы S-F-S и наличия сверхпроводящей близости на обоих интерфейсах S-F. Явление демонстрирует зависимость от толщины F-слоя: для более толстого F-слоя сдвиг частоты ФМР значительно сильнее.

Кроме того, следует отметить следующие экспериментальные результаты. Не наблюдалась зависимость спектра ФМР от входной мощности в диапазоне входной мощности от -15 дБ до 0 дБ. При более высоких значениях мощности происходил нагрев образца. Все измеренные спектры для всех образцов обратимы по отношению к направлению поля. Не удалось пронаблюдать зависимости ширины линии ФМР от параметров эксперимента, частично из-за недостаточного отношения сигнал / шум.

В заключение следует отметить, что технически образцы S4 и S5 демонстрируют самые высокие собственные частоты ФМР и соответствующие плоские анизотропии для плоских систем намагниченных ферромагнитных пленок, о которых когда-либо сообщалось (см., например, работу [286] для сравнения).

2.4.3. Возможные механизмы возникновения анизотропии в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник

Естественным первоначальным предположением о влиянии сверхпроводимости в S-F-S системах на динамику магнитного момента является экранирование внешнего поля сверхпроводящими слоями, так называемый эффект линзирования [307, 308]. В качестве анализа этого механизма можно было бы провести расчет размагничивающих факторов системы [144, 212] и оценить магнито-статическое поле H_a , которое индуцируется сверхпроводящими слоями ниобия. Однако даже такая оценка не требуется, поскольку в эксперименте не наблюдается следующий ряд особенностей, ожидаемых от эффекта линзирования. При сверхпроводящем экранировании индуцированное поле H_a является не постоянной, а зависящей от поля величиной. При сверхпроводящем экранировании можно ожидать что индуцированное поле H_a будет уменьшаться с увеличением толщины ферромагнитного слоя. При сверхпроводящем экранировании эффект должен сохраняться для структуры S-F-I-S (образец S3) и должен быть уменьшен, но по-прежнему присутствовать для структуры S-F (образец S2). Поле H_a , вызванное сверхпроводящим экранированием, не может превышать первое критическое поле, которое в Nb составляет около 100 мТ (см. значения H_a на рис. 2.10б и 2.11б). Ни одно из перечисленных особенностей не наблюдается. Кроме того, гипотетическое действие эффекта линзирования не проясняет происхождение падения эффективной намагниченности ΔM_{eff} при $T < T_c$ (см. рис. 2.9б и 2.10в).

Следующим логичным предположением о влиянии сверхпроводимости в S-F-S системах на динамику магнитного момента является действие вихревой фазы [306]. Как и в случае эффекта экранирования, в эксперименте не наблюдается следующий ряд особенностей, ожидаемых от гипотетического действия вихревой фазы. Эффект вихревой фазы должен сохраняться для структуры

S-F-I-S (образец S3), а также должен присутствовать для структуры S-F (образец S2). Ожидается, наличие вихревой фазы, индуцированной внешним магнитным полем, должно приводить к гистерезису в спектре поглощения из-за пиннинга [11]. Плотность вихревой фазы, индуцированной внешним полем, ожидается зависит от магнитного поля, что должно привести либо к зависимости анизотропии от поля, либо к нетрадиционной зависимости интенсивности ФМР сигнала от поля. Перечисленные особенности не наблюдались. Кроме того, низкая ожидаемая плотность и произвольный характер вихревой фазы в случае измерений с внешним полем вдоль плоскости пленок делает сомнительным ее возможный вклад в динамику магнитного момента.

Рассмотренные выше механизмы подразумевают магнитостатическое взаимодействие между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами. Можно также предположить механизмы, предполагающие электронные корреляции между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами. Например, в работах [309, 310] обсуждается эффект электромагнитной близости и спиновая поляризация в тонкопленочных структурах сверхпроводник-ферромагнетик. Эффект электромагнитной близости подразумевает наличие сверхпроводящего конденсата в ферромагнитном слое и индукцию экранирующих токов в S-F системе как отклик на магнитный момент, а не на магнитное поле. В то время как в целом эффект электромагнитной близости является диамагнитным и индуцирует магнитное поле, которое противодействует намагничиванию, при определенных толщинах ферромагнитного слоя может иметь место так называемый парамагнитный эффект электромагнитной близости, который индуцирует магнитное поле вдоль намагниченности [309]. Однако большая толщина ферромагнитных слоев в экспериментах (20, 45 и 350 нм) по сравнению с типичной длиной электронной корреляции синглетных пар в ферромагнетиках $\xi_F \sim 1$ нм (см. например [311]), и предсказанное осциллирующее поведение знака индуцированного поля с толщиной ферромагнитного слоя, исключая вклад эффекта электромагнитной близости в динамику намагниченности в рассматриваемых

системах S-F-S.

Также можно исключить вероятный вклад обратного эффекта близости или так называемого спинового экранирования [312, 313]. Эффект спинового экранирования подразумевает накопление спиновой поляризации в тонком слое сверхпроводящей подсистемы порядка длины когерентности вблизи S-F интерфейса с поляризацией, противоположной поляризации ферромагнитного слоя. Такая поляризация могла бы создавать поля рассеяния необходимого направления вдоль намагниченности в ферромагнитном слое или, гипотетически, влиять на динамику магнитного момента через какой-то обменный механизм. Однако, можно ожидать что эффект спинового экранирования будет также присутствовать для структур S-F-I-S (образец S3) и S-F (образец S2). Кроме того, возможное действие эффекта спинового экранирования находится в противоречии с наблюдаемой зависимостью эффекта от толщины ферромагнитного слоя.

Другое возможное объяснение влияния сверхпроводящей близости в S-F-S системах на динамику магнитного момента было дано авторами, обнаружившими эффект [305]. Был предложен механизм когда эффективное поле анизотропии создается за счет взаимодействия намагниченности со спин-поляризованными спин-триплетными сверхпроводящими электронами через механизм передачи углового момента [314–317]. Этот механизм как минимум требует наличия спин-триплетных сверхпроводящих пар. В частности, о влиянии спин-триплетного сверхпроводящего конденсата в проксимированных ферромагнитных слоях на магнитную анизотропию сообщалось в работах [318, 319]. В работе [305] предполагается, что спин-триплетная сверхпроводимость индуцируется динамически прецессирующей намагниченностью в соответствии с работой [320]. Однако такой механизм образования триплетных пар требует большой частоты прецессии намагничивания, которая должна быть сопоставима с частотой распаривания, а значит, - несовместима с частотным диапазоном экспериментов.

Таким образом, можно утверждать что на момент написания этой работы отсутствует даже качественное объяснение влияния сверхпроводящей близости

в S-F-S системах на динамику магнитного момента. Тем не менее, дальнедействующий характер явления и обязательная S-F-S симметрия явления являются признаками роли спин-триплетной сверхпроводимости [321].

2.4.4. Выводы

Таким образом, проведено экспериментальное изучение динамики магнитного момента в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник при наличии сверхпроводящей близости. Показано, что сверхпроводимость в таких системах сдвигает частоты ФМР в область более высоких частот. Наличие обоих S слоев и сверхпроводящей близость на обоих интерфейсах S-F являются необходимыми для явления условиями. Частотный сдвиг количественно характеризуется одноосной анизотропией H_a и падением эффективной намагниченности M_{eff} , индуцированной сверхпроводящей близостью. При этом, величина H_a и падение M_{eff} сопоставимы. Изучаемое явление проявляет зависимость от толщины ферромагнитного слоя: для более толстого F-слоя сдвиг частоты ФМР значительно сильнее. Для двух исследованных образцов с толщиной F-слоя 45 и 350 нм достигнуты наиболее высокие естественные частоты ФМР и соответствующие анизотропии среди всех ферромагнитных систем с плоскостной намагниченностью. Механизм влияния сверхпроводящей близости в S-F-S системах на динамику магнитного момента остается неясным.

Глава 3

Магنونные кристаллы на основе структур сверхпроводник-ферромагнетик

3.1. Введение

Магنونика является активно развивающейся областью исследований материалов, структур, устройств и схем для передачи и обработки микроволновых сигналов с помощью спиновых волн. Одним из основных элементов магنونики являются так называемые магنونные кристаллы [322–327]. Магنونные кристаллы - это магнитные метаматериалы с периодической модуляцией любого магнитного параметра, имеющего отношение к закону дисперсии спиновых волн: внешнего магнитного поля, намагниченности насыщения, свойств обменного взаимодействия, магнитной анизотропии, геометрии системы, механических напряжений и т.д. Магنونные кристаллы можно рассматривать как магнитный аналог фотонных кристаллов. Их основной характеристикой является наличие разрешенных и запрещенных зон для распространения спиновых волн. В настоящее время магنونные кристаллы рассматриваются для применения в качестве волноводов [26, 328], фильтров [329], элементов связи [330], а также в устройствах обработки данных [325]. Основными преимуществами магنونных кристаллов с точки зрения их применений являются возможность перестройки частот внешним магнитным полем, компактные микро- и субмикро размеры структур, а их работа в микроволновом диапазоне частот.

Существует множество подходов к созданию одномерных и двухмерных магنونных кристаллов с использованием тонкопленочных технологий. Это разнообразие включает в себя как простые способы, такие как изготовление периодических канавок или утонений ферромагнитных пленок [25, 331, 332], так и более сложные методы. Например, ранее были продемонстрированы возможности

создания периодических магнанных структур с помощью микрополос с электрическим током [333], би-компонентные магнанные кристаллы [302, 326, 334, 335], ферромагнитные решетки точек [336] и антиточек [322, 328, 337], решетки нанопроводов [338], системы с проектируемым антиферромагнитным взаимодействием [339], системы с взаимодействием Дзялошинского-Мория [340]. Такое многообразие подходов обусловлено основными целями при проектировании магнанных кристаллов: миниатюризацией магнанных устройств и перестраиваемости диапазонов рабочих частот.

В этой главе рассмотрены подходы к созданию магнанных кристаллов путем гибридизации сверхпроводимости и ферромагнетизма. Как было показано в предыдущей главе (и в работах [152, 341, 342]), при гибридизации сверхпроводимости и ферромагнетизма открываются широкие возможности для управления дисперсией спиновых волн за счет индуктивного или электронного взаимодействия между подсистемами. В качестве выдающегося примера манипулирования спин-волновым спектром в периодической структуре с помощью сверхпроводящей подсистемы, в работе [85] было установлено что взаимодействие ферромагнитной пленки с идеальной гексагонально упорядоченной сверхпроводящей вихревой фазой вызывает образование периодических возмущений магнитного порядка в ферромагнитной пленке и способствует образованию запрещенных зон для распространения спиновых волн. В такой магнанной архитектуре запрещенные зоны открываются при волновых числах Бриллюэна, которые соответствуют периоду решетки вихревой фазы, и, следовательно, могут перестраиваться при изменении компоненты внешнего магнитного поля, перпендикулярного пленке. В этой главе будут рассмотрены периодические гибридные структуры на основе магнитостатического взаимодействия между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами, а также на основе электронного взаимодействия за счет эффекта сверхпроводящей близости.

3.2. Ферромагнитный резонанс в периодической структуре сверхпроводник-ферромагнетик

В этом разделе изучается динамика магнитного момента в модельной периодической микроструктуре, состоящей из ферромагнитной тонкой пленки, взаимодействующей индуктивно со сверхпроводящей периодической микроструктурой. Спектроскопия динамики магнитного момента в такой гибридной системе свидетельствует об образовании в среде областей с различной дисперсией спиновых волн, что является основным требованием для создания магнитных кристаллов. Спектр позволяет установить и описать влияние сверхпроводящей микроструктуры на закон дисперсии: оно происходит из-за диамагнетизма сверхпроводящей микроструктуры. Кроме того, в спектре отражена зависимость сверхпроводящего состояния микроструктуры от внешнего поля: различаются мейсснеровское и смешанное состояния сверхпроводника второго рода.

3.2.1. Описание эксперимента

Исследуемая гибридная система схематически представлена на рис. 3.1а. Система состоит из периодической сверхпроводящей микроструктуры ниобия (Nb), помещенной поверх тонкой ферромагнитной пленки пермаллоя (Py). Сверхпроводящая периодическая микроструктура представлена массивом полос Nb размером $X \times Y \times Z = 3 \times 130 \times 0.7$ мкм³, размещенных с периодом $a = 4$ мкм вдоль оси x . Полосы имеют треугольное сечение в плоскости xz с основанием 3 мкм и высотой 0.7 мкм (см. рис. 3.1б и приложение к работе [307]). Треугольное поперечное сечение образуется вследствие эффекта тени при напылении Nb на подложку с подготовленной литографией под взрыв. Массив полос размещается поверх прямоугольной пленки из пермаллоя толщиной $d = 50$ нм размером 1100×130 мкм². Система Py-Nb размещена на передающей линии ниобиевого копланарного волновода шириной 150 мкм с импедансом 50 Ом, сформированной на подложке из диоксида кремния.

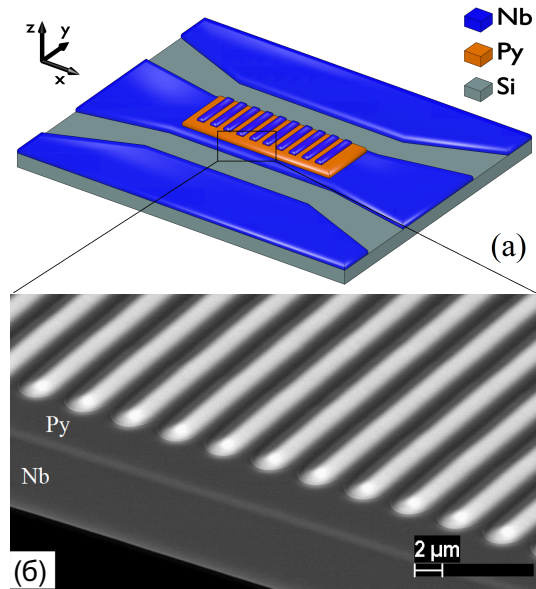


Рис. 3.1. а) Схематическое изображение исследуемой периодической гибридной структуры. Пленка пермаллоя (Py) толщиной 50 нм (показана оранжевым) размещена на передающей линии копланарного волновода из пленки ниобия (Nb) (показана синим). Полосы Nb толщиной 0.7 мкм и шириной 3 мкм размещаются поверх тонкой пленки Py с периодом 4 мкм. Магнитное поле H приложено вдоль оси x , а магнитная компонента микроволнового поля - вдоль оси y . б) Изображение изготовленной микроструктуры, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа в режиме BSE при наклоне образца под углом 60° .

рованном на подложке кремния. Между сверхпроводящим и ферромагнитным слоями напылен изолирующий слой AlO_x толщиной 5 нм для подавления эффекта сверхпроводящей близости. Сверхпроводящая критическая температура волновода составляет $T_c \approx 9$ К. Ожидается, что сверхпроводящая критическая температура полос Nb будет несколько снижена из-за контаминаций во время осаждения. Магнитное поле H приложено в направлении x , т.е. реализована так называемая геометрия обратных объемных спиновых волн [7, 25].

ФМР спектроскопия проведена с использованием векторного анализатора цепей (метод VNA-FMR [10, 16, 17, 127]). В этом разделе для исследования резонансного спектра использовалась та же экспериментальная установка и такая же схема образца, что и в разделах 1.2, 2.2 и 2.4, а также в работах [10, 152].

3.2.2. Ферромагнитный резонанс в периодической структуре сверхпроводник-ферромагнетик

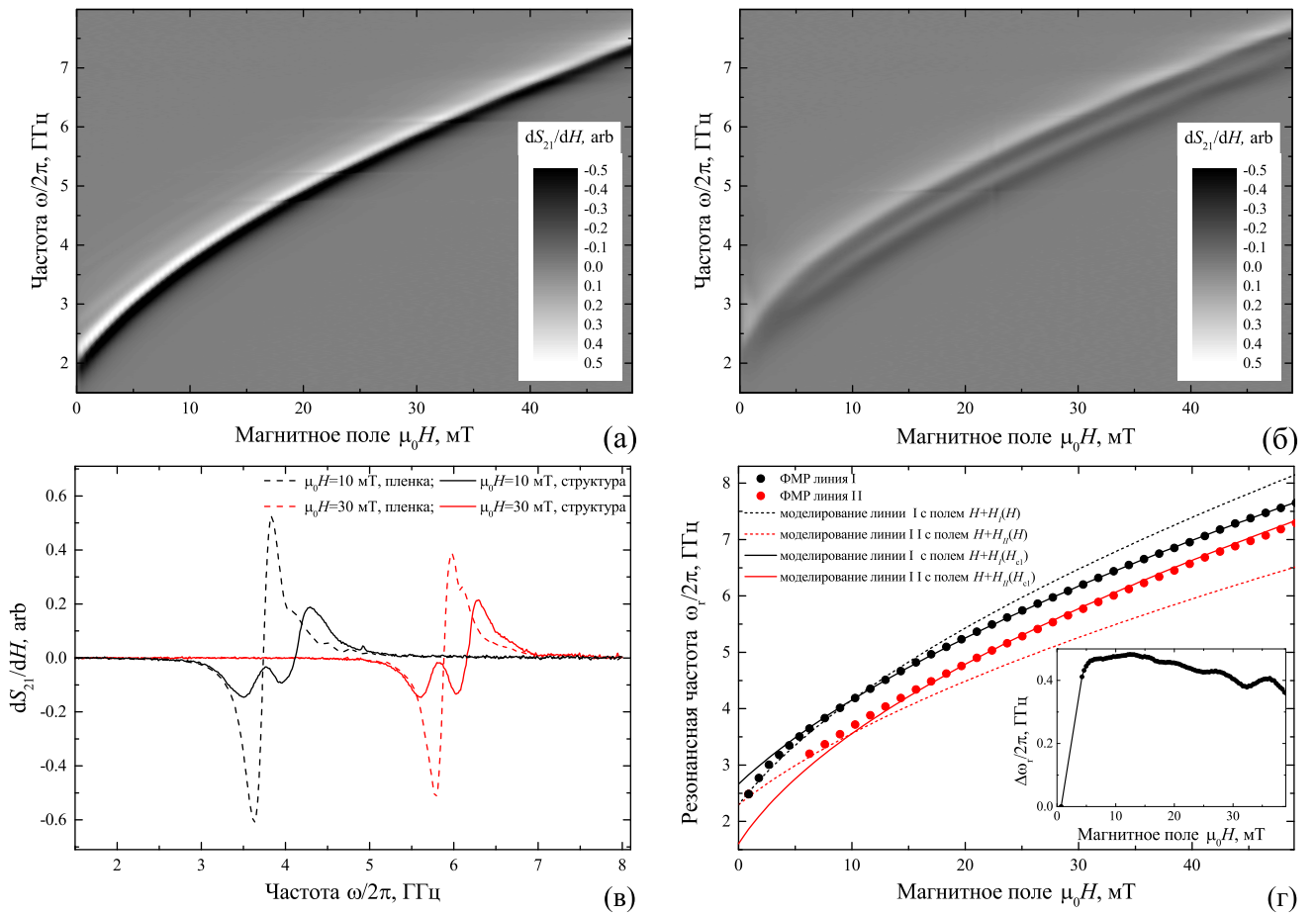


Рис. 3.2. а, б) Спектры ФМР $dS_{21}(\omega, H)/dH$ пленки пермаллоя (а) и периодической гибридной структуры (б), измеренные при 4К. в) Зависимости коэффициента передачи от частоты $dS_{21}(\omega)/dH$ при нескольких выбранных магнитных полях H . г) Зависимости частоты ФМР от магнитного поля $\omega_r(H)$. Экспериментальные кривые $\omega_r(H)$, полученные из спектра (б), показаны точками. Сплошные и пунктирные линии показывают моделирование спектральных линий с помощью формулы Киттеля с учетом диамагнитной намагниченности полос ниобия. На вставке (г) показана зависимость разности частот между резонансными кривыми от магнитного поля $\Delta\omega_r(H)/2\pi$.

На рисунках 3.2а,б показаны резонансные спектры $dS_{21}(\omega, H)/dH$ исследуемого образца при $T = 4$ К. Для лучшего отображения экспериментальных данных оба измеренных спектра $S_{21}(\omega, H)$ сначала были нормированы на коэффициент передачи $S_{21}(\omega)$ при $\mu_0 H = 0.5$ Т, а затем численно дифференцирова-

ны по полю H . Спектры были измерены для двух образцов: для образца ферромагнитной пленки (до нанесения полос ниобия, рис. 3.2а) и для той же пленки пермаллоя с нанесенными полосами ниобия (рис. 3.2б). На рисунке 3.2в показано сравнение зависимостей коэффициента передачи от частоты $dS_{21}(\omega)/dH$, полученные до и после нанесения полос Nb.

Линия ФМР $\omega_r(H)$ исходной пленки подчиняется зависимости Киттеля для тонких ферромагнитных пленок в магнитных полях, направленных вдоль плоскости пленки (уравнение 2.1). Моделирование линии ФМР на рис. 3.2а с уравнением 2.1 дает следующие магнитные параметры, типичные для пермаллоя: $\mu_0 H_a = 4$ мТ и $\mu_0 M_{\text{eff}} = 1.14$ Т. Несколько завышенное значение эффективной намагниченности M_{eff} по сравнению с намагниченностью насыщения пермаллоя $M_s \approx 1$ Т можно объяснить наличием перпендикулярной анизотропии, вызванной поверхностными натяжениями, сформированными при росте пленки или ее охлаждении [11].

Спектр периодической гибридной структуры Ru-Nb (рис. 3.2б,в) качественно отличается от спектра ферромагнитной пленки при температурах ниже критической температуры ниобия. Присутствие сверхпроводящих полос Nb приводит к расщеплению сигнала ФМР на две спектральные линии. Экспериментальные резонансные линии $\omega_r(H)$ для гибридной структуры Ru-Nb показаны точками на рис. 3.2г. Как следует из рис. 3.2б,г, расстояние между резонансными кривыми $\Delta\omega_r/2\pi$ постепенно увеличивается от 0 до ≈ 0.45 ГГц при изменении магнитного поля от 0 до ≈ 10 мТ, а затем медленно уменьшается от $\Delta\omega_r \approx 0.45$ ГГц до ≈ 0.4 ГГц при дальнейшем увеличении магнитного поля от $\mu_0 H \approx 10$ мТ до 50 мТ (см. вставку на рис. 3.2г). При $T > T_c$ спектр ФМР гибридной структуры Ru/Nb состоит из одной резонансной линии и в целом повторяет спектр исходного образца. Следовательно, расщепление сигнала ФМР связано со сверхпроводимостью полос Nb.

Можно показать, что расщепление спектральной линии происходит в связи с фундаментальным свойством сверхпроводящих материалов - экранирова-

нием магнитного поля. При экранировании магнитного поля из объема сверхпроводящих полос происходит увеличение поля вблизи их поверхности за счет геометрического эффекта размагничивающих полей [308]. Таким образом, более высокочастотная более сильная линия ФМР на рис. 3.2б,г соответствует резонансу в область пленки пермаллоя, расположенной непосредственно под полосами Nb, где магнитное поле усиливается (область I), в то время как более низкочастотная линия ФМР является результатом ФМР поглощения областью пленки пермаллоя, расположенной между полосами Nb (область II). В общем случае для магнитной среды, состоящей из периодических областей с разными условиями ФМР, ожидается разрыв спектра спиновых волн при волновых числах Бриллюэна структуры $\propto 1/a$, где a - период структуры.

На вставке на рис. 3.2г показана зависимость разницы между частотами линий ФМР периодической гибридной структуры от магнитного поля $\Delta\omega_r(H)$, которая отражает зависимость сверхпроводящего критического состояния полос Nb от магнитного поля. При небольших магнитных полях $\mu_0 H < 10$ мТ, где $\Delta\omega_r(H)$ быстро растет с увеличением H , полосы Nb находятся в диамагнитном мейсснеровском состоянии. В состоянии Мейсснера магнитный поток вытесняется из сверхпроводника циркулирующими мейсснеровскими экранирующими токами, и, следовательно, влияние сверхпроводящих полос на ФМР линейно пропорционально приложенному магнитному полю. При дальнейшем увеличении магнитного поля состояние Мейсснера прекращается при $\mu_0 H_{c1} \approx 10$ мТ, известном как первое сверхпроводящее критическое поле. Эта оценка учитывает размагничивающий фактор полос Nb. При $H > H_{c1}$ магнитный поток начинает проникать в сверхпроводник в виде вихрей Абрикосова и его намагниченность больше не увеличивается пропорционально полю. Однако экранирующие токи Мейсснера сохраняются, поскольку обе линии ФМР остаются разделенными. Следует обратить внимание что обычно первое критическое поле в Nb составляет $\mu_0 H_{c1} \sim 10 - 100$ мТ. Небольшое значение $\mu_0 H_{c1} \approx 10$ мТ указывает на невысокое качество ниобия, которое является результатом изготовления струк-

тур ниобия методом взрыва.

Важно отметить, что спектр гибридной структуры Ru-Nb на рис. 3.2б обратим по отношению к направлению поля (оси H). Обратимость спектра ФМР указывает на обратимость намагничивания сверхпроводящих полос Nb. Обратимость намагничивания сверхпроводника II типа указывает на неприменимость модели критического состояния Бина [177, 178], которая коррелирует намагниченность сверхпроводников второго рода с пиннингом вихрей Абрикосова. Вероятно, обратимости намагничивания полосок Nb способствует механизм “вихревого встряхивания” [343–348], препятствующего формированию градиента распределения вихрей в присутствии микроволновых полей.

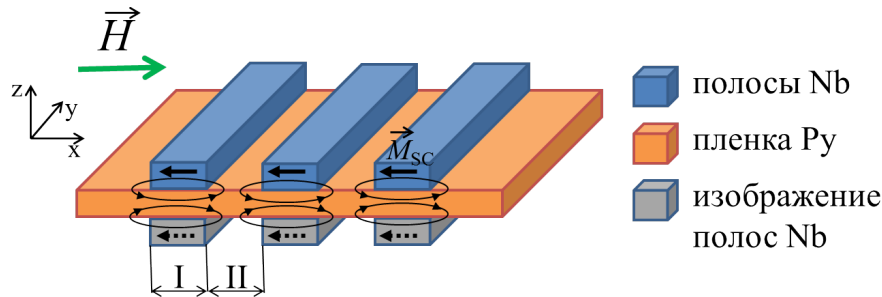


Рис. 3.3. Схема определения магнитного поля в ферромагнитной пленке, вызванного мейснеровским экранированием полосок Nb. Каждая сверхпроводящая полоска обладает диамагнитным моментом $\vec{M}_{sc}(H) = -\vec{H}$, обозначенным черными стрелками. Каждая намагниченная сверхпроводящая полоса сопровождается ее зеркальным магнитным изображением относительно поверхности волновода, которое также обладает магнитным моментом $\vec{M}_{sc}(H) = -\vec{H}$, обозначенным черными пунктирными стрелками. Магнитостатические поля рассеяния этих моментов (обозначены черными линиями) периодически модулируют постоянное магнитное поле в пленке пермаллоя вдоль оси x .

Влияние сверхпроводящей микроструктуры на спектр ФМР можно количественно охарактеризовать путем оценки магнитостатических полей, индуцированных сверхпроводящей структурой в пленке Ru, как показано на рис. 3.3. Сверхпроводящие полосы можно рассматривать как идеальные диамагнетики, которые характеризуются однородной локальной намагниченностью $\vec{M}_{sc}(\vec{r}, H) =$

$-\vec{H}$ внутри полос. Кроме того, поскольку образец Ru-Nb размещен на центральной линии сверхпроводящего копланарного волновода из Nb (см. рис. 3.1), каждая намагниченная сверхпроводящая полоска сопровождается своим зеркальным изображением относительно поверхности волновода [10, 152]. Магнитостатические поля рассеяния этих намагниченностей периодически модулируют постоянное магнитное поле в пленке пермаллоя вдоль оси x . С помощью микромагнитного моделирования проведена оценка среднего магнитного поля в пленке Ru вдоль оси x , создаваемое сверхпроводящими полосами, с учетом реальной геометрии системы. Согласно расчетам, поле в области I, составляет $H_I(H) \approx +0.18H$, а в области II составляет $H_{II}(H) \approx -0.27H$. Магнитостатическое поле, создаваемое полосами Nb в пленке Ru вдоль оси z , компенсируется z -компонентой полей изображения. Пунктирные линии на рис. 3.2г показывают линии ФМР, рассчитанные по формуле Киттеля (уравнение 2.1) с использованием $\mu_0 H_a = 5$ мТ, тем же M_{eff} , что и для исходной пленки, и с заменой H на $H + H_I$ и $H + H_{II}$. Обе кривые расходятся при увеличении магнитного поля и хорошо согласуются с соответствующими линиями ФМР при малых магнитных полях $\mu_0 H \lesssim 10$ мТ, что указывает на применимость оценки локальной намагниченности $\vec{M}_{sc} = -\vec{H}$ для микромагнитного моделирования сверхпроводящих микроструктур в состоянии Мейсснера при $H < H_{c1}$. При $\mu_0 H > 10$ мТ можно провести моделирование линий ФМР, зафиксировав диамагнитный отклик сверхпроводников при $H = H_{c1}$. Сплошные линии на рис. 3.2г показывают линии ФМР, рассчитанные по формуле Киттеля (уравнение 2.1) с теми же магнитными параметрами, что и для пунктирных линии, и с заменой H на $H + H_I(H_{c1})$ и $H + H_{II}(H_{c1})$. Обе кривые хорошо согласуются с соответствующими линиями ФМР при полях $\mu_0 H > 10$ мТ, что указывает на применимость оценки локальной намагниченности $\vec{M}_{sc} = -\vec{H}_{c1}$ для микромагнитного моделирования сверхпроводящих микроструктур второго рода в вихревом состоянии при $H > H_{c1}$.

3.2.3. Выводы

Подводя итог, в данном разделе рассмотрена динамика магнитного момента в гибридных периодических структурах ферромагнетик-сверхпроводник, которые состоят из непрерывной ферромагнитной пленки, индуктивно связанной со сверхпроводящей периодической микроструктурой. Спектр ферромагнитного резонанса свидетельствует о формировании магнитной среды с периодической модуляцией закона дисперсии спиновых волн. Модуляция происходит за счет диамагнетизма сверхпроводящих микроструктур. Показано что спектр ФМР коррелирует с магнитным состоянием сверхпроводящих микроструктур: идентифицировано состояние Мейсснера и смешанное вихревое состояние. При моделировании спектральных линий подтверждена применимость описания локального магнетизма сверхпроводников для микромагнитного моделирования как в состоянии Мейсснера, так и в вихревом состоянии, что будет использовано в следующем разделе.

3.3. Моделирование зонной структуры гибридных магнетонных кристаллов

В этом разделе численно изучается спектр спиновых волн, распространяющийся в периодических гибридных магнетонных структурах. Численное моделирование закона дисперсии спиновых волн было проведено с использованием микромагнитного моделирования [187, 188] по аналогии с работами [301, 302, 349, 350] и с разделом 2.3. В целом, процесс моделирования выглядит следующим образом. При моделировании прикладывается локальный импульс магнитного поля с временной зависимостью и пространственным распределением, описываемыми функцией sinc. После импульса проводится запись эволюции локальных магнитных моментов в ферромагнетике $\vec{M}(\vec{r}, t)$. Максимум амплитуды пространственно-временного преобразования Фурье локальных осцилляций

магнитного момента $\vec{M}(\vec{r}, t)$ соответствует дисперсии спиновых волн в среде $\omega(\vec{k})$. Для предотвращения отражений около границ моделируемого образца устанавливается экспоненциальный профиль затухания Гилберта.

3.3.1. Зонная структура гибридных магнанных кристаллов на основе индуктивного взаимодействия между подсистемами

Для исследования спектра спиновых волн в гибридной структуре в геометрии обратных объемных спиновых волн [7, 25] рассмотрена структура, состоящая из пленки пермаллоя толщиной 100 нм и латеральными размерами $X \times Y = 900 \times 900$ мкм² и массива полосок сверхпроводника размером $X \times Y \times Z = 0.5 \times 900 \times 0.3$ мкм³, расположенных с периодом $a = 1$ мкм вдоль оси x . Внешнее магнитное поле также приложено вдоль оси x . Таким образом, общая геометрия рассматриваемой структуры соответствует структуре на рис. 3.1, в то время как геометрические размеры изменены. При указанных геометрических параметрах среднее магнитное поле в пленке пермаллоя вдоль оси x , создаваемое сверхпроводящими полосами в области I, равно $H_I(H) \approx +0.14H$, а в области II равно $H_{II}(H) \approx -0.14H$ (см. рис. 3.3). Зависимости резонансной частоты от магнитного поля для рассматриваемой структуры приведены на рис. 3.4а. При моделировании использовались типичные для пермаллоя магнитные параметры [10, 152]: $\mu_0 H = 15$ мТ, $\mu_0 M_s = 1.14$ Т, $\mu_0 H_a = 3.1$ мТ, $\gamma = 1.856 \times 10^{11}$ Нз/Т, константа обменного взаимодействия $A = 1.3 \times 10^{-11}$ Дж/м. Возбуждающий импульс имеет функциональную зависимость sinc с максимальной частотой $\omega_{\text{max}} = 8$ ГГц, с максимальной длиной волнового вектора $k_{\text{max}} = 2\pi/800$ нм⁻¹, и с амплитудой $0.001M_s$. При моделировании образец разбит на ячейки только вдоль оси x (одномерный случай), что достаточно для получения закона дисперсии в геометрии обратных объемных спиновых волн. При моделировании спектра влияние сверхпроводящей структуры учитывалось путем расчета распределения локального магнитостатического поля рассеяния, индуцированного диамагнетизмом сверхпроводящих полос в пленке пермаллоя. Учитываются как x , так

и z компоненты магнитостатического поля.

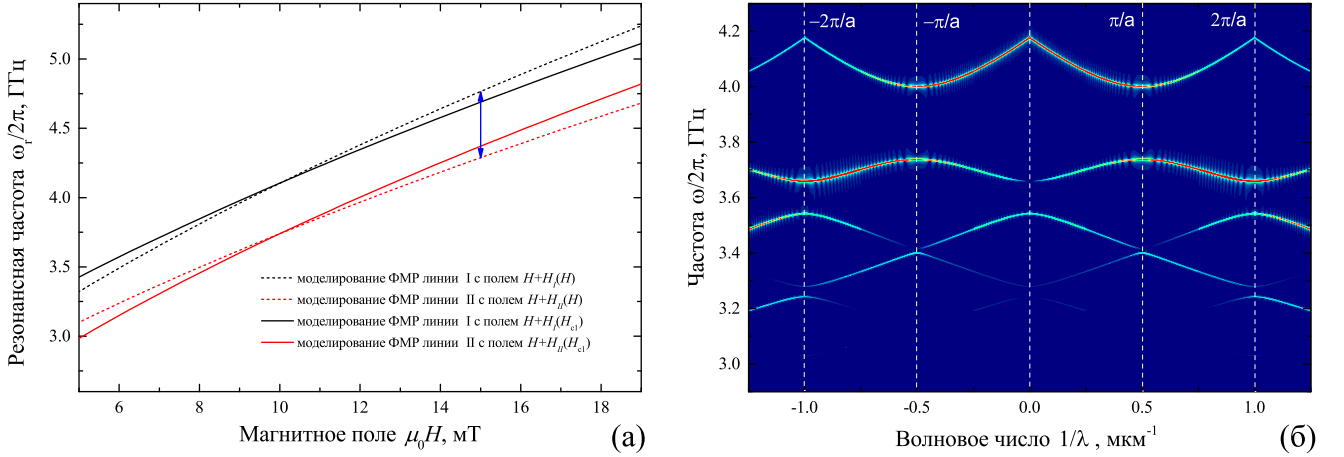


Рис. 3.4. а) Зависимости частоты ФМР от магнитного поля $\omega_r(H)$ в областях I и II гибридной структуры, рассчитанные по формуле Киттеля. Синяя стрелка указывает на разницу в частотах примерно 0.5 ГГц между линиями для областей I и II, при $\mu_0 H = 15$ мТ. б) Спектр спиновых волн в гибридной системе в геометрии обратной объемной моды при $\mu_0 H = 15$ мТ. Максимум преобразования Фурье обозначен красным цветом.

На рисунке 3.4б показана зонная структура гибридного магнотонного кристалла в геометрии обратных объемных спиновых волн при $\mu_0 H = 15$ мТ. В целом, зонная структура типична для магнотонного кристалла в геометрии обратной объемной моды. Запрещенные зоны открываются при волновых числах Бриллюэна $\propto 1/a$, которые обозначены пунктирными линиями. Первые две запрещенные зоны сформированы при частотах $\omega/2\pi = 3.87$ ГГц и 3.6 ГГц с шириной запрещенных зон $\Delta\omega/2\pi = 0.26$ ГГц и 0.1 ГГц, соответственно. Запрещенные зоны более высокого порядка формируются на более низких частотах вследствие отрицательной групповой скорости спиновых волн в геометрии обратной объемной моды. При этом, ширина запрещенной зоны $\Delta\omega/2\pi$ более высокого порядка, уменьшается по сравнению с шириной запрещенной зоны более низкого порядка.

Для исследования спектра гибридной системы в геометрии поверхностных спиновых волн [7, 25] рассмотрена структура в которой полосы сверхпроводника направлены вдоль внешнего поля (вдоль оси x на рис. 3.5). При такой

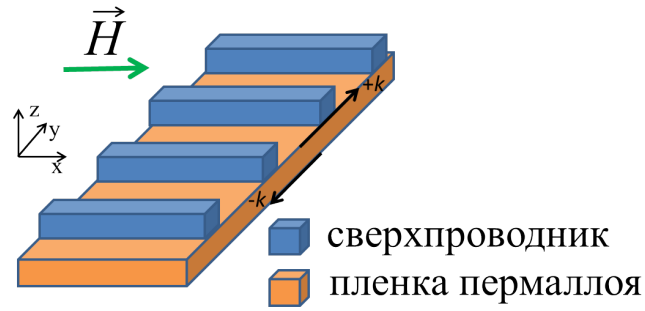


Рис. 3.5. Схематическое изображение гибридной структуры в геометрии поверхностных спиновых волн.

геометрии характер магнитостатического взаимодействия между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами меняется. В этой геометрии постоянное магнитное поле в пленке ферромагнетика, создаваемое сверхпроводящими полосами вдоль направления внешнего поля, незначительно из-за пренебрежимо малого размагничивающего фактора полос. Это приводит к отсутствию периодической модуляции постоянного поля вдоль направления распространения спиновых волн.

С другой стороны, в геометрии поверхностных спиновых волн сверхпроводящие полосы взаимодействуют магнитостатически с полями рассеяния при пространственно неоднородной прецессии магнитного момента в тонких пленках, как и в случае спиновых волн в непрерывных бислойных системах (см. рис. 2.3). Результат такого взаимодействия представлен на рис. 3.6, где показаны спектры двух гибридных структур. Гибридные структуры на рис. 3.6 представлены той же ферромагнитной пленкой пермаллоя толщиной 100 нм и массивами сверхпроводящих полос размером $X \times Y \times Z = 900 \times 0.3 \times 0.4$ мкм³ (рис. 3.6а) и $X \times Y \times Z = 900 \times 0.9 \times 0.4$ мкм³ (рис. 3.6б), расположенные с одинаковым периодом $a = 1$ мкм вдоль оси y . Моделирование проведено с использованием тех же параметров что и для случая обратных объемных волн кроме внешнего поля, которое составило $\mu_0 H = 3.8$ мТ и максимальной частоты возбуждающего импульса, которая составила $\omega_{\max}/2\pi = 30$ ГГц. Правые панели на рис. 3.6

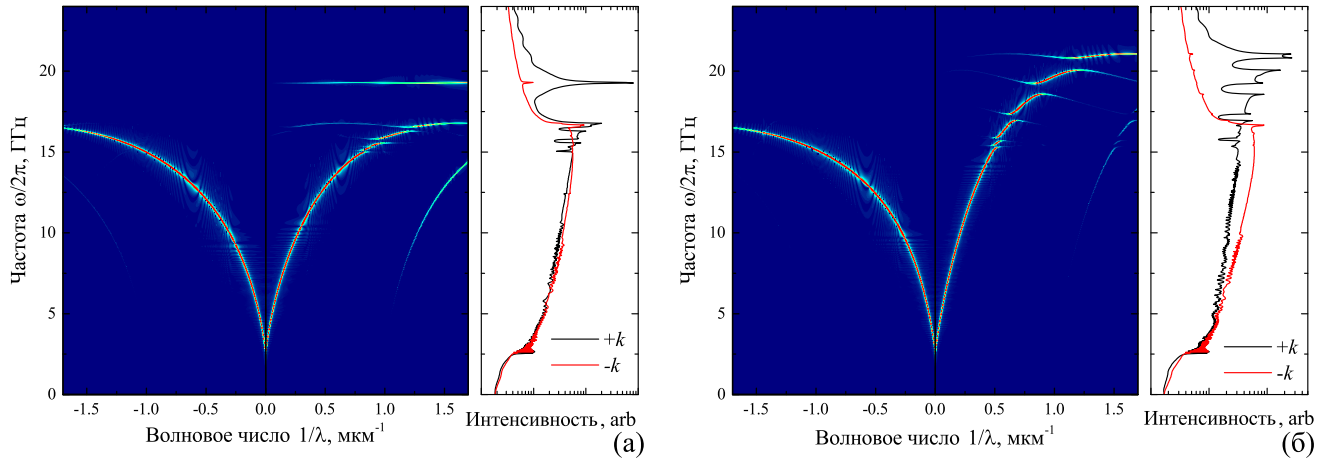


Рис. 3.6. Спектр спиновых волн гибридных систем в геометрии поверхностных магнитостатических спиновых волн. Гибридные структуры состоят из тонкой пленки пермаллоя толщиной 100 нм и сверхпроводящих полос с поперечным сечением $Y \times Z = 0.3 \times 0.3 \text{ мкм}^2$ (а) и $Y \times Z = 0.9 \times 0.3 \text{ мкм}^2$ (б), с периодом $a = 1 \text{ мкм}$ вдоль оси y (см. рис. 3.5). Максимум преобразования Фурье обозначен красным цветом. Правые панели показывают зависимость суммарной амплитуды преобразования Фурье от частоты для положительного ($+k$) и отрицательного ($-k$) направлений распространения спиновой волны.

показывают зависимость интегральной амплитуды спектра вдоль оси волновых чисел от частоты для положительного ($+k$) и отрицательного ($-k$) направлений распространения спиновой волны. Эта амплитуда коррелирует с характеристиками передачи сигнала через структуру посредством спиновых волн.

Спектры гибридных структур в геометрии поверхностных спиновых волн на рис. 3.6 сложнее, чем в геометрии обратной объемной моды. Во-первых, наблюдается явная невзаимность: часть спектра с положительными волновыми числами содержит запрещенные зоны, а часть спектра с отрицательными волновыми числами непрерывна. Невзаимность зонной структуры является следствием общей невзаимности спиновых волн в геометрии поверхностных волн [7, 215, 341, 351]. Энергия спиновой волны локализуется на определенной поверхности пленки в зависимости от направления распространения волны по отношению к внешнему полю. Расположение сверхпроводящей структуры только на одной стороне ферромагнитной пленки приводит к эффективному взаимо-

действию динамики магнитного момента со сверхпроводящими полосами исключительно для положительно распространяющихся спиновых волн. Характеристики передачи невзаимных спиновых волн предполагают возможное применение таких структур в качестве однонаправленных волноводов и фильтров. Кроме того, запрещенные зоны на рис. 3.6 сформированы при волновых числах, которые не соответствуют волновым числам Бриллюэна $\propto 1/a$. Такие запрещенные зоны называются непрямыми запрещенными зонами и появляются как следствие невзаимности закона дисперсии [331, 335, 352, 353]. Визуальное сравнение спектров двух гибридных структур с одинаковым периодом решетки, но разными размерами сверхпроводящих полос показывает, что частота, ширина и волновые числа запрещенных зон в координатах зависят от размеров сверхпроводящих полос. В отличие от геометрии обратной объемной моды (рис. 3.4), запрещенные зоны с большими номерами, расположенные на более высоких частотах, имеют большую ширину $\Delta\omega$. Максимум $\Delta\omega = 2.5$ ГГц наблюдается при $\omega/2\pi = 18.0$ ГГц на рис. 3.6а, а максимум $\Delta\omega = 0.7$ ГГц наблюдается при $\omega/2\pi = 20.4$ ГГц на рис. 3.6б. Этот эффект является результатом более эффективного взаимодействия сверхпроводящих полос с более короткими спиновыми волнами, что приводит к большей разнице в дисперсионных свойствах между областями I и II.

3.3.2. Зонная структура гибридных магнетонных кристаллов в условиях нелинейного индуктивного взаимодействия между подсистемами

В разделах 2.2, 2.3 и 3.2 и в работах [152, 307, 341] диамагнитный отклик сверхпроводящей подсистемы на внешнее магнитное поле считался идеальным, т.е. считалось что локальная намагниченность элементов сверхпроводящих подсистем соответствует полю $\vec{M}_{sc} = -\vec{H}$. Однако, как было показано на рис. 3.2г, зависимость намагниченности сверхпроводников от магнитного поля существенно нелинейна и может быть охарактеризована критическим полем

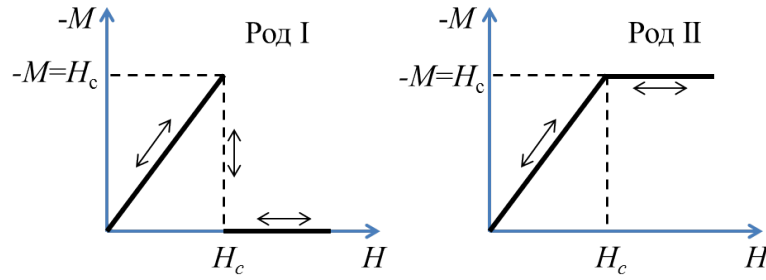


Рис. 3.7. Схематическое изображение зависимости магнитного момента сверхпроводников от поля. При $H < H_c$ магнитный момент соответствует идеальному диамагнетизму с намагниченностью $M = -H$ для обоих типов сверхпроводников. При $H > H_c$ намагниченность сверхпроводника первого рода $M = 0$, а сверхпроводника второго рода $M = -H_c$. Стрелками иллюстрирована обратимость $M(H)$. Эти зависимости использованы при расчете дисперсии.

H_c (см. рис. 3.7). Для сверхпроводников первого рода идеальный диамагнитный момент индуцируется в магнитных полях ниже критического поля $H < H_c$ и обращается в ноль выше этого критического поля. Для сверхпроводников второго рода идеальный диамагнитный момент индуцируется аналогичным образом в магнитных полях ниже так называемого нижнего (или первого) критического поля, которое также обозначено как H_c на рис. 3.7. При увеличении магнитного поля выше первого критического поля диамагнитный момент сверхпроводников второго рода постепенно уменьшается из-за проникновения абрикосовских вихрей и приближается к нулю в так называемом верхнем (или втором) критическом поле H_{c2} . Для расчетов в данном разделе намагниченность сверхпроводника второго рода при $H > H_c$ считается постоянной. Это приближение справедливо для случая $H_c \ll H_{c2}$ и $H_c < H \ll H_{c2}$, как было показано на рис. 3.2г.

Обычно критическое поле и первое критическое поле различных сверхпроводников при нулевой температуре находится в диапазоне от 1 мТ до 100 мТ. Также, эти критические поля уменьшаются с температурой T по известному параболическому закону $H_c \propto (1 - (T/T_c)^2)$, где T_c - критическая температура сверхпроводимости. Кроме того, эффективное значение H_c снижается

для сверхпроводников со значительным размагничивающим фактором [308], а также для неупорядоченных сверхпроводящих материалов. С другой стороны, магнитоэлектрические поля ферромагнетиков коррелируют с намагниченностью насыщения $\mu_0 M_s$, которая обычно находится в диапазоне примерно от 200 мТ до 1 Т и выше. Следовательно, в гибридной структуре сверхпроводник-ферромагнетик реализуемы условия при которых амплитуда магнитоэлектрических полей рассеяния H_{ac} , индуцированные в сверхпроводящей подсистеме за счет динамики магнитного момента ферромагнитной подсистемы, могут превышать критическое поле H_c . В этом случае спектр спиновых волн должен измениться.

Следует отметить, что зависимости $M(H)$, представленные на рис. 3.7, представляют собой сильно упрощенную модель намагничивания сверхпроводника в переменном магнитном поле. Например, диссипативные процессы, вызванные микроволновым возбуждением квазичастиц в сверхпроводнике [218, 354, 355], в данном разделе не рассматриваются. Как правило, такие возбуждения либо вносят вклад в ширину линии спин-волнового сигнала из-за дополнительных резистивных потерь, которые не изменяют положение спектральной линии, либо приводят к нагреву подсистемы SC, что снижает критическое поле H_c . Влияние сверхпроводящего вихревого состояния в сверхпроводящей подсистеме на динамику магнитного момента также не рассматривается. Пиннинг вихрей в сверхпроводящей подсистеме индуцирует магнитные неоднородности, что приводит к уменьшению и гистерезису спин-волнового сигнала [11], а депиннинг вихрей в сверхпроводящей подсистеме образует дополнительный канал резистивных потерь [355]. Также важно отметить, что зависимость $M(H)$ на рис. 3.7 обратима, что означает отсутствие гистерезисных потерь. Поэтому модель сверхпроводника на рис. 3.7 следует рассматривать как “toy model” для формирования общего представления о возможных нелинейных явлениях в гибридных системах.

Нелинейность спин-волнового спектра рассмотрена на примере гибридной структуры в геометрии поверхностных спиновых волн (см. рис. 3.5) со следую-

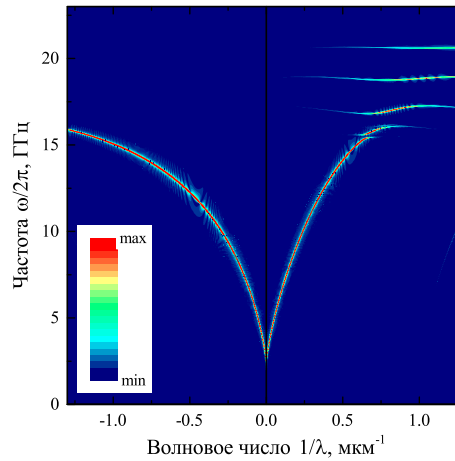


Рис. 3.8. Спектр спиновых волн в гибридной системе в геометрии поверхностных магнитостатических спиновых волн (система схематически показана на рис. 3.5), состоящей из пленки пермаллоя толщиной 100 нм и сверхпроводящих полос толщиной 300 нм, шириной 700 нм и периодом $a = 1$ мкм вдоль оси y . Цветовая шкала указана в произвольных единицах, максимум амплитуды в спектре показан красным.

щими параметрами. Структура состоит из ферромагнитной пленки пермаллоя толщиной 100 нм, и полос сверхпроводника с поперечным сечением $Y \times Z = 0.7 \times 0.3$ мкм², расположенных с периодом $a = 1$ мкм. На рисунке 3.8 показана зонная структура такой системы в случае линейного индуктивного взаимодействия. Спектр невзаимный, он состоит из непрямых запрещенных зон, которые открываются при положительных волновых числах при $\omega > 16$ ГГц. При $\omega < 16$ ГГц спектр непрерывен.

На рисунке 3.9 показаны спектры спиновых волн для той же гибридной структуры что и на рис. 3.8 при наличии нелинейностей типа I и типа II. При относительно небольшой амплитуде возбуждающего импульса $H_{ac}/H_c = 5$ (рис. 3.9а,б) происходит искажение зонной структуры при $\omega > 16$ ГГц для обоих типов нелинейности, а непрерывная часть спектра при $\omega < 16$ ГГц остается неизменной. Интересно, что в случае нелинейности второго рода (рис. 3.9б) появляется дополнительный набор мод с нулевой групповой скоростью $d\omega/dk = 0$, также известных как бездисперсионные моды или изолированные плоские зоны. Плоские зоны появляются с положительными волновыми числами в частотном

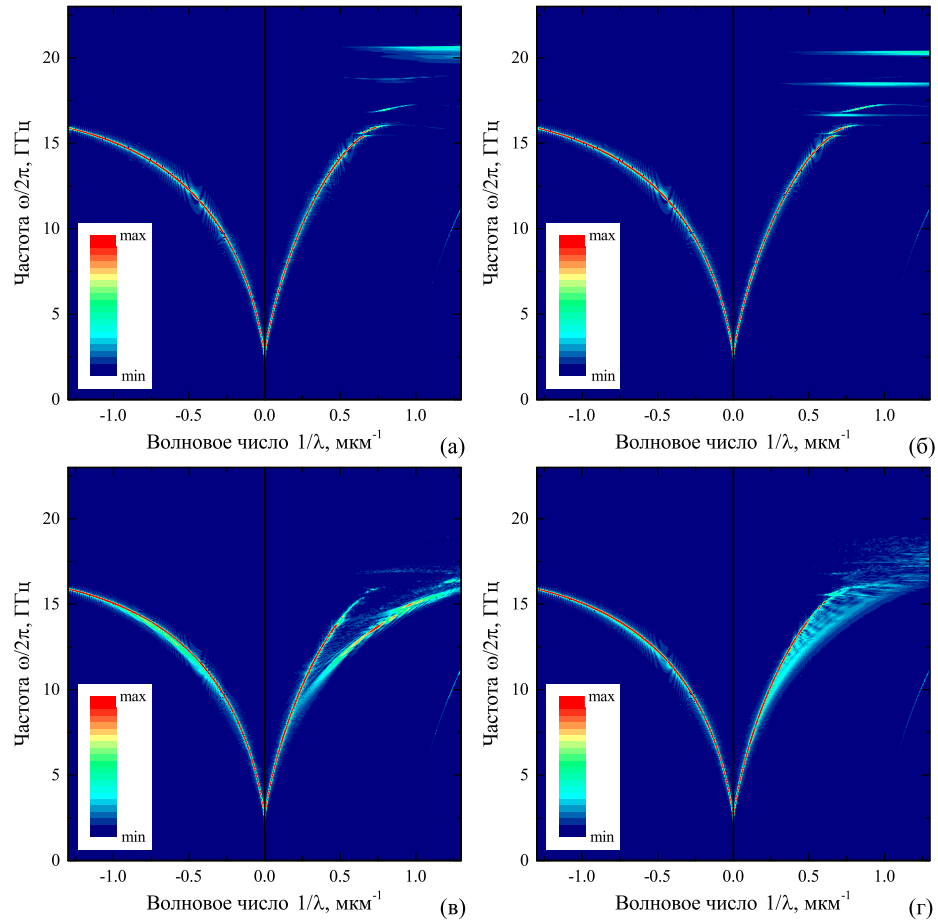


Рис. 3.9. Спектр спиновых волн в гибридной системе в геометрии поверхностных магнито-статических спиновых волн (рис. 3.5) при условии нелинейного отклика сверхпроводящих микроструктур (см. рис. 3.7). Цветовая шкала указана в произвольных единицах. Максимум амплитуды в спектре показан красным цветом. а) Спектр в гибридной системе со сверхпроводящими микроструктурами первого рода и амплитудой импульса возбуждающего поля $H_{ac}/H_c = 5$. б) Спектр в гибридной системе со сверхпроводящими микроструктурами второго рода и амплитудой импульса возбуждающего поля $H_{ac}/H_c = 5$. в) Спектр в гибридной системе со сверхпроводящими микроструктурами первого рода и амплитудой импульса возбуждающего поля $H_{ac}/H_c = 100$. г) Спектр в гибридной системе со сверхпроводящими микроструктурами второго рода и амплитудой импульса возбуждающего поля $H_{ac}/H_c = 100$.

диапазоне от примерно 16 ГГц до 22 ГГц на частотах внутри запрещенных зон соответствующей линейной гибридной системы (рис. 3.8). Плоские зоны наблюдались для диапазона амплитуд $5 < H_{ac}/H_c < 20$. Эти режимы воспроизводимы при изменении шага по времени или размера ячейки модели. В целом, искусственные системы с плоскими зонами представляют собой новый класс

метаматериалов [356], которые имитируют электронные системы и включают множество различных искусственных решеток: периодические решетки холодных атомов [356], электронные решетки [356, 357] и фотонные решетки [358]. В случае магнетонного кристалла на рис. 3.9б эти плоские полосы указывают на образование компактных локализованных магнетонных состояний, которые не распространяются или распространяются медленно. Это свойство может быть использовано для разработки спин-волновых систем задержки.

При значительной амплитуде импульса возбуждения $H_{ac}/H_c = 100$ (рис. 3.9в,г) зонная структура при $\omega/2\pi > 16$ ГГц практически исчезает для обоих типов нелинейности. В случае нелинейности первого рода (рис. 3.9в) спектральная линия при положительных волновых числах при $\omega/2\pi < 16$ ГГц раздваивается: более высокочастотная спектральная линия соответствует закону дисперсии спиновых волн в сплошной двухслойной системе сверхпроводник-ферромагнетик при условии линейного отклика сверхпроводника, а более низкочастотная линия соответствует закону дисперсии в ферромагнитной пленке [359]. В случае нелинейности второго рода (рис. 3.9г) спектральная линия при положительных волновых числах при $\omega/2\pi < 16$ ГГц непрерывно “размывается” между законами дисперсии спиновых волн для сплошной двухслойной системы сверхпроводник-ферромагнетик и для ферромагнитной пленки. При $H_{ac}/H_c > 200$ спин-волновые спектры гибридных структур с обоими типами нелинейности восстанавливаются до спектра спиновых волн в ферромагнитной пленке.

3.3.3. Зонная структура гибридных магнетонных кристаллов при реализации сверхпроводящего эффекта близости

В разделе 2.4, а также в работах [305, 306, 342] рассмотрено влияние сверхпроводящего эффекта близости в системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (S-F-S) на динамику магнитного момента в ферромагнитном слое. В этом разделе рассмотрено применение этого эффекта в магнетонике для формирования пространственной модуляции закона дисперсии спино-

вых волн с помощью микромагнитного моделирования. Рассмотрены следующие микромагнитные параметры исследуемых ферромагнитных слоев: толщина ферромагнитного слоя $d = 20$ нм, намагниченность насыщения $\mu_0 M_s = 1$ Т, поле анизотропии $H_a = 0$, внешнее поле $\mu_0 H = 0.02$ Т, постоянная обменного взаимодействия $A = 1.3 \times 10^{-11}$ Дж/м, гиромагнитное отношение $\mu_0 \gamma = 2.21 \times 10^5$ м/А/с. Импульс поля возбуждения имеет максимальную частоту $f_{max} = 30$ ГГц, пространственное распределение гаусса с шириной на полувысоте 200 нм и амплитудой $0.001 M_s$. При моделировании диамагнитный (мейснеровский) вклад сверхпроводящей (S) подсистемы в динамику магнитного момента ферромагнитного слоя учитывался с помощью метода изображений в случае сплошных сверхпроводящих слоев (см. раздел 2.3 и работы [152, 341] и с помощью диамагнитного представления сверхпроводящих микроструктур в случае элементов S конечного размера (см. раздел 3.2 и работы [307, 359]). Эффект сверхпроводящей близости в S-F-S структурах представлен локальным одноосным полем анизотропии $\mu_0 H_s = 0.07$ Т, в соответствии с толщиной ферромагнитного слоя (см. рис. 2.9).

В качестве предварительного этапа получены законы дисперсии спиновых волн в непрерывных тонкопленочных системах (рис. 3.10). Синие сплошные линии на рис. 3.10 показывают типичный закон дисперсии поверхностных магнитостатических спиновых волн в ферромагнитной пленке, который получен с помощью моделирования при отсутствии какого-либо взаимодействия со сверхпроводящей подсистемой. Результаты моделирования хорошо подтверждаются аналитическим выражением закона дисперсии (см. выражение 2.2), показанным синими пунктирными линиями. Красным линиями показан закон дисперсии поверхностных спиновых волн в двухслойной системе сверхпроводник-ферромагнетик в условиях магнитостатического взаимодействия между подсистемами. При микромагнитном моделировании индуктивное взаимодействие между подсистемами учитывается с помощью метода изображений. Закон дисперсии невязанный, диапазон частот для положительных волновых чисел примерно

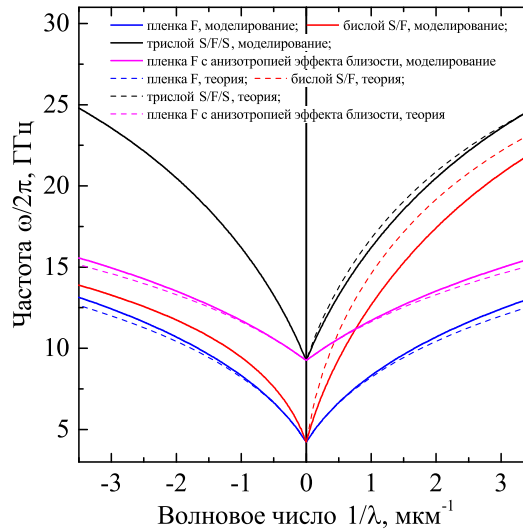


Рис. 3.10. Законы дисперсии спиновых волн в геометрии поверхностных спиновых волн, распространяющихся в пленке ферромагнетика (F), в двухслойной системе сверхпроводник-ферромагнетик (S-F), в трехслойной системе сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник (S-F-S). Сплошными линиями показаны законы дисперсии, полученные с помощью микромагнитного моделирования. Пунктирными линиями показаны законы дисперсии, полученные с помощью аналитических выражений.

вдвое больше по сравнению с диапазоном частот для отрицательных волновых чисел. Невзаимность поверхностных спиновых волн связана асимметрией двухслойной системы. Фиолетовыми линиями показан закон дисперсии в трехслойной системе S-F-S при наличии анизотропии H_s , наведенной эффектом близости, но при гипотетическом отсутствии магнитоэлектрического взаимодействия между подсистемами. Закон дисперсии показывает, что при нулевом волновом числе разница частот между ферромагнитной пленкой и пленкой с одноосной анизотропией максимальна и соответствует разнице частот ФМР. При увеличении волнового числа разница в частотах уменьшается. Черными линиями показан закон дисперсии в трехслойной системе S-F-S при наличии как индуктивного взаимодействия между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами, так и при наличии эффекта близости (одноосной анизотропии H_s). Сравнение этих линий с законами дисперсиями в пленке F, в двухслойной системе S-F и в пленке F с одноосной анизотропией H_s , показывает, что оба фактора:

магнитостатическое взаимодействие в S-F структурах и магнитная анизотропия, индуцированная эффектом близости, оказывают сопоставимое влияние на динамику спиновых волн. Магнитостатическое экранирование является доминирующим при влиянии на фазовую скорость спиновых волн в диапазоне более высоких волновых чисел, в то время как анизотропия, вызванная эффектом близости, доминирует вблизи нулевых волновых чисел.

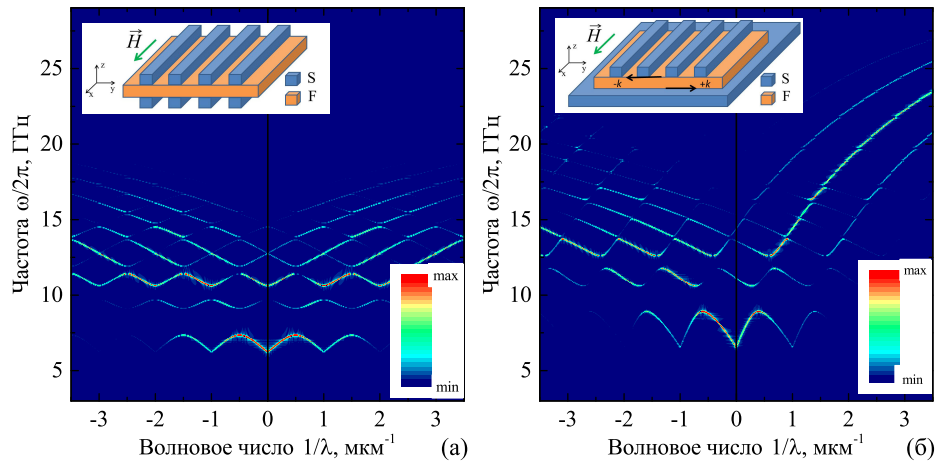


Рис. 3.11. Спектры спиновых волн в гибридных S-F-S системах в геометрии поверхностных магнитостатических спиновых волн при наличии магнитостатического взаимодействия между сверхпроводящими и ферромагнитными элементами системы и при наличии эффекта сверхпроводящей близости. Гибридные системы схематически изображены на соответствующих вставках.

На рисунке 3.11 показаны спин-волновые спектры периодических гибридных структур (соответствующие структуры схематически показаны на вставках на рис. 3.11). На рисунке 3.11а показан спектр гибридной структуры, который состоит из чередующихся участков F и S-F-S с периодом решетки $a = 1$ $\mu\text{м}$, шириной участков F 0.5 $\mu\text{м}$, и толщиной микроструктур S 120 нм. При вычислении этого спектра учитывалось диамагнитное взаимодействие сверхпроводящих полос [307, 359], и локальная анизотропия, вызванная эффектом близости в элементах S-F-S. Спектр можно охарактеризовать как классический: спектр состоит из разрешенных и запрещенных зон, запрещенные зоны открываются при волновых числах Бриллюэна $1/\lambda = n/2a$. Ширина запрещенной зоны уменьша-

ется при более высоких частотах. Например, ширина первой низкочастотной запрещенной зоны составляет около 1.8 ГГц, а ширина второй запрещенной зоны составляет 1 ГГц.

На рисунках 3.11б показан спектр альтернативной реализации гибридного магнетонного кристалла, который состоит из чередующихся участков F-S и S-F-S. Сверхпроводящая подсистема под ферромагнитной пленкой образует сплошной слой, поэтому структура пространственно несимметрична относительно оси z . Для этой структуры при моделировании используются аналогичные геометрические параметры: период решетки $a = 1$ мкм, ширина F-S сегментов 0.5 мкм, толщина микроструктур S 120 нм. При этом, при вычислении используется как диамагнитное представление для сверхпроводящих полос [307, 359], так и метод изображений для сплошной пленки сверхпроводника [152, 341]. Эффект близости в элементах S-F-S представлен той же локальной анизотропией H_s . Спектр спиновых волн в этой пространственно-асимметричной структуре представлен на рис. 3.11б. Спектр состоит из разрешенных и запрещенных зон. Ширина запрещенных зон сопоставима с шириной запрещенных зон симметричной структуры на рис. 3.11а: ширина первой (низкочастотной) запрещенной зоны составляет около 1.7 ГГц, а ширина второй запрещенной зоны - 0.9 ГГц. Однако пространственная асимметрия вызывает невзаимность спектра и не прямое расположение запрещенных зон по отношению к волновым числам Бриллюэна.

Следует отметить, что в обоих случаях эффект близости в участках S-F-S является доминирующим для образования запрещенных зон: при отсутствии этого эффекта запрещенные зоны не формируются. Это можно объяснить довольно слабым диамагнитным взаимодействием сверхпроводящих микроструктур со спиновыми волнами рассматриваемой длины. Однако диамагнетизм сверхпроводящей подсистемы влияет на положение (частоту и волновое число) разрешенных и запрещенных зон.

В заключение необходимо отметить что величина эффекта сверхпроводящей близости пропорциональна толщине ферромагнитной слоя в S-F-S структу-

рах (см. раздел 2.4). Следовательно, для магнетонных кристаллов с более толстыми ферромагнитными слоями ширина запрещенных зон должна увеличиваться. Можно ожидать что ширина запрещенных зон для магнетонного кристалла на основе эффекта близости в S-F-S с ферромагнитным слоем толщиной несколько сотен нанометров будет сопоставима со значениями для двухкомпонентных магнетонных кристаллов [302, 360].

3.3.4. Выводы

Таким образом, в данном разделе рассмотрены законы дисперсии спиновых волн в гибридных магнетонных кристаллах сверхпроводник-ферромагнетик. Рассмотрены случаи когда спиновые волны распространяются в сплошной ферромагнитной пленке, а пространственная модуляция закона дисперсии достигается за счет взаимодействия с периодической сверхпроводящей микроструктурой в виде полос. Рассмотрены механизмы линейного и нелинейного индуктивного взаимодействия между элементами гибридной системы, а также случаи присутствия эффекта сверхпроводящей близости. В случае формирования двухслойной гибридной структуры в геометрии обратных объемных спиновых волн доминирующим эффектом для формирования зонной структуры является экранирование внешнего магнитного поля сверхпроводящими полосами и формирования соответствующей пространственной модуляции постоянного поля в ферромагнитной пленке. При такой геометрии в спектре спиновых волн формируется классическая зонная структура с запрещенными зонами при волновых числах Бриллюэна. В случае формирования двухслойной гибридной структуры в геометрии поверхностных магнитостатических спиновых волн зонная структура формируется за счет экранирования переменной компоненты полей рассеяния при распространения спиновых волн. При такой геометрии формируется невязанная зонная структура с непрямыми запрещенными зонами.

Рассмотрены изменения спин-волнового спектра из-за наличия нелинейного диамагнитного отклика сверхпроводящей подсистемы на магнитные поля на

примере двухслойной гибридной структуры в геометрии поверхностных магнитостатических спиновых волн. Упрощенно рассмотрены сверхпроводники типа I и типа II, нелинейность которых типов характеризуется сверхпроводящим критическим полем. При небольших амплитудах спиновых волн по сравнению с критическим полем происходит искажение зонной структуры для обоих типов нелинейности. При этом для нелинейности второго рода в некотором интервале амплитуд формируются дездисперсионные моды. При значительных амплитудах спиновых волн по сравнению с критическим полем зонная структура исчезает. При этом для нелинейности первого рода закон дисперсии в непрерывной части спектра раздваивается, а для нелинейности второго рода спектральная линия в непрерывной части спектра размывается.

Также продемонстрировано возможное применение эффекта сверхпроводящей близости в трехслойных структурах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник для формирования магнонных кристаллов. Показано что эффект близости в сплошных пленках увеличивает фазовую скорость спиновых волн, в особенности при малых волновых числах. В случае периодических структур чередование областей с наличием и отсутствием эффекта близости обеспечивает формирование запрещенных зон для распространения спиновых волн шириной более 1 ГГц для структур с ферромагнитным слоем толщиной 20 нм, что делает эффективность формирования зонной структуры сопоставимой с би-компонентными магнонными кристаллами.

Реализация сверхсильного фотон-магнонного взаимодействия в гибридных системах сверхпроводник-ферромагнетик

4.1. Введение

В последнее десятилетие наблюдается значительный прогресс в экспериментальных квантовых информационных технологиях, в разработке различных искусственных квантовых систем. Первоначально экспериментальная квантовая физика развивалась на основе квантовой оптики, что позволило сформировать основные концепции квантовой обработки информации [361–363], включая квантовую запутанность и телепортацию [364–366], квантовое распределение ключей [367], основы квантовых вычислений [368–370] и симуляций [371]. С изобретением сверхпроводящих кубитов [372–375] в качестве искусственных двухуровневых систем, основанных на сверхпроводящих джозефсоновских переходах, квантовые технологии начали развиваться в направлении твердотельных сверхпроводящих микроволновых схем [376–379]. В настоящий момент в мире происходит т.н. вторая квантовая революция и гонка за квантовое превосходство [380–382].

Следующий критический шаг в индустрии квантовых систем требует реализации эффективного взаимодействия между подсистемами, основанными на различных физических принципах [383, 384], для возможности использования преимуществ этих платформ. Ряд перспективных систем основан на когерентном взаимодействии фотонов с механическими осцилляциями (фононами) [385–388] или с коллективными спиновыми осцилляциями в ферромагнитной среде (магнонами) [52]. Фотон-магнонные системы, в частности, представляют

интерес для применений в гибридных квантовых схемах [51, 389–391], в таких технологиях как “магнонная память” [53] и оптических преобразователях [54].

Принципиальным ограничением для развития гибридной квантовой магноники выступает слабое взаимодействие между фотонами и магнонами: в общем случае, дисперсии фотонов и магнонов не пересекаются. Это ограничение можно обойти либо радикальным увеличением количества спинов в гибридной системе, как поступают в магнонных системах на основе объемных резонаторов [47, 48, 390, 392, 393], либо проектированием оптимизированных микроволновых чипов с сильными локальными электромагнитными полями, взаимодействующими с микро-магнитами [49, 50, 144]. При использовании обоих подходов реализация масштабируемых гибридных магнонных систем на чипе со возможностью проектировать характеристики фотон-магнонного взаимодействия остается недостижимой.

Проблема неэффективного взаимодействия фотонов с магнонами также актуальна и в классических магнонных устройствах [28], что стало стимулом к разработке альтернативных микроволновых схем возбуждения-детектирования магнонов [31], а также способствует развитию альтернативных типов гибридных систем уже на основе магнон-магнонного взаимодействия [394–397].

Вне зависимости от конкретной физической платформы ключевыми характеристиками взаимодействия излучения с веществом являются сила связи g и коэффициент связи g/ω , где ω - частоты переходов в системе. Когда сила связи увеличивается за пределами так называемых режимов слабого и сильного взаимодействия и достигает значительной доли частот переходов в системе, наступает режим т.н. сверхсильного взаимодействия (ultrastrong coupling, $g/\omega > 0.1$) или “глубокого” сильного взаимодействия (deep-strong coupling, $g/\omega \gtrsim 1$). В этих режимах стандартное квантово-оптическое приближение - приближение вращающейся волны (RWA), не работает [392, 398, 399]. Интерес к режиму сверхсильного взаимодействия обусловлен возможностью изменять природу степеней свободы излучения и вещества: глобальная энергия вакуума

системы становится зависимой от силы связи g [400, 401]; основное состояние получает фотонную составляющую [400, 402]. В режиме “глубокого” сильного взаимодействия электромагнитные состояния коренным образом меняют физические свойства материи [403–405]. Обычно взаимодействие излучения с веществом описывают с помощью понятия составных квазичастиц - поляритонов, таких как фонон-поляритон, плазмон-поляритон и т.д..

В этой главе представлена реализация сверх-сильного и “глубокого” сильного фотон-магнонного взаимодействия на чипе. Ключевым фактором рассматриваемой системы является то, что в тонкопленочной структуре сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник (S-I-S) вследствие сверхпроводимости существенно уменьшается фазовая скорость СВЧ фотонов, что позволяет радикально уменьшить объем электромагнитной резонансной моды и тем самым усилить фотон-магнонное взаимодействие.

4.2. Сверхсильное фотон-магнонное взаимодействие в тонкопленочной структуре S-I-S-F-S

4.2.1. Описание эксперимента

Схематическая иллюстрация исследуемых гибридных систем представлена на Рис. 4.1. Система состоит из сверхпроводящего тонкопленочного копланарного волновода и многослойных прямоугольных тонкопленочных гетероструктур, размещенных непосредственно на передающей линии. Волновод изготовлен из сверхпроводящей пленки ниобия (Nb), напыленной на подложку Si/SiO_x с использованием методов магнетронного напыления, оптической литографии и плазмохимического травления. Волновод имеет импеданс 50 Ом и геометрические размеры зазор-линия-зазор 82-150-82 мкм. Многослойные тонкопленочные гетероструктуры изготовлены с размерами $L \times W = 1100 \times 130$ мкм² из сверхпроводящего ниобия (Nb), ферромагнитного пермаллоя (Py=Fe₂₀Ni₈₀)

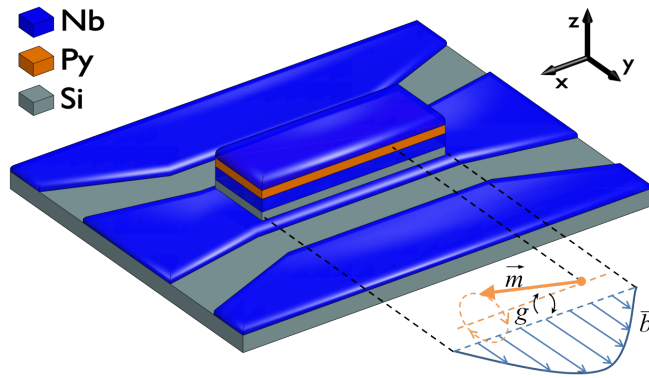


Рис. 4.1. Схематическое изображение исследуемого чипа. Серия прямоугольных тонкопленочных структур I-S-F-S длиной $L = 1,1$ мм по оси x и шириной $W = 130$ $\mu\text{м}$ по оси y помещается непосредственно на передающую линию сверхпроводящего копланарного волновода (на иллюстрации показана только одна такая тонкопленочная структура). Магнитное поле H приложено в плоскости вдоль оси x . Оранжевая стрелка \vec{m} схематически обозначает резонансную прецессию намагниченности в подсистеме S-F-S. Синяя кривая с синими стрелками \vec{b} схематически обозначает компоненту магнитного поля стоячей электромагнитной волны Свихарта в подсистеме S-I-S.

и изолирующих слоев Si или AlO_x с использованием оптической литографии, магнетронного напыления и метода “взрыва”. Важно отметить, что осаждение всех слоев выполнено в едином вакуумном цикле, обеспечивая таким образом электронную прозрачность на металлических границах раздела Nb-Py. Много-слойные гетероструктуры изготавливаются в виде последовательного массива вдоль волновода для увеличения общего микроволнового отклика. Исследован ряд образцов с различными толщинами и порядком чередования сверхпроводящего (S), ферромагнитного (F) и изолирующего (I) слоев (см. Табл. 4.1).

Исследуемый чип был установлен в латунный держатель образца и при-бондирован к печатной плате, оборудованной разъемами SMP. Термометр и нагреватель были закреплены непосредственно на корпусе держателя для контро-ля температуры. Держатель помещался в сверхпроводящий соленоид внутри криостата замкнутого цикла (криостат He-4 Oxford Instruments Triton, базовая температура 1.2 K). Резонансный спектр образцов был изучен путем анализа коэффициента передачи микроволнового сигнала $|S_{21}|(f, H)$ с помощью вектор-

| Название образца | S_1 (Nb, копланарная линия) | I (Si or AlO_x) | S_2 (Nb) | F (Py) | I (AlO_x) | S_3 (Nb) |
|------------------|-------------------------------|--------------------|------------|--------|---------------|------------|
| PM1 | 140 | Si-30 | 102 | 35 | 0 | 103 |
| PM2 | 120 | Si-15 | 110 | 20 | 0 | 110 |
| PM3 | 140 | Si-15 | 110 | 20 | 0 | 5 |
| PM4 | 140 | Si-15 | 110 | 20 | 0 | 140 |
| PM5 | 500 | AlO_x -15 | 110 | 25 | 100 | 110 |

Таблица 4.1. Толщины слоев в структурах S-I-S-F-S различных образцов в нм.

ного анализатора цепей. Для исключения из рассмотрения фоновых паразитных резонансных мод все измеренные спектры $|S_{21}|(f, H)$ были нормированы на сигнал $|S_{21}|(f)$ при $\mu_0 H = 0.3$ Т, и численно дифференцируется по H . Такая нормировка позволяет выделить сигнал, частота которого изменяется с магнитным полем и исключить сигналы, частота которых не зависит от магнитного поля. Отклик экспериментальных образцов исследовали в диапазоне полей от -0.22 Тл до 0.22 Тл, в диапазоне частот от 0 до 20 ГГц и в диапазоне температур от 1.7 до 11 К.

4.2.2. Демонстрация сверхсильного фотон-магнонного взаимодействия в структурах S-I-S-F-S

На рисунке 4.2 показаны спектры микроволновой передачи $d|S_{21}|(f, H)/dH$ для образца PM1, измеренные при температурах $T = 2$ К (а) и $T = 7.5$ К (б), которые ниже сверхпроводящей температуры ниобия $T_c \approx 9$ К, а также при $T = 9.5$ К (в) немного выше T_c . Образец PM1 состоит из прямоугольников I-S-F-S с толщинами слоев Si(30 нм)-Nb(102 нм)-Py(35 нм)-Nb(103 нм), расположенных на линии волновода из ниобия толщиной 140 нм (см. таблицу 4.1 и Рис. 4.1).

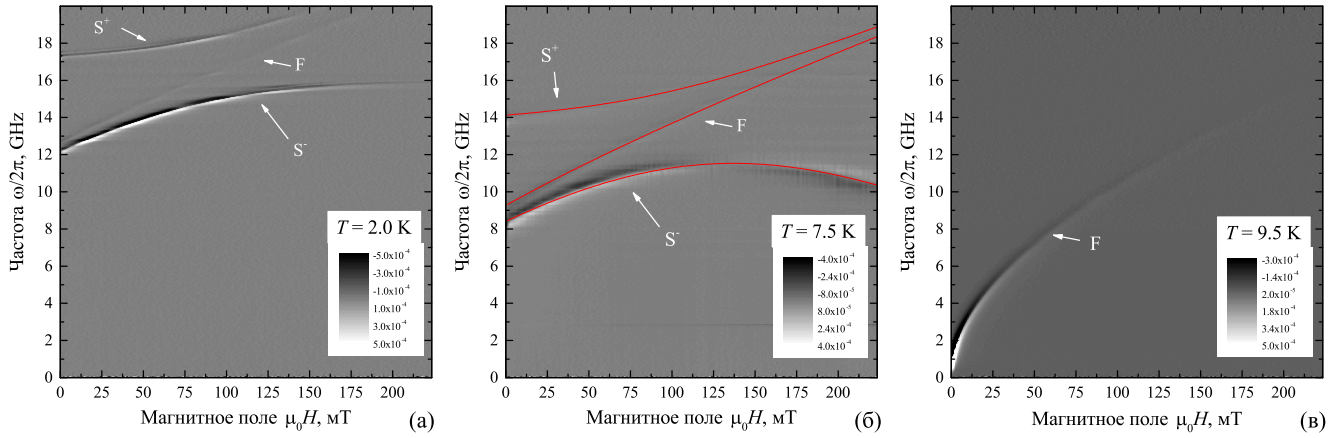


Рис. 4.2. Спектры передачи $d|S_{21}|(f, H)/dH$ образца РМ1, полученные при различных температурах ниже (а,б) и выше (в) температуры сверхпроводящего перехода ниобия. Температуры указаны на спектрах. Красная кривая на (б) показывает моделирование спектральных линий с помощью уравнений 2.1,4.2,4.3.

При $T > T_c$ (Рис. 4.2в) спектр состоит из единственной линии резонансного поглощения, обозначенной F. Линия F представляет собой обычное поглощение микроволнового сигнала вызванное ферромагнитным резонансом (ФМР) в слое пермаллоя. Зависимость ФМР частоты от поля $\omega_r^F(H)$ для тонких пленок, намагниченных в плоскости, подчиняется уже знакомой формуле Киттеля (уравнение 2.1). Моделирование линии ФМР при $T > T_c$ с помощью уравнения 2.1 дает пренебрежимо малую анизотропию $\mu_0 H_a \sim 10^{-4}$ Т и типичную для тонких пленок пермаллоя эффективную намагниченность $\mu_0 M_{eff} = 1.13$ Т.

При $T < T_c$ спектр образца РМ1 принципиально изменяется. При $T = 2$ К (рис. 4.2а) спектр содержит три резонансные линии, обозначенные как линии F, S^+ и S^- . Резонансные линии могут быть идентифицированы следующим образом. Спектральная линия с примерно линейной зависимостью от магнитного поля (линия F) соответствует ФМР отклику гибридной S-F-S-подсистемы образца РМ1. Как показано в разделе 2.4, электронное взаимодействие в трехслойных структурах S-F-S изменяет поля анизотропии: индуцирует положительную анизотропию H_a и снижает эффективную намагниченность насыщения M_{eff} . Индуцированные поля анизотропии сдвигают линию ФМР в более высокие ча-

стоты.

Линии S^+ и S^- на рис. 4.2а идентифицированы как антикроссинг дисперсий [406] двух когерентно связанных осцилляторов: ферромагнитного S-F-S-резонатора (линия F) и микроволнового резонатора. Микроволновой резонатор должен характеризоваться резонансной частотой около 17 ГГц при нулевом поле (соответствует частоте линии S^+ в нулевом поле). В рассматриваемой структуре микроволновой резонатор формируется в изолирующем слое образца PM1 между сверхпроводящей передающей линией и первым S-слоем напыленной структуры I-S-F-S (см. Рис. 4.1).

Действительно, фазовая скорость электромагнитных волн в трехслойных структурах S-I-S существенно изменяется в соответствии с известным выражением Свихарта [407]

$$\bar{c} = c_0 \sqrt{d_I / \varepsilon_I (2\lambda_L + d_I)}, \quad (4.1)$$

где c_0 - скорость света в вакууме, \bar{c} - модифицированная скорость света, известная как скорость Свихарта в джозефсоновских переходах сверхпроводник-диэлектрик-сверхпроводник, d_I - толщина слоя диэлектрического I, ε_I - диэлектрическая проницаемость слоя I, а λ_L - лондоновская глубина проникновения сверхпроводящих слоев S. Принимая во внимание параметры системы $d_I = 30$ нм и $\varepsilon_I \approx 10$ для слоя Si, $\lambda_L \approx 90$ нм в тонких пленках Nb, получаем $\bar{c} = 0.12c_0$ в подсистеме S-I-S образца PM1. Оценка скорости Свихарта \bar{c} соответствует резонансной частоте $\omega_r^S / 2\pi \approx 17$ ГГц для полуволнового ($\lambda/2$) резонатора с длиной исследуемой многослойной структуры $L = 1.1$ мм, и совпадает с резонансной частотой микроволнового резонатора в нулевом поле на рис. 4.2а. Следовательно, линии S^+ и S^- соответствуют отклику связанных микроволнового S-I-S резонатора и ферромагнитного S-F-S резонатора.

Более подробное представление о системе можно получить, проанализировав температурную зависимость спектра передачи при $T < T_c$. На рисунке 4.2б показан спектр микроволновой передачи образца PM1 при $T = 7.5$ К $< T_c$.

Визуальное сравнение спектров на рис. 4.2а и рис. 4.2б показывает, что при повышении температуры линия F смещается в сторону более низких частот, что согласуется с температурной зависимостью частоты ФМР в S-F-S-системах (см. раздел 2.4 и [342]). Обе линии S^+ и S^- также смещаются в сторону более низких частот. Например, частота резонатора Свихарта в нулевом поле сдвигается с 17 ГГц до примерно 14 ГГц (см. частоту линии S^+ в нулевом поле на рис. 4.2б). Такая температурная зависимость резонанса Свихарта может быть объяснена температурной зависимостью лондоновской глубины проникновения λ_L , поскольку $\omega_r^S \propto 1/\sqrt{\lambda_L}$ (см. уравнение 4.1). Кроме того, рис. 4.2б показывает, что резонансная частота, задаваемая линией S^- , уменьшается с увеличением магнитного поля при $\mu_0 H > 120$ мТ. Зависимость резонансной частоты Свихарта от магнитного поля $\omega_r^S(H)$ также может быть объяснена зависимостью лондоновской глубины проникновения s-волновых сверхпроводников от магнитного поля $\lambda_L \propto H^2$ [408], а также зависимостью эффективной глубины проникновения от толщины сверхпроводящей пленки [409], которая преобразует $\lambda_L \propto H^2$ в $\lambda_L \propto H^4$ для тонких сверхпроводящих пленок при высоких температурах. Таким образом, можно предложить следующую аппроксимирующую функцию для резонансной частоты Свихарта $\omega_r^S(T, H)$:

$$\omega_r^S(T, H) = \omega_r^{S0}(T) / \sqrt{1 + \alpha_1(T)H^2 + \alpha_2(T)H^4}, \quad (4.2)$$

где $\omega_r^{S0}(T)$ - это резонансная частота Свихарта в нулевом поле, зависящая от температуры, а параметры $\alpha_1(T)$ и $\alpha_2(T)$ - свободные параметры, зависящие от температуры.

Резюмируя, спектры передачи на рис. 4.2а,б содержат линию ФМР подсистемы S-F-S, которая удовлетворяет зависимости Киттеля (уравнение 2.1), и коллективный отклик двух связанных гармонических осцилляторов, обозначенный линиями S^+ и S^- : ферромагнитного S-F-S резонатора и S-I-S резонатора Свихарта (уравнение 4.2). Связь между резонаторами S-F-S и S-I-S схематически изображена на рис. 4.1 параметром g . Когда два гармонических осцил-

лятора связаны, их резонансный спектр представлен антикроссингом, а сила связи g равна половине минимального расщепления между спектральными линиями. Например, из рис. 4.2а,б следует, что $2g/2\pi > 3$ ГГц при $T = 2$ К и $2g/2\pi \approx 4$ ГГц при $T = 7.5$ К.

Важно отметить, что для образца РМ1 коэффициент связи составляет $g/\omega_r^S \approx 0.1$ при 2 К и значительно увеличивается при более высоких температурах. Значение коэффициента связи указывает, что гибридная система работает в режиме сверхсильного взаимодействия излучения с веществом [392, 398], где обычная модель взаимодействия (приближение вращающейся волны) [46–48] неприменима. Самая общая модель взаимодействия излучения с веществом, модель Хопфилда [398, 403], которая включает в себя дополнительное “размагничивающее” слагаемое [410], дает следующее биквадратичное выражение [403] для антикроссинга спектральных линий

$$\omega_r^{+(-)4} - \omega_r^{+(-)2} \left(\omega_r^{S2} + \omega_r^{F2} + 4g^2 \right) + \omega_r^{S2} \omega_r^{F2} = 0. \quad (4.3)$$

Применимость модели Хопфилда для описания системы будет экспериментально доказана в следующем разделе 4.3.

Проведено моделирование спектральных линий образца РМ1 при различных температурах с помощью уравнений 2.1, 4.2, и 4.3 с использованием следующей процедуры. Вначале, проведено моделирование линии F отдельно для каждой температуры с помощью уравнения 2.1. При численной оптимизации получены зависимость анизотропии от температуры $H_a(T)$, вызванной эффектом сверхпроводящей близости, и эффективную намагниченность $M_{eff}(T)$, показанные на рис. 4.3а. Полученные зависимости $H_a(T)$ и $M_{eff}(T)$ хорошо согласуются с данными по анизотропии в S-F-S структурах [342]. Затем проведено моделирование линии S^+ и S^- с помощью уравнения 4.3 с использованием $H_a(T)$ и $M_{eff}(T)$ в качестве фиксированных параметров и с использованием параметров резонатора Свихарта (уравнение 4.2) и параметра связи g в качестве подгоночных. Примеры моделирования резонансных линий образца РМ1 с по-

мощью уравнений 2.1, 4.2, и 4.3 приведены на рис. 4.2б, а также в приложении к работе [411]. В результате моделирования спектральных линий при различных температурах получены температурные зависимости значения частоты Свихарта в нулевом поле $\omega_r^{S0}(T)$ и силы связи $g(T)$, показанные на рис. 4.3б и 4.3в, соответственно.

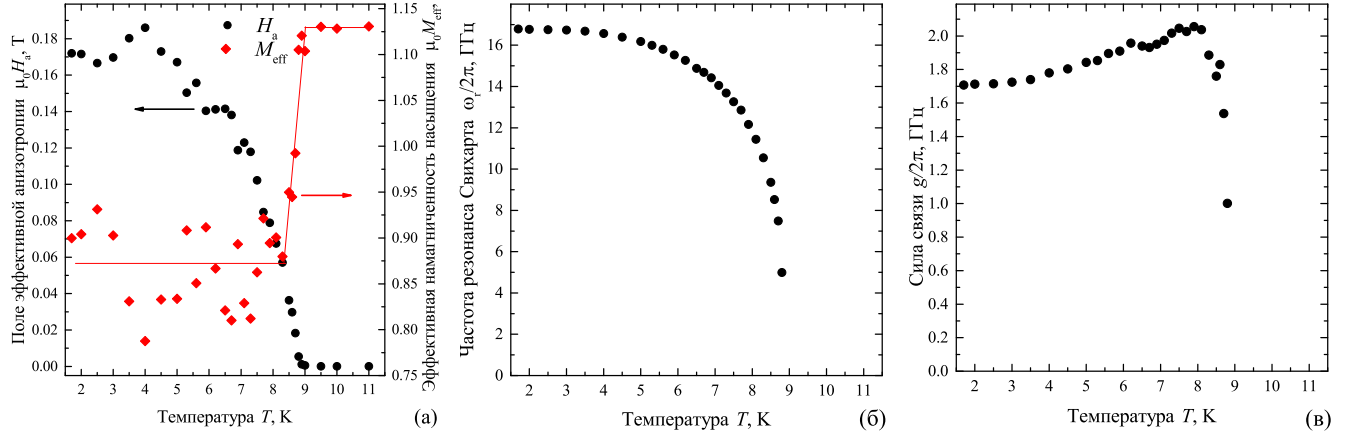


Рис. 4.3. Резонансные характеристики образца РМ1. а) Температурные зависимости анизотропии $H_a(T)$ и эффективной намагниченности $M_{eff}(T)$ ферромагнитной подсистемы S-F-S (см. уравнение 2.1). Красная линия на (а) схематически указывает ход зависимости $M_{eff}(T)$. б) Температурная зависимость резонансной частоты Свихарта в подсистеме S-I-S в нулевом поле $\omega_r^{S0}(T)/2\pi$ (см. уравнение 4.2). в) Температурная зависимость силы связи $g(T)/2\pi$ между подсистемами S-F-S и S-I-S.

Полученное высокое значение силы связи и ее зависимость от температуры $g(T)/2\pi$ являются ключевыми достижениями исследований в данном разделе. Зависимость $g(T)/2\pi$ на рис. 4.3в немонотонна: при повышении температуры она постепенно увеличивается от примерно 1.72 ГГц до пикового значения 2.07 ГГц при $T = 7.9$ К, а затем быстро убывает по мере приближения к критической температуре ниобия. Достигнутая пиковая сила фотон-магнонного взаимодействия значительно превышает аналогичные характеристики в системах на основе объемных резонаторов [47, 390, 393], на основе кольцевых резонаторов [412], и в гибридных системах на чипе [49, 50]. Полученные характеристики сравнимы только с силой связи в некоторых макроскопических гибридных системах на основе объемных резонаторов [46, 48, 392, 413, 414], где

размеры ферромагнетика достигают нескольких миллиметров.

Важно отметить, что наряду с высокой интегральной характеристикой связи g система демонстрирует большое значение силы связи по отношению к единичному спину [46–48, 390, 412] $g_s/2\pi = g/2\pi/\sqrt{N} = 88$ Гц при $T = 7.9$ К, где N - количество спинов в системе. Значение N оценивается следующим образом $N = V_F M_s / \mu_B \approx 4.31 \times 10^{14}$, где $V_F = L \times W \times d_F = 1100 \times 130 \times 0.035$ мкм³ - это объем ферромагнетика, $M_s \approx 9 \times 10^5$ А/м² намагниченность насыщения пермаллоя при $T > T_c$, а $\mu_B = 9.3 \times 10^{-24}$ Ам² - магнетон Бора. Полученное значение односпиновой связи $g_s/2\pi$ превышает значение для систем на основе объемных резонаторов [47, 48, 390], на основе кольцевых резонаторов, [412] и для систем “flip-chip” [46] на несколько порядков величины, и сопоставимы только с характеристиками связи, достигнутыми недавно в гибридных системах на чипе [49, 50].

Все приведенные выше утверждения подтверждены изучением образца РМ2 (см. таб. 4.1), который состоит из аналогичного резонатора Свихарта и ферромагнитной подсистемы с измененными толщинами диэлектрического и ферромагнитного слоев. Ожидается, что в такой системе сила связи g изменится по сравнению с образцом РМ1, в то время как односпиновая сила связи g_s останется прежней.

На рисунке 4.4 показаны спектры передачи $d|S_{21}|(f, H)/dH$ для образца РМ2, измеренные при температурах $T = 2$ К (а) и $T = 7.5$ К (б), которые ниже сверхпроводящей температуры ниобия, и при $T = 9.0$ К вблизи T_c . Образец РМ2 состоит из прямоугольников I-S-F-S с толщинами слоев Si(15 нм)-Nb(110 нм)-Ru(19 нм)-Nb(110 нм), расположенных на линии волновода из ниобия толщиной 120 нм (см. табл. 4.1 и рис. 4.1). Толщина слоя F в образце РМ2 уменьшена по сравнению с образцом РМ1, что приводит к уменьшению эффекта сверхпроводящей близости и, соответственно, частот ФМР в подсистеме S-F-S. Чтобы соответствовать этому снижению, резонансная частота Свихарта также уменьшена за счет использования более тонкого слоя I (см. уравнение 4.1).

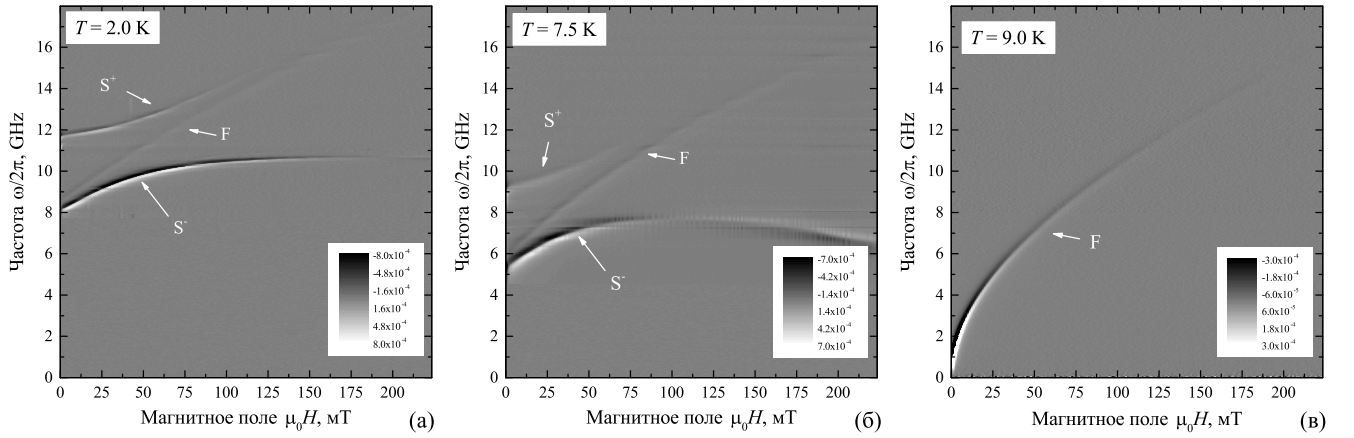


Рис. 4.4. Спектры передачи $d|S_{21}|(f, H)/dH$ образца РМ2 полученные при различных температурах ниже (а,б) и выше (в) температуры сверхпроводящего перехода ниобия. Температуры указаны на спектрах.

Качественно, спектры образца РМ2 при разных температурах согласуются со спектрами образца РМ1. При $T > T_c$ (рис. 4.4в) спектр состоит из единственной линии ФМР (линии F). При $T < T_c$ в спектре образца РМ2 присутствуют те же три резонансные линии: F, S^+ и S^- (рис. 4.4а,б). Линия F соответствует ФМР в подсистеме S-F-S, где сверхпроводящая близость изменяет поля анизотропии и сдвигает ФМР в область более высоких частот в соответствии с [342]. Линии S^+ и S^- на рис. 4.4а,б определены как антикроссинг дисперсий связанных ферромагнитного S-F-S резонатора и микроволнового S-I-S резонатора Свихарта. Резонатор Свихарта характеризуется резонансной частотой около 12 ГГц в нулевом поле при 2 К (соответствует частоте линии S^+ в нулевом поле на рис. 4.4а). Такая же частота получается из оценки скорости Свихарта в образце РМ2 $\bar{c} = 0.088c_0$ (уравнение 4.1) в полуволновом резонаторе длиной $L = 1.1$ мм. При повышении температуры все спектральные линии смещаются в сторону более низких частот (рис. 4.4б).

Моделирование спектральных линий образца РМ2 проведено с использованием уравнений 2.1, 4.2, 4.3 по той же процедуре, что и для образца РМ1. В результате моделирования линии F уравнением 2.1 получены поле анизотропии $H_a(T)$ и эффективная намагниченность $M_{eff}(T)$ подсистемы S-F-S, показанные

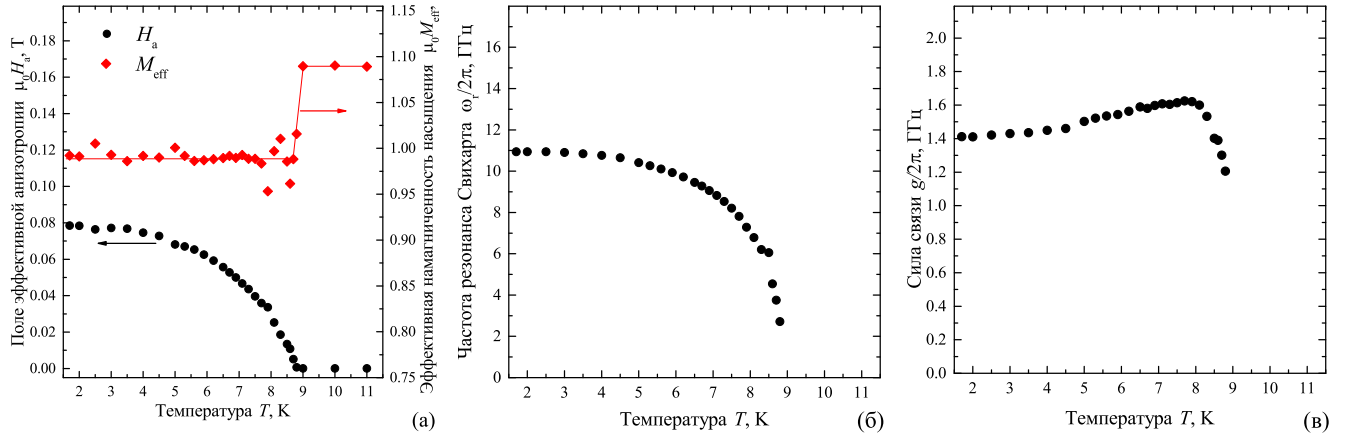


Рис. 4.5. Резонансные характеристики образца РМ2. а) Температурные зависимости анизотропии $H_a(T)$ и эффективной намагниченности $M_{eff}(T)$ ферромагнитной S-F-S-подсистемы (см. уравнение 2.1). Красная линия на (а) схематически указывает ход зависимости $M_{eff}(T)$. б) Температурная зависимость резонансной частоты Свихарта в нулевом поле $\omega_r^{S0}(T)/2\pi$ подсистемы S-I-S (см. уравнение 4.2). в) Температурная зависимость силы связи $g(T)/2\pi$ между подсистемами S-F-S и S-I-S.

на рис. 4.5а, согласующиеся с данным о магнитных свойствах в S-F-S системах [342]. В результате моделирования линий S^+ и S^- уравнениями 4.2, 4.3 получены зависящие от температуры резонансная частота Свихарта в нулевом поле $\omega_r^{S0}(T)/2\pi$ и сила связи $g(T)/2\pi$, приведенные на рис. 4.5б,в. Для удобства сравнения графики на рис. 4.3 и рис. 4.5 представлены в одинаковых масштабах. Сила связи $g(T)$ для образца РМ2 показывает аналогичную температурную зависимость с $g(T)$ для образца РМ1: максимальная связь 1.61 ГГц достигается примерно при той же температуре $T = 7.7$ К. Как и ожидалось, в целом сила связи в образце РМ2 меньше чем в образце РМ1 из-за более тонкого слоя ферромагнетика, в то время как сила односпиновой связи образца РМ2 при $T = 7.7$ К $g_s/2\pi = g/2\pi/\sqrt{N} = 89$ Гц совпадает с g_s для образца РМ1.

В заключении к этому разделу приведем оценки практических характеристик взаимодействия в исследуемых системах. На рисунке 4.6 показана зависимость коэффициента связи [48, 398, 413] g/ω_r^{S0} в образцах РМ1 и РМ2 от резонансной частоты микроволнового резонатора. Коэффициент связи представляет собой характеристику обмена информацией между магнонной и фотонной

подсистемами при взаимодействии на определенной частоте. Согласно рис. 4.6

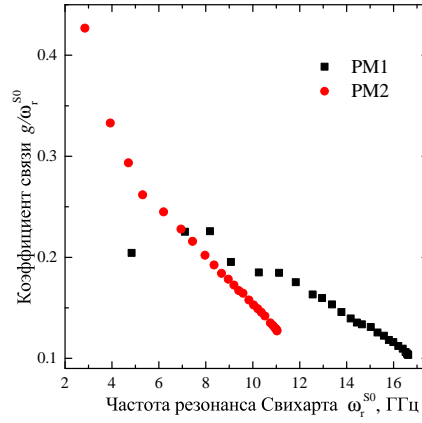


Рис. 4.6. Зависимость коэффициента связи образцов PM1 и PM2 от частоты резонанса Свихарта в нулевом поле.

коэффициент связи в образцах PM1 и PM2 находится в диапазоне от 0.1 до 0.43, что указывает на достижения режима сверхсильного фотон-магнонного взаимодействия с одними из самых высоких показателей среди гибридных магнетонных систем (см. ссылки для сравнения [48, 392, 395, 414]). Интересно, что зависимость коэффициента связи от резонансной частоты Свихарта примерно линейна, за исключением низкочастотного диапазона, который соответствует измерениям вблизи T_c .

Другой практической характеристикой является кооперативность [46, 49]

$$C = g^2 / \Delta\omega_r^{S^+} \Delta\omega_r^{S^-} \quad (4.4)$$

где $\Delta\omega_r^{S^+}$ и $\Delta\omega_r^{S^-}$ - это ширина линий S^+ и S^- , соответственно, при поле пересечения. Кооперативность характеризует согласованность между затухающими осцилляторами. Недостаточная кооперативность приводит к подавлению когерентного обмена информацией между осцилляторами и к затуханию сигнала [144] вместо разрешаемого спектра антикроссинга. Оценки с помощью уравнения 4.4 дают $C = 240$ и $C = 39$ для образца PM1 при 2 К и 7,5 К, соответственно, и $C = 109$ и $C = 23$ для образца PM2 при 2 К и 7.5 К, соответственно. Для обоих образцов кооперативность уменьшается при повышении температуры из-

за увеличения ширины спектральных линий $\Delta\omega_r^{S^+/-}$. Полученные значения превышают кооперативность других гибридных магнонных систем на основе металлических ферромагнетиков [49, 50], что обеспечивает большую гибкость в интеграции схем. Однако лучшие показатели кооперативности гибридных магнонных систем на основе ЖИГ [414] не достигнуты.

Отличительной особенностью всех спектров передачи, измеренных ниже T_c (см. Рис. 4.2 и 4.4), является присутствие линии F. Обычно, спектр гибридной системы, состоящей из двух связанных гармонических осцилляторов, содержит только две спектральных линии антикроссинга [47, 48, 50, 393]. Однако в случае достаточно сильной связи спектр может включать дополнительные линии в диапазоне между линиями антикроссинга, которые появляются в результате гибридизации фотонных или магнонных мод более высокого порядка [48, 412–415]. Дополнительные исследования при температурах, близких к T_c , не подтверждают наличие резонансных мод Свихарта более высокого порядка (см. [411]). С другой стороны, экспериментальные спектры не содержат особенностей, которые ожидаются для взаимодействия основной резонансной моды Свихарта с магнонными модами более высокого порядка в многослойном S-F-S (см. [411]). Следовательно, линия F не является признаком гибридизации мод более высокого порядка. Альтернативное объяснение подразумевает, что линия F является результатом ФМР поглощения краевой областью ферромагнитной пленки, которая слабо связана с резонатором Свихарта, но непосредственно связана с линией передачи.

4.2.3. Микроскопический механизм фотон-магнонного взаимодействия в структурах S-I-S-F-S

Ключевой фактор достигнутых высоких характеристик фотон-магнонного взаимодействия в исследуемых образцах заключается в следующем. Сила одно-спиновой связи обратно пропорциональна объему моды V_c электромагнитного

резонатора [46, 48, 49] $g_s \propto 1/\sqrt{V_c}$. Уменьшение фазовой скорости фотонов \bar{c} в резонаторе Свихарта (уравнение 4.1) приводит к аналогичному уменьшению размеров электромагнитного резонатора. Например, электрический объем моды резонатора РМ1 $V_c^{SE} = L \times W \times d_I = 4.3 \times 10^{-15} \text{ м}^3$, и его магнитный объем $V_c^{SM} \approx L \times W \times (2\lambda_L + d_I) = 2.8 \times 10^{-14} \text{ м}^3$ вполне сопоставимы с объемом ферромагнитного слоя $V^F = L \times W \times d_F = 5.0 \times 10^{-15} \text{ м}^3$. В альтернативных терминах, высокая сила односпиновой связи обеспечивается низким импедансом Z резонатора Свихарта [50] $g_s \propto 1/\sqrt{Z}$. Импеданс S-I-S резонатора образца РМ1 при 2 К можно оценить как $Z = 1/(\omega_r^S C) = 0.02 \text{ } \Omega$, где $C = \varepsilon_0 \varepsilon L W / d_I = 4.7 \times 10^{-10} \text{ Ф}$ - его емкость.

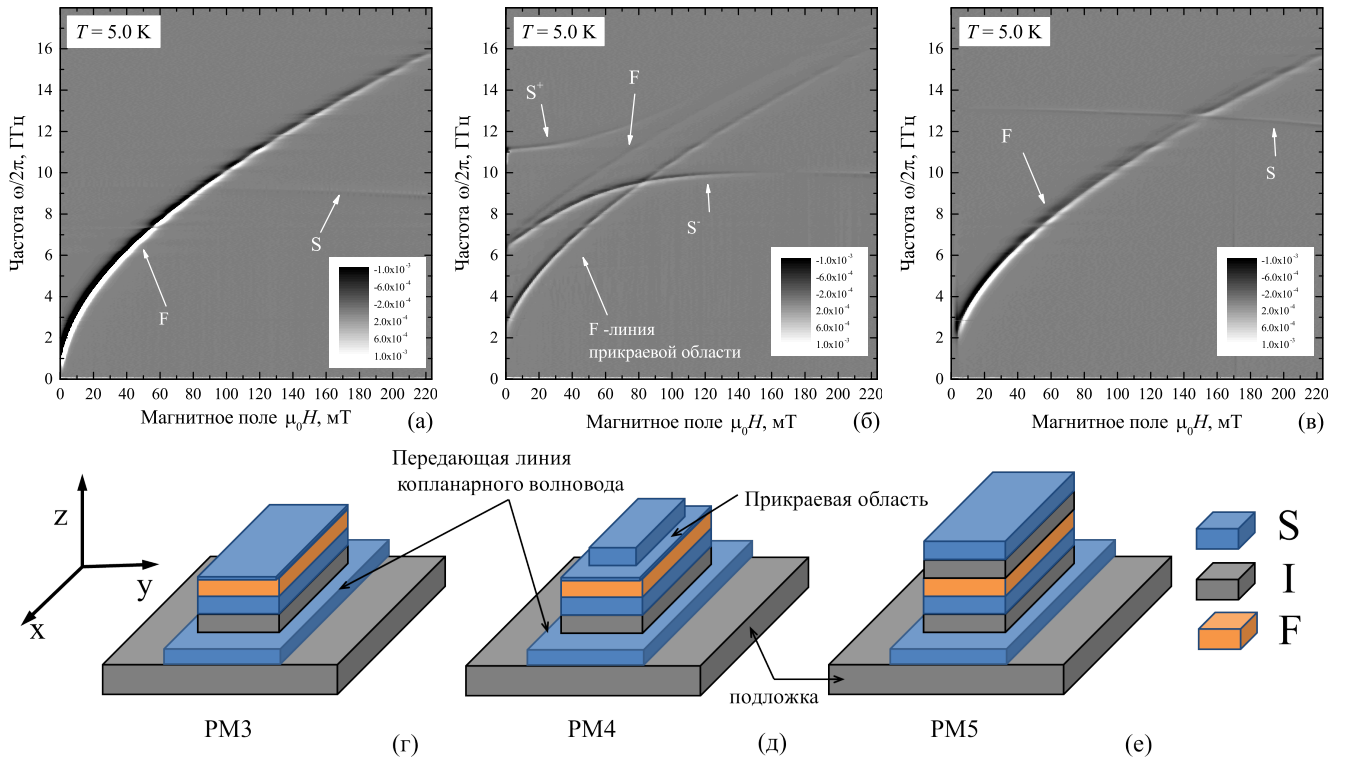


Рис. 4.7. а-в) Спектры передачи $d|S_{21}|(f, H)/dH$ образцов РМ3 (а), РМ4 (б), and РМ5 (в) при $T = 5 \text{ K} < T_c$. (г-е) Схематическое изображение образцов РМ3 (г), РМ4 (д), РМ5 (е).

Понимание микроскопического механизма требует проведения дополнительных исследований. На рисунке 4.7а показан спектр образца РМ3, который состоит из прямоугольников I-S-F-s' с толщинами слоев Si(15 нм)-Nb(110 нм)-Pu(20 нм)-Nb(5 нм), размещенных на передающей линии ниобия толщиной

140 нм (см. Табл. 4.1 и рис. 4.7г). Верхний слой s' (Nb-5 нм) образца РМ3 является несверхпроводящим из-за его малой толщины, ниже длины сверхпроводящей когерентности и лондоновской глубины проникновения, а также из-за ожидаемого действия обратного эффекта близости. По сути, образец РМ3 представляет собой образец РМ2 с удаленным верхним сверхпроводящим слоем. Спектр образца РМ3 состоит из линии ФМР (линия F) и резонансной линии Свихарта (линия S). Линии F и S пересекают друг друга, что указывает на отсутствие связи между ферромагнитной и электромагнитной подсистемами. Кроме того, частота ФМР образца РМ3 не зависит от температуры из-за отсутствия верхнего S-слоя.

На рисунке 4.7б показан спектр для образца РМ4, который состоит из I-S-F- s' -S с толщинами слоев Si(15 нм)-Nb(110 нм)-Pu(20 нм)-Nb(5 нм)-Nb(110 нм) размещенных на передающей линии ниобия толщиной 140 нм (см. Табл. 4.1 и рис. 4.7д). Образец РМ4 изготовлен непосредственно из образца РМ3 путем удаления оксида с поверхности слоя s' и “допыления” верхнего слоя S. Спектр образца РМ4 отличается от спектра образца РМ3 и состоит из четырех спектральных линий. Прежде всего, присутствует антикроссинг (линии S^+ и S^-). Линия F также смещается в сторону более высоких частот (см. рис. 4.7а и 4.7б) за счет восстановления влияния эффекта сверхпроводящей близости в S-F-S структурах. Таким образом, на основе спектров образцов РМ3 и РМ4 можно заключить что оба слоя S подсистемы S-F-S необходимы для реализации фотон-магнонного взаимодействия.

Кроме того, в спектре образца РМ4 присутствует дополнительная линия F. Эта линия появляется вследствие ФМР поглощения краевыми областями S-F- s' образца РМ4, там где слой S не был напылен вследствие технологических ограничений при процедурах литографии и взрыва (см. Рис. 4.7д). Эти краевые области имеют ширину около 5 мкм. Следует обратить внимание на то что формирование спектра антикроссинга в образце РМ4 с краевыми областями указывает на то что краевые эффекты и, в частности, возможные замыкания по

периметру S-F-S не играют никакой роли в формировании фотон-магнонного взаимодействия.

На рисунке 4.7с показан спектр образца РМ5, который состоит из прямоугольных структур I-S-F-I-S с толщинами слоев $\text{AlOx}(15 \text{ нм})\text{-Nb}(110 \text{ нм})\text{-Pu}(20 \text{ нм})\text{-AlOx}(100 \text{ нм})\text{-Nb}(150 \text{ нм})$, размещенных на линии волновода из Nb толщиной 140 нм (см. Табл. 4.1 и рис. 4.7е). Образец РМ5 изготовлен по аналогии с образцами РМ2 и РМ4 но с подавленным электронным взаимодействием на верхнем интерфейсе F-S. Спектр образца РМ5 состоит из линии ФМР (линия F) и резонансной линии Свихарта (линия S); линии F и S пересекаются, что указывая на отсутствие связи между ферромагнитной и электромагнитной подсистемами. Таким образом, на основе спектра образца РМ5 можно заключить что для реализации фотон-магнонного взаимодействия требуется присутствие эффекта сверхпроводящей близости на обоих S-F интерфейсах.

Можно предположить следующий микроскопический механизм взаимодействия фотонов с магнонами. Во-первых, следует отметить, что геометрия исследуемой структуры является тонкопленочной, а наличие фотон-магнонной связи между осцилляторами S-I-S и S-F-S эквивалентно наличию переменных магнитных полей H_y^S , индуцированных микроволновым резонатором в слое F. На этом этапе удобно идентифицировать разные S-слои по отдельности (S_1 обозначает слой ниобия линии волновода, S_2 и S_3 обозначают напыленные слои), как это сделано в Табл. 4.1 и на Рис. 4.8. Рассмотрим отдельно резонатор Свихарта (рис. 4.8а) и выберем начало координат $z = 0$ в середине слоя I. Резонанс стоячей волны Свихарта формируется переменной составляющей электрического поля, которая сфокусирована внутри слоя I, и переменной составляющей магнитного поля, направленного вдоль оси y . Это распределение магнитных полей формируется осциллирующими сверхпроводящими токами J_x^S в слоях S_1 и S_2 , которые направлены вдоль оси x . При этом, суммарный сверхпроводящий ток в слоях S_1 и S_2 равен нулю, и магнитное поле резонансной моды вне резонатора также равно нулю. Следовательно, распределение амплитуд магнитного поля

и плотности тока в резонаторе вдоль оси z может быть найдено с помощью комбинации закона Био-Савара для бесконечных тонких пленок и локального уравнения Лондона [308]: $H_y^S(z) \propto \sinh [-(d_{S1,S2} - z)/\lambda_S]$ (обозначено черными пунктирными кривыми на рис. 4.8), $J_x^S(z) = \text{rotH} \propto \cosh [-(d_{S1,S2} - z)/\lambda_S]$ (обозначено красными стрелками и красными пунктирными кривыми в Рис. 4.8).

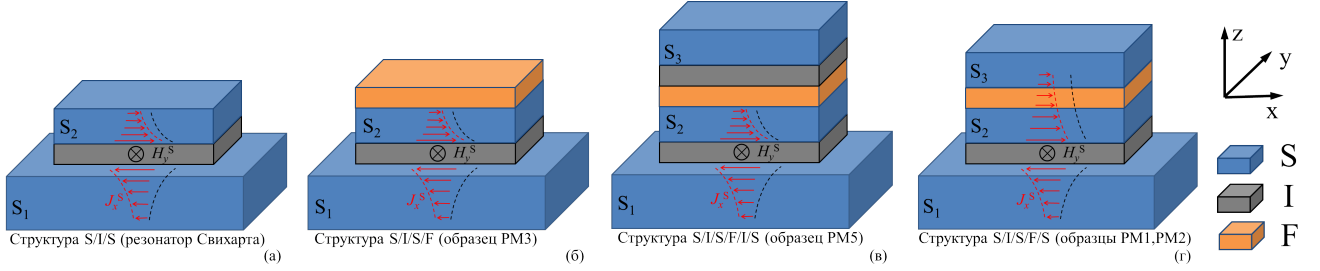


Рис. 4.8. а) Схематическое изображение резонатора Свихарта. б) Схематическое изображение образца РМ3. в) Схематическое изображение образца РМ5. г) Схематическое изображение образцов РМ1, РМ2, и РМ4, спектр которых содержит антикроссинг. Красные стрелки с красными пунктирными линиями иллюстрируют распределение сверхпроводящих токов $J_x^S(z)$, формирующих электромагнитную стоячую волну в сверхпроводящих слоях резонатора Свихарта. Черные пунктирные линии иллюстрируют распределение компоненты магнитного поля $H_y^S(z)$ стоячей электромагнитной волны в сверхпроводящих слоях резонатора Свихарта.

Рассмотренные распределения тока и поля объясняют отсутствие фотон-магнетонного взаимодействия в образце РМ3 (см. Рис. 4.8б), который представлен резонатором Свихарта S_1 -I- S_2 и размещенным сверху слоем F. Вдоль оси z вне резонатора S_1 -I- S_2 магнитное поле резонансной моды $H_y^S = 0$, включая объем слоя F. Следовательно, магнитостатическое взаимодействие между стоячей электромагнитной волной и ферромагнитной средой отсутствует, что и показано на спектре образца РМ3 на рис. 4.7а. Точно такое же объяснение справедливо и для отсутствия связи в образце РМ5 (см. Рис. 4.7в), который состоит из резонатора Свихарта S_1 -I- S_2 и трехслойной структурой F-I- S_3 , размещенной поверх S_2 . Переменное магнитное поле моды резонатора H_y^S распределено внутри подсистемы S_1 -I- S_2 и равно нулю в слое F, как и в верхних слоях I и S_3 . Фактически слой S_3 не играет никакой роли в магнитостатических взаимодействиях из-за

тонкопленочной геометрии системы.

Следовательно, наличие фотон-магнонного взаимодействия между осцилляторами S_1 -I- S_2 и S_2 -F- S_3 в образцах PM1, PM2 и PM4 (рис. 4.8д) эквивалентно наличию ненулевого переменного магнитного поля моды H_y^S в слое F этих образцов. Это означает что сверхпроводящие мейсснеровские токи J_x^S также должны быть распределены в слое S_3 и когерентны с токами в слое S_2 по своей сверхпроводящей фазе и амплитуде. Другими словами, вся трехслойная структура S_2 -F- S_3 действует как объединенный сверхпроводящий слой резонатора Свихарта. Это обстоятельство подводит нас к следующему выводу. Наличие ненулевого поля H_y^S в слое F эквивалентно распределению сверхпроводящих токов J_x^S в S_2 -F- S_3 , как показано на рис. 4.8д. Ферромагнитные слои имеют толщину 35 нм и 20 нм, что намного превышает длину когерентности сверхпроводящей близости синглетных куперовских пар в пермаллое $\xi_F \approx 1$ нм. Это противоречие свидетельствует в пользу того, что сверхпроводящая когерентность в исследуемых S-F-S не может поддерживаться синглетными куперовскими парами и, следовательно, должна иметь спин-триплетное происхождение.

Проверить предложенный механизм фотон-магнонного взаимодействия можно построив аналитическую температурную зависимость силы связи следующим образом. Сила связи зависит от импеданса резонатора следующим образом [50, 416]:

$$g \propto H^S \omega_r^S / \sqrt{Z} \quad (4.5)$$

где H^S - амплитуда переменного магнитного поля, создаваемого микроволновым резонатором в ферромагнетике, ω_r^S - резонансная частота резонатора, Z - импеданс резонатора. Также, силу связи можно выразить через объем моды резонатора [46, 48, 49]

$$g \propto H^S \sqrt{\omega_r^S / V_c^{SM}} \quad (4.6)$$

где V_c^{SM} - объем моды магнитной компоненты резонатора. Параметры Z , ω_r^S и V_c^{SM} можно определить с помощью эффективной сверхпроводящей глубины

проникновения [409] λ_{eff} : $Z \propto 1/f_r^S$, $V_c \propto \lambda_{eff}$, $\omega_r^S \propto 1/\sqrt{\lambda_{eff}}$. Следовательно, $\omega_r^S/\sqrt{Z} \propto f_r^S/V_c^{SM} \propto \lambda_{eff}^{-3/4}$.

На этом этапе в качестве анзаца используется факт того что слой F в трехслойной структуре S₂-F-S₃ является сверхпроводящим (рис. 4.8Г). Предполагается, что слой F не изменяет эффективную глубину проникновения сверхпроводника λ_{eff} , а его толщина достаточно мала чтобы можно было пренебречь изменением H^S внутри слоя F вдоль оси z . Это позволяет определить амплитуду переменного магнитного поля H^S в слое F по отношению к полю в слое I, используя комбинацию закона Био-Савара для бесконечных тонких пленок и лондоновского распределения магнитного поля в сверхпроводнике [308], следующим образом

$$H^S \propto \sinh\left(-\frac{d_{S_2} + d_F/2}{\lambda_{eff}}\right) / \sinh\left(-\frac{d_{S_2} + d_F + d_{S_3}}{\lambda_{eff}}\right) \quad (4.7)$$

В свою очередь, эффективная глубина проникновения сверхпроводника λ_{eff} зависит от толщины всей трехслойной структуры S₂-F-S₃ [409] следующим образом:

$$\lambda_{eff} = \lambda_L \times \coth\left(\frac{d_{S_2} + d_F + d_{S_3}}{\lambda_L}\right) \quad (4.8)$$

где λ_L - лондоновская глубина проникновения, d_{S_2} , d_{S_3} и d_F - толщины слоев S₂, S₃ и F соответственно (см. Табл. 4.1). Лондоновская глубина проникновения λ_L подчиняется известной температурной зависимости

$$\lambda_L(T) = \lambda_0 / \sqrt{1 - (T/T_c)^4} \quad (4.9)$$

где λ_0 - лондоновская глубина проникновения при нулевой температуре.

Комбинируя все выражения, получается следующая модель зависимости силы связи от температуры

$$g(T)/2\pi = \alpha \times \lambda_{eff}(T)^{-3/4} \sinh\left(-\frac{d_{S_2} + d_F/2}{\lambda_{eff}}\right) / \sinh\left(-\frac{d_{S_2} + d_F + d_{S_3}}{\lambda_{eff}}\right) \quad (4.10)$$

где α - свободный подгоночный параметр, а $\lambda_{eff}(T)$ определено в уравнениях 4.8 и 4.9. Важно отметить, что в качестве входных параметров модель со-

держит определяемые величины: толщину сверхпроводящих слоев и сверхпроводящую критическую температуру, а в качестве подгоночного - параметр α и лондоновскую глубину проникновения при нулевой температуре λ_0 .

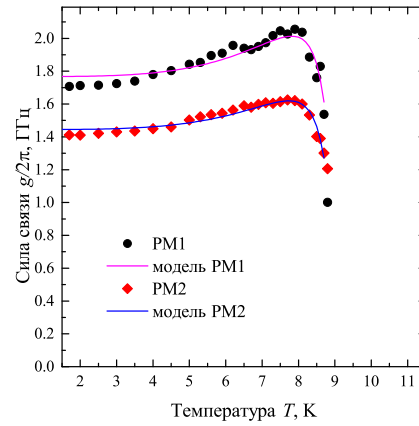


Рис. 4.9. Моделирование зависимостей $g(T)/2\pi$ для образцов PM1 и PM2 с помощью уравнения 4.10. При оптимизации $g(T)/2\pi$ уравнением 4.10 для образца PM1 получены $\lambda_0 = 77.9$ нм и $\alpha = 228.6$ ГГц нм^{3/4}, для образца PM2 $\lambda_0 = 80.0$ нм и $\alpha = 180.0$ ГГц нм^{3/4}.

Моделирование экспериментальных зависимостей $g(T)/2\pi$ с помощью уравнения 4.10 показано на рис. 4.9. В результате оптимизации получены параметры $\lambda_0 = 77.9$ нм для образца PM1 и $\lambda_0 = 80.0$ нм для образца PM2. Совпадение параметров λ_0 для обоих образцов между собой, а также с типичным значением λ_0 для тонких пленок ниобия, подтверждают предложенную аналитическую модель. Согласно модели, увеличение силы связи с ростом температуры при $T < 8$ К происходит за счет увеличения мейсснеровского поля H_y^S в слое F (функция \sinh в уравнении 4.10), а быстрое падение связи при $T > 8$ К происходит из-за одновременного увеличения модового объема резонатора и уменьшения резонансной частоты (функция $\lambda_{eff}^{-3/4}$ в уравнении 4.10).

4.2.4. Возможные механизмы сверхпроводимости в S-F-S структурах

Более ранние исследования [305, 306, 342] показали, что наличие обоих сверхпроводящих слоев и сверхпроводящей близости на обоих интерфейсах S-F трехслойной структуры S-F-S приводит к существенному увеличению частоты

ферромагнитного резонанса. Это явление подтверждается и в настоящем исследовании. В качестве возможной причины этого явления было выдвинуто предположение [305], что в слое F образуется дальнедействующий спин-триплетный спин-поляризованный сверхпроводящий конденсат. Спин-триплетные куперовские пары оказывают дополнительный крутящий момент на намагниченность пермаллоя посредством механизма передачи крутящего момента (spin-transfer torque), что и приводит к увеличению частоты ФМР. Также, влияние сверхпроводящего триплетного упорядочения на магнитную анизотропию в S/F структурах было недавно рассмотрено в работах [318, 319]. Результаты этого раздела свидетельствуют о наличии сверхпроводящего тока в слое F в точно таких же условиях. Большая толщина рассматриваемых пленок F 20 нм и 35 нм по сравнению с длиной спин-синглетной когерентности $\xi_F \approx 1$ нм [311] указывает на спин-триплетное происхождение обнаруженной сверхпроводящей когерентности. Таким образом, ряд различных исследований указывает на возникновение спин-триплетной сверхпроводимости в слое F трехслойной структуры S-F-S.

В общем, известны только два механизма образования спин-триплетной сверхпроводимости в трехслойных S-F-S структурах. Первый механизм требует наличия сильной спин-орбитальной связи на S-F интерфейсах [417], и, как правило, подразумевает наличие тяжелого металла, что вряд ли может иметь отношение к текущему исследованию. Второй механизм требует наличия неколлинеарных ферромагнитных неоднородностей F' на обеих границах раздела S-F, т.е. так называемой спин-триплетной генераторной структуры S-F'FF'-S [417–421]. В качестве гипотезы можно предположить что второй механизм имеет место в исследуемых структурах S-F-S вследствие резонансной прецессии магнитного момента следующим образом. Вблизи S-F интерфейсов ферромагнитное состояние отличается от объемного. Изменения обычно связано с дополнительными поверхностными анизотропиями, вызванными поверхностными напряжениями и элементарным составом на границе S-F, с увеличенным затуханием Гилберта из-за шероховатости интерфейса, и с отличающимися полями размагничивания

по сравнению с основной частью пленки. При ФМР любой из этих эффектов приводит к уменьшению амплитуды прецессии намагниченности для спинов на границе по сравнению с объемом, т.е. к формированию динамической спин-триплетной генераторной структуры.

4.2.5. Выводы

Таким образом, в этом разделе продемонстрирована новая платформа для реализации сверхсильного фотон-магнонного взаимодействия в тонкопленочных гетероструктурах на чипе между электромагнитным резонатором S-I-S и ферромагнитным резонатором S-F-S. Высокие характеристики связи достигаются за счет подавления фазовой скорости в электромагнитной подсистеме. Путь к дальнейшему увеличению связи достаточно очевиден. Можно рассмотреть микроволновые резонаторы с еще меньшей фазовой скоростью, которые изготовлены с использованием сверхпроводящих материалов с более высоким значением λ_L и диэлектрических материалов с более высоким значением ϵ . Применение магнитных материалов с меньшими потерями, в том числе ЖИГ или $\text{Co}_{0.25}\text{Fe}_{0.75}$, будут способствовать улучшению кооперативности. Также, для увеличения связи можно рассмотреть оптимизацию геометрии структуры на основании уравнения 4.10, что будет сделано в следующем разделе.

Микроскопический механизм взаимодействия может свидетельствовать о возникновении сверхпроводимости в трехслойных структурах S-F-S в условиях резонансной прецессии магнитного момента. Толщина ферромагнитных слоев указывает на спин-триплетный механизм сверхпроводимости.

4.3. Сверхсильное фотон-магнонное взаимодействие в тонкопленочной структуре S-I-F-S

В данном разделе продемонстрировано сверхсильное фотон-магнонное взаимодействие в тонкопленочных гибридных структурах с силой связи, превыша-

ющей $g/2\pi \gtrsim 6$ ГГц, коэффициентом связи $g/\omega \approx 0.6$, силой односпиновой связи $g_s \approx 350$ Гц и кооперативностью около 10^4 . При достигнутом коэффициенте связи $g/\omega \approx 0.6 \sim 1$ система приближается к режиму “глубокого” сильного взаимодействия. Установлено, что в этом режиме связи модель Дике неприменима, а также что сверхизлучательный фазовый переход не происходит. Результаты исследований однозначно свидетельствуют о вкладе диамагнитного слагаемого A^2 в гамильтониан системы, который удовлетворяет правилу сумм Томаса-Райхе-Куна. Вклад слагаемого A^2 подтверждает применимость наиболее общей модели Хопфилда взаимодействия излучения с веществом [398, 401, 403, 422] и свидетельствует о наблюдении составной квазичастицы - плазмон-магнон-поляритон.

4.3.1. Описание эксперимента

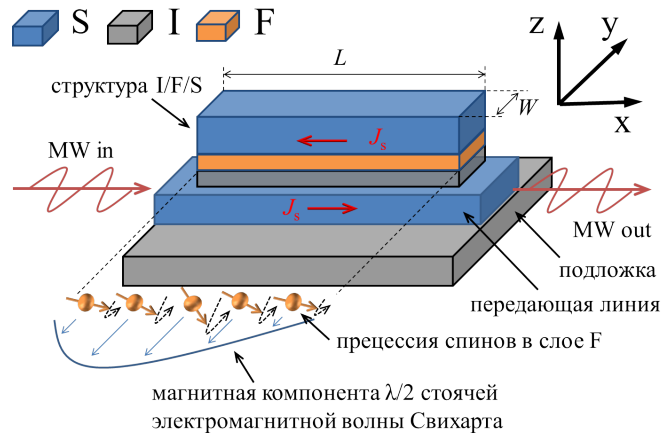


Рис. 4.10. Схематическое изображение исследуемого образца. Серия прямоугольных тонкопленочных структур I-F-S длиной $L = 1.1$ мм и шириной $W = 130$ мкм размещена непосредственно на передающей линии сверхпроводящего (S) копланарного волновода. Магнитное поле H приложено в плоскости вдоль оси x . Стрелки с обозначениями MW in/out иллюстрируют микроволновую передачу.

Схематическое изображение исследуемой гибридной системы показано на рис. 4.10. Как и в предыдущем разделе, система состоит из сверхпроводящего (S) копланарного волновода и серии многослойных прямоугольных тонкопленочных структур I-F-S.

ночных гетероструктур изолятор-ферромагнетик-сверхпроводник (I-F-S), размещенных непосредственно на линии передачи. Волновод изготовлен из сверхпроводящей пленки ниобия ($S = \text{Nb}$) толщиной 300 нм, на подложке Si/SiO_x с использованием методов магнетронного напыления Nb, оптической литографии и плазмохимического травления; волновод имеет импеданс 50 Ом и размеры зазор-линия-зазор 82-150-82 мкм. Многослойные тонкопленочные структуры I-F-S с размерами $L \times W = 1100 \times 130$ мкм изготовлены из сверхпроводящего ниобия ($S = \text{Nb}$), ферромагнитного пермаллоя ($F = \text{Py} = \text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$) и диэлектрического ($I = \text{AlO}_x$) слоев с использованием оптической литографии, магнетронного напыления и метода взрыва. Толщины d слоев составляют $d_I = 13$ нм, $d_F = 25$ нм, $d_S = 230$ нм. Напыление слоев структуры проведено в одном вакуумном цикле. Для усиления общего микроволнового отклика волновод структурирован в виде меандра, а многослойные гетероструктуры расположены последовательно в виде серии из 40 идентичных структур.

Как показано в предыдущем разделе систему следует рассматривать как комбинацию двух взаимодействующих подсистем. Первая подсистема - это электромагнитный резонатор, который образован двумя сверхпроводящими слоями, разделенными диэлектриком. В электромагнитном резонаторе фазовая скорость Свихарта описывается выражением 4.1 [407]

$\bar{c} = c_0 \sqrt{d_I / \varepsilon_I (2\lambda_L + d_I + d_F)}$, где c_0 - скорость света, $d_{I(F)}$ - толщины изолирующего (ферромагнитного) слоя, ε_I - диэлектрическая проницаемость слоя I, а λ_L - лондоновская глубина проникновения слоев S. Учитывая $\varepsilon_I \approx 10$ для Si и $\lambda_L \approx 80$ нм в Nb, полученная фазовая скорость в электромагнитном резонаторе $\bar{c} \approx 0.007c_0$ соответствует резонансной частоте Свихарта $\bar{c}/2L \approx 9.7$ ГГц для полуволнового резонатора. Вторая подсистема - это обычная ферромагнитная пленка пермаллоя, помещенная внутри микроволнового резонатора. Принципиальное отличие исследуемого образца от образцов, рассмотренных в предыдущем разделе, заключается в отсутствии промежуточного слоя S, что в соответствии с уравнением 4.10 должно привести к примерно трехкратному повыше-

НИЮ СИЛЫ СВЯЗИ.

4.3.2. Демонстрация сверхсильного фотон-магнетонного взаимодействия в структурах S-I-F-S

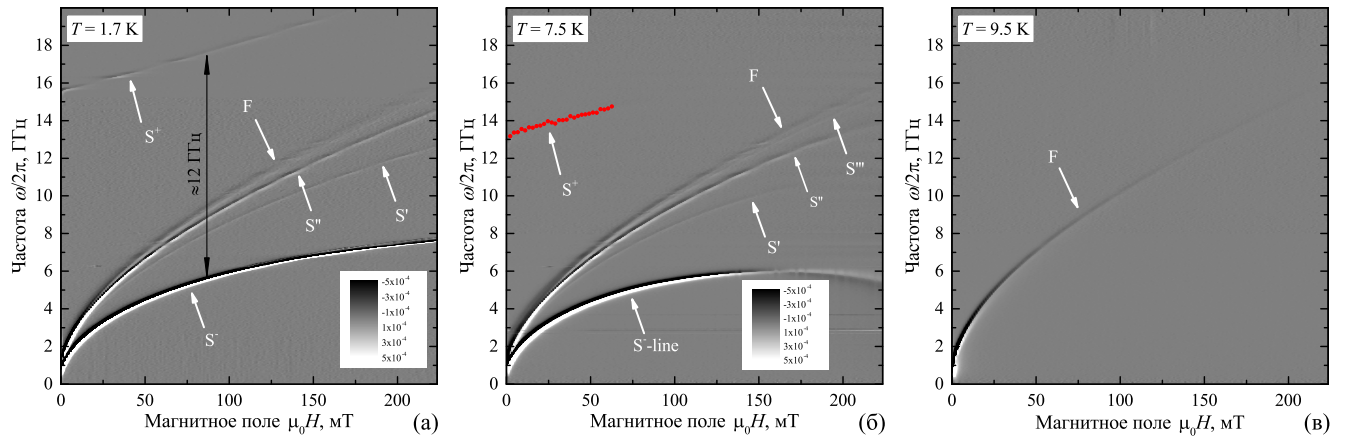


Рис. 4.11. Спектры передачи $d|S_{21}|(f, H)/dH$, полученные при различных температурах ниже (а,б) и выше (в) температуры сверхпроводящего перехода ниобия. Температуры указаны на спектрах. Черная стрелка на (а) иллюстрирует расщепление уровней около 12 ГГц. Красным на (б) выделена резонансная линия S^+ .

На рисунке 4.11 показаны спектры микроволновой передачи исследуемого образца при температурах выше и ниже сверхпроводящей критической температуры Nb. При $T < T_c$ (рис. 4.11а,б) спектр состоит из пяти и более резонансных линий, которые можно идентифицировать следующим образом (см предыдущий раздел и [411]): (i) линии S^+ и S^- - антикроссинг, который свидетельствует о когерентном взаимодействии между электромагнитным резонатором Свихарта и ферромагнитным слоем; (ii) линия F соответствует ФМР поглощению краевыми участками прямоугольника из пермаллоя; (iii) дополнительные линии S' и S'' (и S''' на рис. 4.11б) являются следами взаимодействия мод более высокого порядка и будут обсуждаться ниже. О сверхсильном взаимодействии между электромагнитным и ферромагнитным резонаторами свидетельствует большое расщепление линий S^+ и S^- , превышающим 10 ГГц по сравнению с оценочной резонансной частотой Свихарта 9.7 ГГц. Режим сверхсильного взаимодействия

достигается за счет (i) уменьшенного магнитного объема V_m электромагнитного резонатора Свихарта $g \propto 1/\sqrt{V_m}$ [46, 48–50, 411] вследствие подавления скорости распространения электромагнитных волн \bar{c} , и благодаря (ii) максимизации амплитуды микроволнового магнитного поля в слое F в соответствии с уравнением 4.10. При $T > T_c$ (рис. 4.11в) все спектральные линии, кроме линии F, исчезают, а положение линии F остается неизменным.

По отдельности электромагнитный и ферромагнитный резонаторы подчиняются известным зависимостям от магнитного поля. Линия F следует формуле Киттеля для тонких пленок, намагниченных вдоль плоскости (уравнение 2.1). Моделирование линии F с помощью уравнения 2.1 при различных температурах дает типичные для пермаллоя магнитные параметры: поле анизотропии $\mu_0 H_a \approx 0.7$ мТ, эффективная намагниченность $\mu_0 M_{eff} \approx 1.05$ Т. Зависимость этих параметров от температуры отсутствует. Электромагнитный резонанс Свихарта ω_r^S подчиняется зависимости от магнитного поля уравнения 4.2, которое может быть упрощено для случая когда $\lambda_L \ll d_S$ следующим образом:

$$\omega_r^S(H) = \omega_r^{S0} / \sqrt{1 + \alpha H^2}, \quad (4.11)$$

где α - свободный параметр, ω_r^{S0} - резонансная частота Свихарта в нулевом поле ($\omega_r^{S0}/2\pi \approx 9.7$ ГГц).

4.3.3. Определение квантово-механической модели фотон-магнонного взаимодействия

Для моделирования резонансных линий и количественного описания системы требуется установление модели взаимодействия. Гамильтониан \hat{H} любой поляритонной системы состоит из трех слагаемых:

$$\hat{H} = \hat{H}_p + \hat{H}_m + \hat{H}_I \quad (4.12)$$

где $\hat{H}_p \approx \omega_p \hat{a}^\dagger \hat{a}$ - гамильтониан фотонной подсистемы, $\omega_p = \omega_r^S$ - собственные частоты фотонной подсистемы, \hat{a}^\dagger (\hat{a}) - операторы рождения (уничтожения)

фотонов; $\hat{H}_m \approx \omega_m \hat{b}^\dagger \hat{b}$ - гамильтониан магнонной подсистемы, $\omega_m = \omega_r^F$ - собственные частоты магнонной подсистемы, \hat{b}^\dagger (\hat{b}) - операторы рождения (уничтожения) магнонов; и \hat{H}_I - слагаемое, описывающее взаимодействие между подсистемами.

В общем случае взаимодействие в бозонных системах можно представить в виде взаимодействия гармонических осцилляторов [392, 423] $\hat{H}_I = g(\hat{a}^\dagger + \hat{a})(\hat{b}^\dagger + \hat{b})$ (см. Приложение 1). С указанной формой слагаемого взаимодействия \hat{H}_I и с силой связи в виде $g = g_s \sqrt{N}$ [46–48, 390, 423] уравнение 4.12 составляет гамильтониан Дике. В случае если $g/\omega_p < 0.1$ слагаемое взаимодействия можно упростить до $\hat{H}_I = g(\hat{a}^\dagger \hat{b} + \hat{b}^\dagger \hat{a})$ [46–48] с помощью приближения вращающейся волны. При этом, модель Дике упрощается до модели Тевиса-Каммингса (Tavis-Cummings model) [398]. Резонансные частоты гибридной системы могут быть получены из гамильтониана в уравнении 4.12 с помощью преобразования Хопфилда-Боголюбова [422] (см. Приложение 1).

Однако, спектральные линии на рис. 4.11а,б не могут быть моделированы с помощью модели Дике. При оценочной силе связи $2g/2\pi \approx 12$ ГГц (см. рис. 4.11а) и расчетной резонансной частоте Свихарта $\omega_r^{S0}/2\pi \approx 9.7$ ГГц коэффициент связи явно превышает 0.5. При $g/\omega > 0.5$ собственные частоты поляритонов в модели Дике становятся комплексными, что означает сверхизлучательный фазовый переход [410, 423, 424]. При взаимодействии излучения с веществом в сверхизлучательном состоянии применима другая модель взаимодействия [425, 426]. При классическом сверхизлучательном фазовом переходе, происходящем при конечной температуре, в системе наблюдается спонтанная поляризация спинов и спонтанное когерентное электромагнитное поле [427]. При квантовом фазовом переходе при нулевой температуре вакуум (основное состояние) системы резонаторов дважды вырожден. Линейную суперпозицию этих двух вырожденных основных состояний можно рассматривать как коллективный кубит, характеризующийся сильной запутанностью излучения и вещества (поле резонатора находится в когерентном состоянии, часть материи

находится в “ ферромагнитной ” фазе) [424].

Гипотетически, наличие сверхизлучательного фазового перехода можно проверить, наблюдая так называемые “мягкие моды”, когда коэффициент связи g/ω показывает зависимость от некоторого внешнего параметра и пересекает точку перехода $g/\omega = 0.5$. В этом случае частота низкочастотной поляритонной моды аномально спадает при достижении точки перехода, а затем увеличивается уже для другой сверхизлучательной фазы [410, 425, 426]. Однако в этой работе коэффициент связи g/ω не демонстрирует необходимой перестраиваемости. Тем не менее, большой коэффициент связи позволяет определить модель системы, рассмотрев последовательно несколько отдельных сценариев.

Во первых, можно предположить что сверхизлучательный фазовый переход произошел. Сверхизлучательный фазовый переход можно представить в виде смещения бозонных моды [425, 426] $\hat{a}^\dagger \rightarrow \hat{c}^\dagger + \sqrt{\alpha}$ and $\hat{b}^\dagger \rightarrow \hat{d}^\dagger - \sqrt{\beta}$, что приводит к изменению гамильтониана системы и выражения для дисперсии (см. приложение 1, уравнения A.17 и A.18). Моделирование спектральных линий рис. 4.11а с помощью модели Дике в случае сверхизлучательной фазы показано на рис. 4.12а. В результате моделирования получены следующие параметры системы $\mu_0 H_{eff} = 0.7$ мТ, $\omega_r^{S0} = 15.18$ GHz, $\alpha = 11.18$ T⁻², $g/2\pi = 6.84$ GHz, $\tilde{g} = 1.12$. Неудовлетворительное совпадение модельных и экспериментальных спектральных линий на рис. 4.12а свидетельствует о неприменимости модели Дике в случае сверхизлучательной фазы.

Неприменимость модели можно дополнительно подтвердить рассмотрев линии S' и S'' (рис. 4.11а и рис. 4.12б). В случае достаточно сильной связи спектр может включать дополнительные линии в диапазоне между линиями антикроссинга, которые появляются в результате гибридизации фотонных или магнетонных мод более высокого порядка [48, 392, 413]. В данном случае ожидается, что линии S' и S'' свидетельствуют взаимодействие магнетонных мод с фотонными модами более высокого порядка. Последние представляют собой резонансы стоячей волны Свихарта с длиной волны $\lambda_p = 2L/n$, где $n \geq 2$ - целое число. Важно

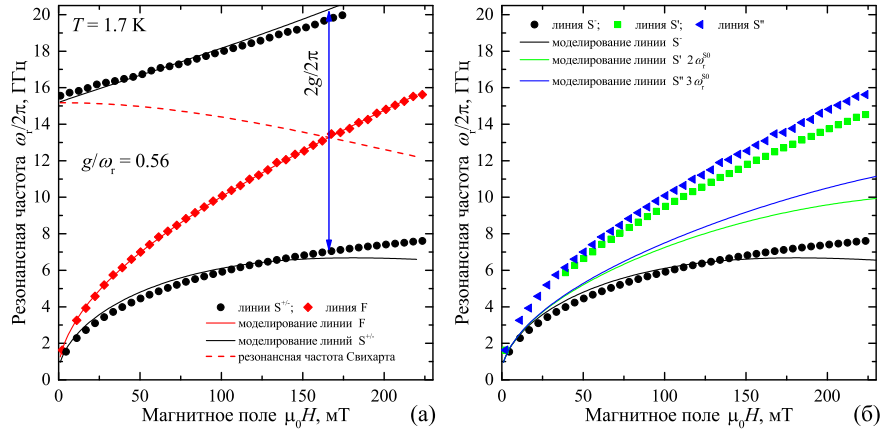


Рис. 4.12. Моделирование спектральных линий образца при $T = 2$ К (см. рис. 4.11а) с помощью уравнений 2.1, 4.11 и выражения дисперсии для случая сверхизлучательной фазы (уравнение A.18 в приложении 1) Экспериментальные линии F, S^{\pm} показаны красными и черными символами. Пунктирная красная кривая показывает $\omega_r^S(H)$ (уравнение 4.11). Синие и зеленые символы на (б) показывают экспериментальные линии S' и S'' . Синие и зеленые кривые получаются как S^- в уравнении A.18 приложения 1, когда ω_r^{S0} в уравнении 4.11 заменяется на $2\omega_r^{S0}$ и $3\omega_r^{S0}$, соответственно.

отметить, что, поскольку для фоновых мод более высокого порядка сохраняется геометрия тонкой пленки, сохраняется и сила односпиновой связи g_s [411]. Поэтому ожидается, что сила связи g останется неизменной в случае, если моды фотонов более высокого порядка связаны с модами магнонов с той же длиной волны $\lambda_m = \lambda_p$ и геометрией обратных объемных волн. В случае стоячих магнитостатических волн в геометрии обратных объемных волн частота их резонанса не отличается от частоты ФМР ω_r^F из-за большой длины волны по сравнению с толщиной ферромагнитной пленки $d_F/\lambda_m \ll 1$ (см. уравнение 2.3). Зеленая и синяя линии на рис. 4.12б показывают модельные зависимости резонансной частоты ω^- (уравнение A.18 в приложении 1), когда ω_r^{S0} в уравнении 4.11 заменяется на $n\omega_r^{S0}$ для $n = 2$ и $n = 3$, в то время как остальные параметры в уравнениях 2.1, 4.11 и сила связи g не изменился. Отсутствие совпадения экспериментальных линий S' и S'' с модельными подтверждает неприменимость модели Дике и сверхизлучательной фазы для описания эксперимента.

В качестве альтернативы, модель Дике может быть применена для опи-

сания экспериментальных резонансных линий в случае если линия F не соответствует собственным частотам ферромагнитного резонатора, который связан с резонатором Свихарта, либо в случае если собственные частоты резонатора Свихарта занижены, т.е. если оценка коэффициента связи неверна. Действительно, заниженное значение d_I или завышенное значение ε_I приведет к более высокому значению ω_r^{S0} . Также целый ряд физических эффектов может привести к увеличению частоты ФМР. Ниже рассмотрено несколько групп таких эффектов.

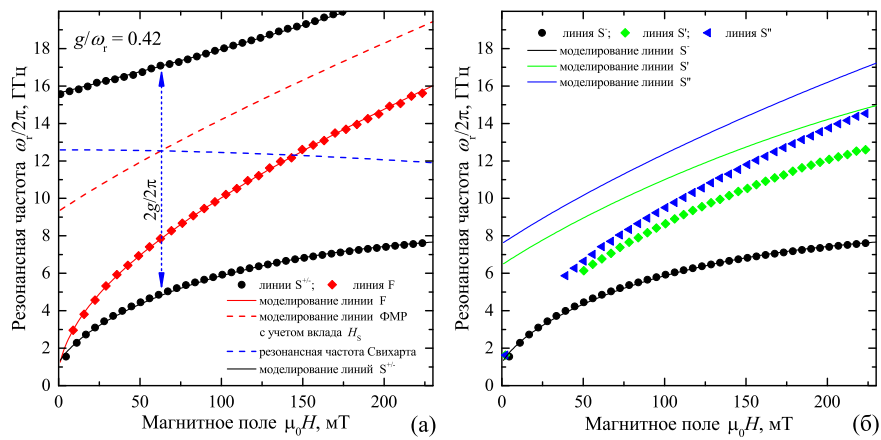


Рис. 4.13. Моделирование спектральных линий образца при $T = 2$ К (см. рис. 4.11а) с помощью уравнений 2.1, 4.11 и выражения дисперсии для модели Дике (уравнение A.14 в приложении 1) Экспериментальные линии F, S^{\pm} показаны красными и черными символами. Пунктирная красная кривая показывает $\omega_r^S(H)$ (уравнение 4.11). Синие и зеленые символы на (б) показывают экспериментальные линии S' и S'' . Синие и зеленые кривые получаются как S^- в уравнении A.14 приложения 1, когда ω_r^{S0} в уравнении 4.11 заменяется на $2\omega_r^{S0}$ и $3\omega_r^{S0}$, соответственно.

Первая большая группа объединяет эффекты, которые могут привести к увеличению H_{eff} в уравнении 2.1. Можно предположить, что влияние сверхпроводящей подсистемы приводит к появлению дополнительного эффективного поля H_S , со-направленного с внешним полем H : $H_{eff} = H + H_a + H_S$. На рисунке 4.13а показано моделирование линий F и S^{\pm} с помощью дисперсии для модели Дике (уравнение A.14 в приложении 1) и уравнений 2.1, 4.11 с использованием H_a и M_{eff} в качестве фиксированных параметров и H_S , ω_r^{S0} , α и g

в качестве подгоночных параметров. Оптимизация дает следующие параметры системы $\mu_0 H_S = 82$ мТ, $\omega_r^{S0} = 12.59$ ГГц и $\alpha = 2.25$ Т⁻², $g/2\pi = 5.35$ ГГц. В этом случае коэффициент связи составляет $g/\omega_r^{S0} = 0.42 < 0.5$, и сверхизлучательный фазовый переход не подразумевается.

Простейшим сверхпроводящим явлением, которое может приводить к увеличению частоты ФМР через H_S , является эффект Мейсснера. Экранирующие токи Мейсснера индуцируют магнитостатические поля вне сверхпроводника, сонаправленные с внешним полем (так называемый эффект линзирования), что способствует увеличению частоты ФМР (см., например, [307]). Однако в геометрии тонкой пленки и в поле, направленном вдоль плоскости пленки, мейсснеровские поля H_S пренебрежимо малы из-за бесконечно малого размагничивающего фактора тонких пленок.

Другим сверхпроводящим явлением, которое может приводить к увеличению частоты ФМР, является электромагнитный эффект близости [309, 310]. Электромагнитный эффект близости подразумевает присутствие сверхпроводимости в ферромагнитном слое и индукцию экранирующих токов в качестве сверхпроводящего отклика на магнитный поток наведенный магнитным моментом, а не на магнитным полем. В этом случае поле H_S , индуцированное электромагнитным эффектом близости, также входит в уравнение 2.1 через H_{eff} . Хотя, как правило, эффект электромагнитной близости является диамагнитным и индуцирует магнитное поле, которое противодействует намагничиванию (т.е. ожидается, что H_S будет отрицательным), при определенных толщинах слоя F может иметь место так называемый парамагнитный электромагнитный эффект близости, который индуцирует положительное поле H_S . Однако возможность влияния электромагнитного эффекта близости представляется маловероятной из-за несовместимости типичных масштабов длины сверхпроводящей когерентности в пермаллое порядка 1 нм с толщиной ферромагнитного слоя $d_F = 25$ нм.

Гипотетически, в динамику магнитного момента возможен вклад спин-обратного эффекта близости или так называемого спинового экранирования

[312, 313]. Механизм спинового экранирования подразумевает накопление спинов в сверхпроводящем слое толщиной порядка длины когерентности (около 1 нм в FeNi) вблизи границы интерфейса сверхпроводник-ферромагнетик с поляризацией, противоположной намагниченности в слое F. Такая поляризация может создавать магнитостатические H_S аналогично эффекту линзирования, либо индуцировать эффективное поле через обменное взаимодействие [428], которое также войдет в уравнение 2.1 через H_S .

Увеличение частоты ФМР также возможно за счет возбуждения перпендикулярных стоячих волн [4, 5]. Появление стоячих волн возможно вследствие пиннинга (частичного пиннинга) спинов на границе сверхпроводник-ферромагнетик, за счет обратного эффекта близости [312, 313], либо за счет несимметричного распределения микроволновых полей по толщине ферромагнитной пленки [429], а также вследствие состава интерфейса. В этом случае обменное поле входит в уравнение 2.1 через $H_S = 2A_{ex}/\mu_0 M_s \times k^2$, где $A_{ex} = 1.2 \times 10^{-11}$ Дж/м - константа обменного взаимодействия пермаллоя, $M_s \approx M_{eff}$ - намагниченность насыщения, k - длина перпендикулярной спиновой волны.

Последние два сценария можно опровергнуть путем анализа спектральных линии более высокого порядка (линии S' и S'', рис. 4.11а,б и 4.13б). Зеленая и синяя сплошные линии на рис. 4.13б показывают частоты ω^- (уравнение A.14 в приложении 1), когда ω_r^{S0} в уравнении 4.11 заменяется на $n\omega_r^{S0}$ для $n = 2$ и $n = 3$, а остальные параметры в уравнениях 2.1, 4.11 и сила связи g не меняются. Отсутствие совпадения экспериментальных линий S' и S'' с модельными кривыми свидетельствует о несостоятельности гипотезы об увеличении ФМР частоты за счет дополнительного сверхпроводящего эффективного поля H_S .

Другая группа включает эффекты, которые отражаются в более сложных изменениях зависимости собственной частоты от магнитного поля (уравнение 2.1). Например, гипотетически, эффект близости, описанный предыдущей главе, приводит к изменениям в ω_r^F за счет вклада в H_S и уменьшения M_{eff} . Тем не менее, показано, что эффект близости наблюдается только в трехслойных

структурах S-F-S, а значит не относится к данному случаю. Также, гипотетически, возбуждение стоячих магнитостатических спиновых волн в структурах S-F или S-F-S с волновым вектором $k_m = 2\pi/\lambda_m$, направленным в плоскости пленки, могут способствовать увеличению ФМР частоты [152, 341]. Однако, как было отмечено ранее, большая длина волны по сравнению с толщиной слоя F (малые параметры $k_m d_F \propto d_F/L \ll 1$ и $k_m d_F \propto d_F/W \ll 1$ приводит к отсутствию разности частот между модой Киттеля и стоячими магнитостатическими спиновыми волнами.

Подводя итог, можно исключить из рассмотрения механизм, который приводит к увеличению резонансных частот ω_r^F , что требуется для применимости модели Дике, не подверженной сверхизлучательному фазовому переходу. Таким образом можно заключить, что модель Дике неприменима для описания изучаемой структуры как в случае нормальной, так и в случае сверхизлучательной фаз.

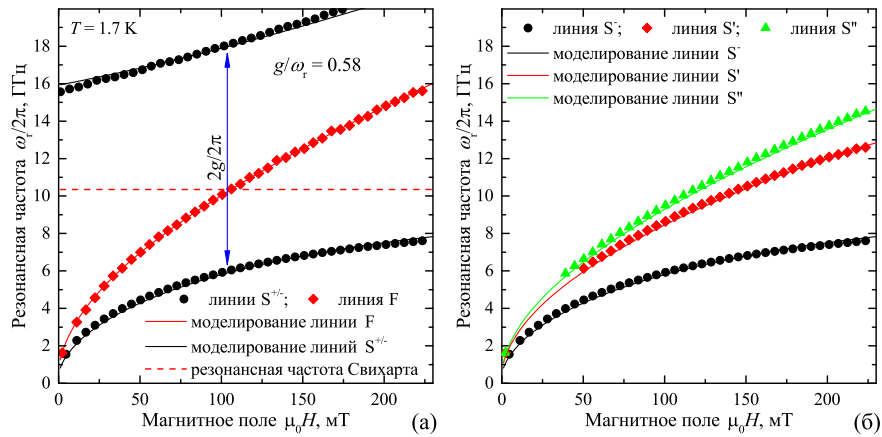


Рис. 4.14. Моделирование спектральных линий при $T = 1.7$ К с помощью уравнений 2.1, 4.11 и 4.14. Экспериментальные линии F, $S^{+/-}$ показаны красными и черными символами. Моделирование линий S^+ и S^- с уравнениями 2.1, 4.11 и 4.14 дает $\omega_r^{S^0}/2\pi = 10.35$ ГГц, параметр $\alpha \sim 10^{-14}$ Т $^{-2}$ и $g/2\pi = 6.04$ ГГц. Пунктирная красная кривая показывает $\omega_r^S(H)$ (уравнение 4.11). Синие и зеленые символы (б) показывают экспериментальные линии S' и S'' . Синие и зеленые кривые получаются как S^- в уравнении 4.14, когда $\omega_r^{S^0}$ в уравнении 4.11 заменяется на $2\omega_r^{S^0}$ и $3\omega_r^{S^0}$, соответственно.

В случае взаимодействия электромагнитных осцилляторов для модели их

взаимодействия существует принципиальное отличие. Как было показано, гибридные системы на основе объемных резонаторов защищены от сверхизлучательного фазового перехода за счет дополнительного слагаемого взаимодействия [398, 410], известного как диамагнитное слагаемое $\propto A^2$, где $\hat{A} \propto (\hat{a}^\dagger + \hat{a})$ - векторный потенциал. Однако следует отметить, что до сих пор слагаемое A^2 рассматривалось только для систем, взаимодействующих электростатически [401, 403, 410, 422]. В этом случае слагаемое взаимодействия \hat{H}_I Гамильтониана системы 4.12 имеет вид

$$\hat{H}_I = g \sqrt{\frac{\omega_m}{\omega_p}} (\hat{a}^\dagger + \hat{a})(\hat{b}^\dagger + \hat{b}) + D(\hat{a}^\dagger + \hat{a})^2 \quad (4.13)$$

где D - диамагнитный коэффициент. В случае, когда взаимодействие излучения с веществом реализовано исключительно дипольными взаимодействиями, коэффициент диамагнитной связи выражается с помощью правила сумм Томаса-Райхе-Куна $D = g^2/\omega_m$ [398]. Диагонализация гамильтониана в уравнении 4.12 со слагаемым взаимодействия в уравнении 4.13 приводит к следующему биквадратному уравнению для частот спектральных линий

$$\omega^{\pm 4} - \omega^{\pm 2} (\omega_p^2 + \omega_m^2 + 4g^2) + \omega_p^2 \omega_m^2 = 0. \quad (4.14)$$

Результат моделирования спектральных линий F и S $^\pm$ (рис. 4.11а) с помощью уравнений 2.1, 4.11 и 4.14 показан на рис. 4.14а. В результате моделирования получены резонансная частота Свихарта в нулевом поле $\omega_r^{S0}/2\pi = 10.35$ ГГц и сила связи $g/2\pi = 6.04$ ГГц. Применимость модели Хопфилда может подтверждаться при анализе линий S' и S''. Зеленая и синяя сплошные линии на рис. 4.14б показывают модельные зависимости $\omega^-(H)$ из уравнения 4.14, полученные когда ω_r^{S0} в уравнении 4.11 заменяется на $n\omega_r^{S0}$ для $n = 2$ и $n = 3$, а остальные параметры в уравнениях 2.1, 4.11 и 4.14 не изменился. Совпадение модельных линий с экспериментальными S' и S'' подтверждает применимость модели Хопфилда со слагаемым взаимодействия 4.13. Кроме того, это объясняет, почему интенсивность линии S'' на рис. 4.11а существенно выше интенсивно-

сти линии S' : линия S'' формируется при взаимодействии четной электромагнитной моды $2\lambda/2$, которая значительно слабее связана с внешним микроволновым полем по сравнению с нечетной $3\lambda/2$ модой, представленной линией S' .

4.3.4. Параметры фотон-магнонного взаимодействия

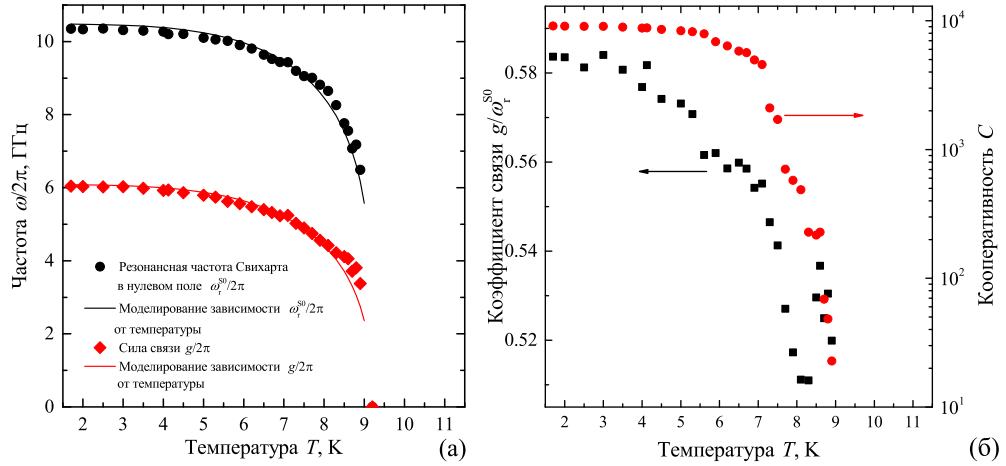


Рис. 4.15. а) Зависимости силы связи от температуры $g(T)/2\pi$ и резонансной частоты Свихарта от температуры $\omega_r^{S0}(T)/2\pi$. Сплошные линии на (а) показывают моделирование температурных зависимостей аналитическими выражениями с оптимизированными параметрами $g_0/2\pi = 6.1$ ГГц и $\omega_r^{S0}(0)/2\pi = 10.48$ ГГц. б) Зависимость коэффициента связи $g/\omega_r^{S0}(T)$ и кооперативности $C(T)$ от температуры.

После установления модели взаимодействия проведены измерения и моделирование спектров образца для диапазона температур от 1.7 К до 11 К. На рисунке 4.15а показана температурная зависимость силы связи $g(T)/2\pi$. Аналитическое выражение $g(T) = g_0(1 - (T/T_c)^4)^{3/8}$ может быть получено из уравнения 4.10 для случая отсутствия промежуточного слоя S (функция $\lambda_{eff}^{-3/4}$ в уравнении 4.10). Моделирование $g(T)$ аналитическим выражением дает максимальную силу связи $g_0/2\pi = 6.08$ ГГц при нулевой температуре. Сила связи при нулевой температуре g_0 соответствует односпиновой связи [46–48, 390, 423] $g_s/2\pi = g/2\pi/\sqrt{N} \approx 350$ Гц, где $N = 3.1 \times 10^{14}$ - количество спинов в системе. В настоящее время это самое высокое значение односпиновой связи, о котором когда-либо сообщалось.

Также, на рис. 4.15а показана температурная зависимость резонансной частоты Свихарта в нулевом поле $\omega_r^{S^0}(T)/2\pi$. Моделирование $\omega_r^{S^0}(T)$ с помощью аналитического выражения $\omega_r^{S^0}(T) = \omega_r^{S^0}(0)(1 - (T/T_c)^4)^{1/4}$ ($\omega_r^{S^0}(T) \propto 1/\sqrt{\lambda_{eff}(T)}$) дает $\omega_r^{S^0}(0)/2\pi = 10.48$ ГГц.

На рисунке 4.15б показана зависимость коэффициента связи $g/\omega_r^{S^0}$ от температуры. Он показывает, что $g/\omega_r^{S^0}$ остается выше 0.5 во всем диапазоне температур и достигает 0.58 при $T \rightarrow 0$, что на данный момент является самым высоким коэффициентом связи из когда-либо полученных.

Другой важной характеристикой является кооперативность [46, 49] $C = g^2/\Delta\omega_r^{S^+}\Delta\omega_r^{S^-}$, где $\Delta\omega_r^{S^+}$ и $\Delta\omega_r^{S^-}$ - ширина линий S^+ и S^- при магнитном поле связи. На рисунке 4.15б показано что кооперативность превышает 9×10^3 при $T < 4$ К. Это значение кооперативности превышает значения для гибридных систем на основе металлических ферромагнетиков становится сопоставимым со значениями для гибридных систем на основе диэлектрических ферромагнетиков [46, 48]. Технически кооперативность - единственный параметр изучаемой системы, у которого есть лучшие альтернативы [414].

4.3.5. Выводы

В данном разделе продемонстрирована реализация сверхсильного фотон-магнонного взаимодействия в тонкопленочных гетероструктурах с высокими значениями силы связи, силы односпиновой связи, константы связи и кооперативности. При достигнутом коэффициенте связи $g/\omega \approx 0.6 \sim 1$ система приближается к режиму глубокой сильной связи, где спектр явно свидетельствует о вкладе диамагнитного слагаемого взаимодействия A^2 в гамильтониан системы. Вклад A^2 свидетельствует о наблюдении квазичастицы плазмон-магнонного поляритона. Простое увеличение толщины d_F в 3 раза, в соответствие с выражением $g = g_s\sqrt{N}$, должно обеспечить коэффициент связи, превышающий единицу.

Дальнейшие возможности для увеличения силы связи довольно просты:

можно рассмотреть микроволновый резонатор с еще меньшей фазовой скоростью, который изготовлен из сверхпроводящих материалов с большей глубиной магнитного проникновения и диэлектрических материалов с более высокой диэлектрической проницаемостью. Использование магнитных материалов с меньшими потерями, включая ЖИГ или $\text{Co}_{0.25}\text{Fe}_{0.75}$, еще больше повысит кооперативность. Кроме того, применение сверхпроводящих материалов с высокой кинетической индуктивностью, например гранулированного алюминия или нитрида ниобия, должно вносить нелинейность в систему.

Наконец, следует обратить отдельное внимание на слагаемое взаимодействия A^2 в уравнении 4.13. В общем случае слагаемое A^2 возникает из разложения гамильтониана носителей заряда, движущихся в магнитном поле $(\hat{p} - q\hat{A})$, где \hat{p} - импульс частицы, q - ее заряд, а \hat{A} - векторный потенциал электромагнитного поля [398, 410]. В некотором смысле A^2 можно рассматривать как квантово-механическое представление классической силы Лоренца. Диамагнитное слагаемое естественным образом появляется в системе плазмон-поляритонов [401, 403, 405, 422], где имеет место взаимодействие электромагнитного поля с зарядовыми осцилляциями (плазмонами). Присутствие диамагнитного слагаемого в изучаемой гибридной структуре свидетельствует о плазмонном вкладе сверхпроводящих носителей заряда (куперовских пар), движущихся в переменных мейсснеровских магнитных полях резонатора Свихарта. Наличие диамагнитного слагаемого означает, что наблюдаемые поляритоны являются другими квазичастицами с формальным названием плазмон-магнон-поляритон.

Заключение

В ходе диссертационных исследований проведен комплекс работ по изучению магнитодинамических явлений в различных гибридных системах сверхпроводник-ферромагнетик.

Предложено и исследовано несколько подходов к изучению ферромагнитного резонанса в ферромагнитных тонких пленках и микроструктурах с помощью сверхпроводящих систем: сверхпроводящих волноводов, сверхпроводящих резонаторов и джозефсоновских переходов. Исследована динамика магнитного момента ферромагнитных тонких пленок и микроструктур слабого разбавленного ферромагнетика $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$ при криогенных температурах с использованием широкополосного метода. Установлены основные магнитные характеристики сплава и характерные времена динамики магнитного момента. Наблюдались зависимости этих характеристик от температуры, которые свидетельствуют в пользу кластерного магнетизма в тонких пленках $\text{Pd}_{0.99}\text{Fe}_{0.01}$.

Проведено исследование динамики магнитного момента в сверхтонких эпитаксиальных пленках железо-иттриевого граната с использованием сверхпроводящего ниобиевого волновода, изготовленного непосредственно поверх магнитной пленки. Продемонстрировано влияние механических поверхностных напряжений и сверхпроводящей вихревой фазы на спектр ферромагнитного резонанса.

Предложен подход к изучению магнитодинамических характеристик единичных ферромагнитных микроструктур с использованием сверхпроводящего высокочастотного резонатора на чипе. Наблюдение серии резонансных мод резонатора позволяет совместить чувствительность объемных резонаторов с широким диапазоном широкополосных методов измерения ферромагнитного резонанса.

Разработано сверхпроводящее гибридное устройство, позволяющее определять резонансные характеристики отдельных ферромагнитных образцов микро-

размеров с высокой собственной магнитной анизотропией без применения анализатора цепей. Устройство основано на длинном джозефсоновском переходе, работающем в режиме нулевого поля, связанного индуктивно с ферромагнетиком. Солитон в длинном джозефсоновском переходе синхронизируется с магнитостатической стоячей волной ферромагнетика, что приводит к появлению ступеней на вольт-амперной характеристике при напряжениях, соответствующих частоте ферромагнитного резонанса.

Экспериментально и теоретически исследованы законы дисперсии спиновых волн в различных структурах сверхпроводник-ферромагнетик. Экспериментально исследован спин-волновой резонанс магнитостатических поверхностных спиновых волн, индуктивно взаимодействующих со сверхпроводящей поверхностью, обнаружено увеличение фазовой скорости спиновых волн. Предложена и опробована микромагнитная модель индуктивного взаимодействия между сверхпроводящей и ферромагнитной подсистемами на основе метода изображений. Исследованы законы дисперсии поверхностных магнитостатических и обратных объемных спиновых волн, индуктивно взаимодействующих со сверхпроводящей поверхностью. Продемонстрировано что реализация взаимодействия спиновых волн со сверхпроводником представляет собой инструмент для преобразования их закона дисперсии в практических целях. Проведено системное экспериментальное изучение динамики магнитного момента в трехслойных системах сверхпроводник-ферромагнетик-сверхпроводник при наличии электронного взаимодействия на границах раздела сверхпроводник-ферромагнетик. Показано, что сверхпроводимость в таких системах радикально сдвигает частоты ферромагнитного резонанса в область более высоких частот. При этом, наличие обоих сверхпроводящих слоев и сверхпроводящей близости на обоих интерфейсах являются необходимыми для явления условиями. Достигнуты самые высокие естественные частоты ферромагнитного резонанса среди всех ферромагнитных систем с плоскостной намагниченностью.

Предложены методы формирования магнитных кристаллов, состоящих из

гибридных периодических структур сверхпроводник-ферромагнетик на основе индуктивного и электронного взаимодействия между подсистемами. Изучены спин-волновые спектры структур, состоящие из запрещенных и разрешенных зон. Рассмотрены закономерности формирования зонной структуры. Предложены и опробованы модифицированные методы микромагнитного моделирования для описания динамики магнитного момента в гибридных системах.

Исследованы структуры сверхпроводник-ферромагнетик с сильным фотон-магнонным взаимодействием на чипе. Впервые продемонстрировано сверхсильное фотон-магнонное взаимодействие с рекордными характеристиками взаимодействия: коэффициента связи, силы односпиновой связи и кооперативности. Рекордные характеристики взаимодействия достигнуты за счет формирования многослойной гибридной структуры, состоящей из сверхпроводящих, ферромагнитных и диэлектрических слоев, в которой существенно подавлена фазовая скорость СВЧ фотонов. При достигнутом коэффициенте связи спектр свидетельствует о вкладе т.н. диамагнитного слагаемого взаимодействия в гамильтониан системы, что предотвращает сверх-излучательный фазовый переход и свидетельствует о наблюдении гибридной квазичастицы плазмон-магнон-поляритон.

Публикации по теме диссертации

1. Magnetization dynamics in dilute $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ thin films and patterned microstructures considered for superconducting electronics / Golovchanskiy I.A., Bolginov V.V., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Ben Hamida A., Chichkov V.I., Roditchev D., Ryazanov V.V. // *Journal of Applied Physics*—2016.—Vol. 120.—p. 163902.
2. Ferromagnetic resonance with long Josephson junction / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Emelyanova O.V., Golubov A.A., Ustinov A.V., Ryazanov V.V. // *Superconductor Science and Technology*—2017.—Vol. 30.—p. 054005. SUST highlights 2017.
3. Probing dynamics of micro-magnets with multi-mode superconducting resonator / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Shchetinin I.V., Dzhumaev P.S., Averkin A.S., Kozlov S.N., Golubov A.A., Ryazanov V.V., Ustinov A.V. // *Journal of Applied Physics*—2018.—Vol. 123.—p. 173904.
4. Ferromagnet/superconductor hybridization for magnonic applications / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Bolginov V.V., Ryazanov V.V., Golubov A.A., Ustinov A.V., // *Advanced Functional Materials*—2018.—Vol. 28.—p. 1802375.
5. Modified dispersion law for spin waves coupled to a superconductor / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Ryazanov V.V., Golubov A.A., Ustinov A.V. // *Journal of Applied Physics*—2018.—Vol. 124.—p. 233903.
6. Interplay of magnetization dynamics with microwave waveguide at cryogenic temperatures / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Pfirrmann M., Piskor T., Voss N., Baranov D.S., Hovhannisyan R.A., Stolyarov V.S., Dubs C.,

- Golubov A.A., Ryazanov V.V., Ustinov A.V., Weides M. // *Physical Review Applied*—2019.—Vol. 11.—p. 044076.
7. Ferromagnet/superconductor hybrid magnonic metamaterials / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Dzhumaev P.S., Emelyanova O.V., Golubov A.A., Ryazanov V.V., Ustinov A.V. // *Advanced Science*—2019.—Vol. 6.—p. 1900435.
 8. Nonlinear spin waves in ferromagnetic/superconductor hybrids / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Golubov A.A., Ryazanov V.V., Ustinov A.V. // *Journal of Applied Physics*—2020.—Vol. 127.—p. 093903.
 9. Magnetization dynamics in proximity-coupled superconductor-ferromagnet-superconductor multilayers / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Chichkov V.I., Silaev M., Shchetinin I.V., Golubov A.A., Ryazanov V.V., Ustinov A.V., Kupriyanov M.Yu. // *Physical Review Applied*—2020.—Vol. 14.—p. 024086.
 10. Ultrastrong photon-to-magnon coupling in multilayered film heterostructures involving superconducting coherence via ferromagnetic layers / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Weides M., Ryazanov V.V., Golubov A.A., Ustinov A.V., Kupriyanov M.Yu. // *Science Advances*—2021.—Vol. 7.—p. eabe8638.
 11. Approaching deep-strong on-chip photon-to-magnon coupling / Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S., Ryazanov V.V., Kupriyanov M.Yu., Golubov A.A., Ustinov A.V. // *Physical Review Applied*—2021.—Vol. 16.—p. 034029.
Editors suggestion.
 12. Roadmap on spin-wave computing / Chumak A. , et al. // *IEEE Transactions on Magnetics*—2022.—Vol. 58.—p. 0800172

Приложение А

А.1. Построение и диагонализация гамильтониана фотон-магнонного взаимодействия

Построение гамильтониана фотон-магнонного взаимодействия можно найти в ряде работ (см., например, [50, 389, 392, 423, 430, 431]). В этом приложении приведено построение гамильтониана и его диагонализация в образовательных целях.

Рассмотрим модель Дике. Модель Дике подразумевает взаимодействие электромагнитного поля (одиночной бозонной моды) с N эквивалентными независимыми двухуровневыми системами (спинами), заданными в базисе $\{\hat{s}^x, \hat{s}^y, \hat{s}^z\}$. В общем, гамильтониан такой системы состоит из трех слагаемых:

$$\hat{H} = \hat{H}_p + \hat{H}_m + \hat{H}_I, \quad (\text{A.1})$$

где $\hat{H}_p \approx \omega_p \hat{a}^\dagger \hat{a}$ - гамильтониан фотонной подсистемы, $\omega_p = \omega_r^S$ - собственная (резонансная) частота фотонной подсистемы, \hat{a}^\dagger (\hat{a}) - операторы рождения (уничтожения) фотонов. Если внешнее постоянное магнитное поле B_0 направить вдоль оси z , переменное RF магнитное поле B_{rf} в резонаторе направить вдоль оси x , и выразить поле B_{rf} с помощью операторов рождения и уничтожения фотонов $B_{rf} \propto (\hat{a}^\dagger + \hat{a})$, тогда слагаемые \hat{H}_m и \hat{H}_I могут быть записаны в следующем виде

$$\hat{H}_m = -\gamma B_0 \sum_{i=1}^N \hat{s}_i^z, \quad (\text{A.2})$$

$$\hat{H}_I = -\gamma B_{rf} \sum_{i=1}^N \hat{s}_i^x = g_s (\hat{a}^\dagger + \hat{a}) \sum_{i=1}^N \hat{s}_i^x, \quad (\text{A.3})$$

где γ - гиромагнитное соотношение, g_s - односпиновая сила связи. Затем, сумму по операторам спина можно переопределить как оператор макроспина (полного спина): $\sum_{i=1}^N \hat{s}_i^{x,y,z} = \hat{S}^{x,y,z}$; и ввести операторы увеличения (уменьшения)

состояния макроспина: $\hat{S}^\pm = (\hat{S}^x \pm i\hat{S}^y)$. Слагаемое γB_0 в уравнении A.2 переопределяется как собственная (резонансная) частота магнонов ω_m . После преобразований слагаемые \hat{H}_m и \hat{H}_I принимают вид

$$\hat{H}_m = -\omega_m \hat{S}_i^z, \quad (\text{A.4})$$

$$\hat{H}_I = g_s(\hat{a}^\dagger + \hat{a})(\hat{S}^+ + \hat{S}^-). \quad (\text{A.5})$$

Операторы спина могут быть представлены бозонными операторами рождения (уничтожения) \hat{b}^\dagger (\hat{b}) с помощью преобразования Гольштейна-Примакова: $\hat{S}^+ = \sqrt{2S - \hat{b}^\dagger \hat{b}} \hat{b} \approx \sqrt{N} \hat{b}$, $\hat{S}^- = \hat{b}^\dagger \sqrt{2S - \hat{b}^\dagger \hat{b}} \approx \sqrt{N} \hat{b}^\dagger$, $\hat{S}^z = S - \hat{b}^\dagger \hat{b}$, где $S = N/2$ - собственное значение оператора макроспина, и сделано приближение небольшого количества магнонов $\hat{b}^\dagger \hat{b} \ll 2S$. Интуитивный смысл преобразования Гольштейна – Примакова заключается в следующем. Процесс увеличения или уменьшения состояния макроспина эквивалентен уничтожению или рождению магнонов в системе, соответственно. При этом, в соответствии с выражением для \hat{S}^z , количество магнонов в системе $\hat{b}^\dagger \hat{b}$ соответствует уменьшению z -компоненты макроспина вдоль внешнего поля по сравнению с состоянием полного насыщения. После преобразования Гольштейна–Примакова слагаемые \hat{H}_m и \hat{H}_I принимают вид

$$\hat{H}_m = \omega_m \hat{b}^\dagger \hat{b} + \text{const}, \quad (\text{A.6})$$

$$\hat{H}_I = g_s \sqrt{N} (\hat{a}^\dagger + \hat{a})(\hat{b}^\dagger + \hat{b}). \quad (\text{A.7})$$

Подстановка выражений A.6, A.7 в уравнение A.1 приводит к гамильтониану Дике

$$\hat{H} = \omega_p \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_m \hat{b}^\dagger \hat{b} + g(\hat{a}^\dagger + \hat{a})(\hat{b}^\dagger + \hat{b}) + \text{const}, \quad (\text{A.8})$$

где $g = g_s \sqrt{N}$ сила связи Дике. В случае если состояние N эквивалентных спинов изменено за счет магнитной анизотропии либо за счет обменного или

диполь-дипольного взаимодействия между спинами, в уравнение A.2 добавляются соответствующие слагаемые, а частота ω_m определяется законом дисперсии магнонов [389, 430, 431].

Модель Хопфилда [398, 401, 410, 422] получается путем добавления дополнительного диамагнитного слагаемого $\propto \hat{A}^2 \propto (\hat{a}^\dagger + \hat{a})^2$ в уравнение A.8, где \hat{A} - оператор векторного потенциала:

$$\hat{H} = \omega_p \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_m \hat{b}^\dagger \hat{b} + g(\hat{a}^\dagger + \hat{a})(\hat{b}^\dagger + \hat{b}) + D(\hat{a}^\dagger + \hat{a})^2 + \text{const.} \quad (\text{A.9})$$

В общем, слагаемое A^2 возникает при рассмотрении энергии заряженных частиц, движущихся в магнитном поле $(\hat{p} - q\hat{A})$, где \hat{p} - механический момент частицы, q - заряд частицы, $\hat{A} \propto (\hat{a}^\dagger + \hat{a})$ - векторный потенциал электромагнитного поля [398, 410]. В некотором смысле слагаемое A^2 представляет из себя действие силы Лоренца. Диамагнитное слагаемое появляется естественным образом при рассмотрении плазмон-поляритонов [401, 403, 405, 422], т.е. системы взаимодействия электромагнитного поля с осцилляциями заряда (плазмонами).

Диагонализацию гамильтониана в уравнении A.9 можно выполнить с помощью преобразования Хопфилда-Боголюбова. Первым шагом, гамильтониан в уравнении A.9 должен быть представлен в матричном виде с помощью вектора операторов $v^\dagger = [\hat{a}^\dagger \ \hat{b}^\dagger \ \hat{a} \ \hat{b}]$ и матрицы H :

$$\hat{H} = \frac{1}{2} v^\dagger H v + \text{const} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \hat{a}^\dagger & \hat{b}^\dagger & \hat{a} & \hat{b} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \omega_p + 2D & g & 2D & g \\ g & \omega_m & g & 0 \\ 2D & g & \omega_p + 2D & g \\ g & 0 & g & \omega_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{a} \\ \hat{b} \\ \hat{a}^\dagger \\ \hat{b}^\dagger \end{bmatrix} + \text{const.} \quad (\text{A.10})$$

Идея диагонализации состоит в том, чтобы ввести поляритонный оператор как линейную комбинацию бозонных операторов $\hat{p}^\pm = \alpha^\pm \hat{a} + \beta^\pm \hat{b} + \gamma^\pm \hat{a}^\dagger + \delta^\pm \hat{b}^\dagger$ и найти такие коэффициенты бозонных операторов \hat{p}^\pm чтобы гамильтониан в уравнении A.10 мог быть представлен в диагональной форме следующим обра-

ЗОМ

$$\hat{H} = \omega^+ \hat{p}^{+\dagger} \hat{p}^+ + \omega^- \hat{p}^{-\dagger} \hat{p}^- + \text{const.} \quad (\text{A.11})$$

В соответствии с работой Хопфилда [422] такое преобразование эквивалентно задаче на собственные значения

$$[\hat{p}^\pm, \hat{H}] = \omega^\pm \hat{p}^\pm. \quad (\text{A.12})$$

В свою очередь, эта задача на собственные значения эквивалентна нахождению собственных значений ω^\pm матрицы Хопфилда M

$$M = H \text{diag}(1, 1, -1, -1) = \begin{bmatrix} \omega_p + 2D & g & 2D & g \\ g & \omega_m & g & 0 \\ 2D & g & \omega_p + 2D & g \\ g & 0 & g & \omega_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (\text{A.13})$$

В случае модели Дике (уравнение A.8, либо уравнения A.10 и A.13 с $D = 0$) диагонализация с помощью уравнения A.12 приводит к следующему биквадратному выражению для собственных частот поляритонов ω^\pm :

$$\omega^{\pm 2} = (\omega_p^2 + \omega_m^2)/2 \pm \sqrt{(\omega_p^2 - \omega_m^2)^2/4 + 4g^2\omega_p\omega_m}. \quad (\text{A.14})$$

Как следует из выражения A.14, при $g^2/\omega_p\omega_m > 1/4$ частота ω^- становится комплексной. Это значение g соответствует фазовому переходу в системе Дике, при котором выражение A.14 больше неприменимо.

Диагонализация гамильтониана Хопфилда (уравнения A.9, A.10, и A.13) приводит к следующему биквадратному выражению для собственных частот поляритонов ω^\pm :

$$\omega^{\pm 2} = (\omega_p^2 + 4D\omega_p + \omega_m^2)/2 \pm \sqrt{(\omega_p^2 + 4D\omega_p - \omega_m^2)^2/4 + 4g^2\omega_p\omega_m}. \quad (\text{A.15})$$

При $D \geq g^2/\omega_m$ уравнение A.15 защищено от фазового перехода Дике. Применение правила суммирования Томаса-Райха-Куна (Thomas-Reiche-Kuhn sum

rule) $D = g^2/\omega_m$ [398], которое означает что взаимодействие излучения с веществом происходит исключительно за счет дипольного взаимодействия, и переопределение силы связи как $g \rightarrow g\sqrt{\omega_m/\omega_p}$ [403, 422] упрощает выражение для собственных частот поляритонов ω^\pm до следующего биквадратного выражения:

$$\omega^{\pm 4} - \omega^{\pm 2} (\omega_p^2 + \omega_m^2 + 4g^2) + \omega_p^2 \omega_m^2 = 0. \quad (\text{A.16})$$

Сверхизлучательный фазовый переход в системе Дике можно выразить как смещение бозонных мод $\hat{a}^\dagger \rightarrow \hat{c}^\dagger + \sqrt{\alpha}$ и $\hat{b}^\dagger \rightarrow \hat{d}^\dagger - \sqrt{\beta}$ [425, 426]. Гамильтониан для системы взаимодействия фотонов со сверхизлучательной фазой может быть получен из изначального выражения (уравнения A.1, A.4, и A.5) с помощью преобразования Гольштейна–Примакова и путем исключения слагаемых в преобразованном гамильтониане, линейных по смещенным бозонным операторам. Преобразованный гамильтониан имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \omega_p \hat{c}^\dagger \hat{c} + \omega_m \frac{1 + \tilde{g}^2}{2} \hat{d}^\dagger \hat{d} + g \sqrt{\frac{2}{\tilde{g}^2(\tilde{g}^2 + 1)}} (\hat{c}^\dagger + \hat{c})(\hat{d}^\dagger + \hat{d}) + \\ & + \omega_m \frac{(\tilde{g}^2 - 1)(3\tilde{g}^2 + 1)}{8(\tilde{g}^2 + 1)} (\hat{d}^\dagger + \hat{d})^2 + \text{const}, \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

где $\tilde{g} = 2g/\omega_c$ - удвоенный коэффициент связи (удвоенное соотношение силы связи g к частоте пересечения невзаимодействующих мод $\omega_c = \omega_p = \omega_m$). Диагонализация преобразованного гамильтониана дает следующее биквадратное выражение для собственных частот поляритонов:

$$2\omega^{\pm 2} = (\omega_p^2 + \omega_m^2 \tilde{g}^4) \pm \sqrt{(\omega_p^2 - \omega_m^2 \tilde{g}^4)^2 + 4\omega_p^2 \omega_m^2}. \quad (\text{A.18})$$

Гамильтониан в уравнении A.17 и дисперсия A.18 применимы для случая $\tilde{g} > 1$.

Список литературы

1. Landau L.D., Lifshitz E.M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies // *Phys. Z. Sowjetunion.* — 1935. — Vol. 8. — P. 153.
2. Bloch F. Zur theorie des ferromagnetismus // *Z. Phys.* — 1930. — Vol. 61. — P. 206.
3. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab // *J. Appl. Phys.* — 1960. — Vol. 31. — P. S104.
4. Kittel C. Excitation of spin waves in a ferromagnet by a uniform rf field // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 100. — P. 1295.
5. Seavey M. H., Tannenwald P. E. Direct observation of spin wave resonance // *J. Appl. Phys.* — 1959. — Vol. 30. — P. S227.
6. Kittel C. Theory of antiferromagnetic resonance // *Phys. Rev.* — 1951. — Vol. 82. — P. 565.
7. Stancil D. Theory of Magnetostatic Waves. — Springer-Verlag New York, Inc., 1993.
8. Magnetization Oscillations and Waves / ed. by Gurevich A. G., Melkov G. A. — CRC Press, 1996.
9. Demokritov S. O., Slavin A. N. Magnonics: from fundamentals to applications. — Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
10. Magnetization dynamics in dilute $\text{Pd}_{1-x}\text{Fe}_x$ thin films and patterned microstructures considered for superconducting electronics / Golovchanskiy I. A., Bolginov V. V., Abramov N. N., Stolyarov V. S., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2016. — Vol. 120. — P. 163902.
11. Interplay of magnetization dynamics with a microwave waveguide at cryogenic temperatures / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Pfirrmann M., Piskor T., et al. // *Phys. Rev. Appl.* — 2019. — Vol. 11. — P. 044076.
12. Spin wave resonance excitation in ferromagnetic films using planar waveguide

- structures / Khivintsev Y. V., Reisman L., Lovejoy J., Adam R., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2010. — Vol. 108. — P. 023907.
13. Ferromagnetic resonance in thin films submitted to multiaxial stress state: application of the uniaxial equivalent stress concept and experimental validation / Gueye M., Zighem F., Belmeguenai M., Gabor M., et al. // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2016. — Vol. 49. — P. 265001.
 14. Puzzkarski H., Tomczak P. Spin-wave resonance model of surface pinning in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As thin films // *Sci. Rep.* — 2014. — Vol. 4. — P. 6135.
 15. Puzzkarski H., Tomczak P., Diep H. T. Surface anisotropy energy in terms of magnetocrystalline anisotropy fields in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As thin films // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 94. — P. 195303.
 16. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: comparison of measurement methods / Kalarickal S. S., Krivosik P., Wu M., Patton C. E., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2006. — Vol. 99. — P. 093909.
 17. Ferromagnetic resonance study of thickness-dependent magnetization precession in Ni₈₀Fe₂₀ films / Chen Yi-Ch., Hung D.-Sh., Yao Y.-D., Lee Sh.-F., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2007. — Vol. 101. — P. 09C104.
 18. Measurements of the exchange stiffness of YIG films using broadband ferromagnetic resonance techniques / Klingler S., Chumak A. V., Mewes T., Khodadadi B., et al. // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 48. — P. 015001.
 19. Exchange spin waves in thin films with gradient composition / Golovchanskiy I. A., Yanilkin I. V., Gumarov A. I., Gabbasov B. F., et al. // *Phys. Rev. Materials.* — 2022. — Vol. 6. — P. 064406.
 20. Rezende S. M., Azevedo A., Rodriguez-Suàrez R. L. Introduction to antiferromagnetic magnons // *J. Appl. Phys.* — 2019. — Vol. 126. — P. 151101.
 21. Gigahertz frequency antiferromagnetic resonance and strong magnon-magnon coupling in the Layered crystal CrCl₃ / MacNeill D., Hou J. T., Klein D. R., Zhang P., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 123. — P. 047204.

22. Antiferromagnetic resonances in twinned EuFe_2As_2 single crystal // Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Vlasenko V. A., Pervakov K. S., et al. // *arXiv:2108.03847*. — 2021.
23. Golovchanskiy I. A., Stolyarov V. S. Magnetization and spin resonances in helical spin systems // *J. Appl. Phys.* — 2022. — Vol. 131. — P. 053901.
24. Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D. Magnonics // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2010. — Vol. 43. — P. 264001.
25. Serga A. A., Chumak A. V., Hillebrands B. YIG magnonics // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2010. — Vol. 43. — P. 264002.
26. The building blocks of magnonics / Lenk B., Ulrichs H., Garbs F., and Munzenberg M. // *Phys. Rep.* — 2011. — Vol. 507. — P. 107.
27. Magnon spintronics / Chumak A. V., Vasyuchka V. I., Serga A. A., and Hillebrands B. // *Nat. Phys.* — 2015. — Vol. 11. — P. 453.
28. Csaba G., Papp A., Porod W. Perspectives of using spin waves for computing and signal processing // *Phys. Lett. A*. — 2017. — Vol. 381. — P. 1471.
29. The 2021 magnonics roadmap / Barman A., Gubbiotti G., Ladak S., Adeyeye A. O., et al. // *J. Phys. Condens. Matter*. — 2021. — Vol. 33. — P. 413001.
30. Roadmap on spin-wave computing / Kabos A. Chumak P., Wu M., Abert C., et al. // *IEEE Trans. Magn.* — 2022.
31. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator / Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S., Ohe J., et al. // *Nature*. — 2010. — Vol. 464. — P. 262.
32. Direct observation of isolated Damon-Eshbach and backward volume spin-wave packets in ferromagnetic microstrips / Wessels P., Vogel A., Todt J.-N., Wieland M., et al. // *Sci. Rep.* — 2016. — Vol. 6. — P. 22117.
33. Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B. Magnon transistor for all-magnon data processing // *Nat. Commun.* — 2014. — Vol. 5. — P. 4700.
34. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders / Wang Q.,

- Kewenig M., Schneider M., Verba R., et al. // *Nat. Electron.* — 2020. — Vol. 3. — P. 765.
35. Spin-wave logic devices based on isotropic forward volume magnetostatic waves / Klingler S., Pirro P., Brächer T., Leven B., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2015. — Vol. 106. — P. 212406.
36. Magnon-based logic in a multi-terminal YIG/Pt nanostructure / Ganzhorn K., Klingler S., Wimmer T., Geprägs S., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2016. — Vol. 109. — P. 022405.
37. Neuromorphic calculations using lateral arrays of magnetic microstructures with broken translational symmetry / Sadovnikov A. V., Grachev A. A., Odintsov S. A., Martyshkin A. A., et al. // *JETP Lett.* — 2018. — Vol. 108. — P. 312.
38. Papp A., Porod W., Csaba G. Nanoscale neural network using non-linear spin-wave interference // *Nat. Commun.* — 2021. — Vol. 12. — P. 6422.
39. Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping / Demokritov S. O., Demidov V. E., Dzyapko O., Melkov G. A., et al. // *Nature.* — 2006. — Vol. 443. — P. 430.
40. Magnon kinetics and Bose-Einstein condensation studied in phase space / Demidov V. E., Dzyapko O., Buchmeier M., Stockhoff T., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101. — P. 257201.
41. Rezende S. M. Theory of coherence in Bose-Einstein condensation phenomena in a microwave-driven interacting magnon gas // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79. — P. 174411.
42. Bose-Einstein condensation in an ultra-hot gas of pumped magnons / Serga A. A., Tiberkevich V. S., Sandweg C. W., Vasyuchka V. I., et al. // *Nat. Commun.* — 2014. — Vol. 5. — P. 3452.
43. Troncoso R. E., Núñezb Á. S. Josephson effects in a Bose-Einstein condensate of magnons // *Ann. Phys.* — 2014. — Vol. 346. — P. 182.
44. Supercurrent in a room-temperature Bose-Einstein magnon condensate /

- Bozhko D. A., Serga A. A., Clausen P., Vasyuchka V. I., et al. // *Nat. Phys.* — 2016. — Vol. 12. — P. 1057.
45. Experimental observation of Josephson oscillations in a room-temperature Bose-Einstein magnon condensate / Kreil A. J. E., Musiienko-Shmarova H. Yu., Frey P., Pomyalov A., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2021. — Vol. 104. — P. 144414.
46. High cooperativity in coupled microwave resonator ferrimagnetic insulator hybrids / Huebl H., Zollitsch C. W., Lotze J., Hocke F., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 111. — P. 127003.
47. Hybridizing ferromagnetic magnons and microwave photons in the quantum limit / Tabuchi Y., Ishino S., Ishikawa T., Yamazaki R., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 113. — P. 083603.
48. Strongly coupled magnons and cavity microwave photons / Zhang X., Zou C.-L., Jiang L., and Tang H. X. // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 113. — P. 156401.
49. Strong magnon-photon coupling in ferromagnet-superconducting resonator thin-film devices / Li Y., Polakovic T., Wang Y.-L., Xu J., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 123. — P. 107701.
50. Hou J. T., Liu L. Strong coupling between microwave photons and nanomagnet magnons // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 123. — P. 107702.
51. Coherent coupling between a ferromagnetic magnon and a superconducting qubit / Tabuchi Y., Ishino S., Noguchi A., Ishikawa T., et al. // *Science.* — 2015. — Vol. 349. — P. 405.
52. Entanglement-based single-shot detection of a single magnon with a superconducting qubit / Lachance-Quirion D., Wolski S. P., Tabuchi Y., Kono S., et al. // *Science.* — 2020. — Vol. 367. — P. 425.
53. Magnon dark modes and gradient memory / Zhang X., Zou C.-L., Zhu N., Marquardt F., et al. // *Nat. Comm.* — 2015. — Vol. 6. — P. 8914.
54. Bidirectional conversion between microwave and light via ferromagnetic magnon / Hisatomi R., Osada A., Tabuchi Y., Ishikawa T., et al. // *Phys.*

- Rev. B.* — 2016. — Vol. 93. — P. 174427.
55. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H. Conversion of spin current into charge current at room temperature: inverse spin-Hall effect // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 88. — P. 182509.
56. Spin pumping and inverse Rashba-Edelstein effect in NiFe/Ag/Bi and NiFe/Ag/Sb / Zhang W., Jungfleisch M.B., Jiang W., Pearson J.E., and Hoffmann A. // *J. Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 117. — P. 17C727.
57. Subterahertz spin pumping from an insulating antiferromagnet / Vaidya P., Morley S.A., van Tol J., Liu Y., et al. // *Science.* — 2020. — Vol. 368. — P. 160.
58. Superconductivity on the border of itinerant-electron ferromagnetism in UGe₂ / Saxena S. S., Agarwal P., Ahilan K., Grosche F. M., et al. // *Nature.* — 2000. — Vol. 406. — P. 587.
59. Aoki D., Flouquet J. Ferromagnetism and superconductivity in uranium compounds // *J. Phys. Soc. Jpn.* — 2012. — Vol. 81. — P. 011003.
60. Coexistence of superconductivity and ferromagnetism in Sr_{0.5}Ce_{0.5}FBiS_{2-x}Se_x ($x = 0.5$ and $x = 1$), a non-U material with $T_c < T_{FM}$ / Thakur G. S., Fuchs G., Nenkov K., Haque Z., et al. // *Sci. Rep.* — 2016. — Vol. 6. — P. 37527.
61. Johnston D. C. The puzzle of high temperature superconductivity in layered iron pnictides and chalcogenides // *Adv. Phys.* — 2010. — Vol. 59. — P. 803.
62. Coexisting spin resonance and long-range magnetic order of Eu in EuRbFe₄As₄ / Iida K., Nagai Y., Ishida S., Ishikado M., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Vol. 100. — P. 014506.
63. Superconductivity-driven ferromagnetism and spin manipulation using vortices in the magnetic superconductor EuRbFe₄As₄ / Ishida S., Kagerbauer D., Holleis S., Iida K., et al. // *PNAS.* — 2021. — Vol. 118. — P. e2101101118.
64. Coexistence of superconductivity and ferromagnetism in P-doped EuFe₂As₂ / Nandi S., Jin W. T., Xiao Y., Su Y., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 89. — P. 014512.
65. Domain Meissner state and spontaneous vortex-antivortex generation in

- the ferromagnetic superconductor $\text{EuFe}_2(\text{As}_{0.79}\text{P}_{0.21})_2$ / Stolyarov V. S., Veshchunov I. S., Grebenchuk S. Yu., Baranov D. S., et al. // *Sci. Adv.* — 2018. — Vol. 4. — P. eaat1061.
66. Crossover from ferromagnetic superconductor to superconducting ferromagnet in P-doped $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ / Grebenchuk S. Yu., Devizorova Zh. A., Golovchanskiy I. A., Shchetinin I. V., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2020. — Vol. 102. — P. 144501.
67. Buzdin A. I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // *Rev. Mod. Phys.* — 2005. — Vol. 77. — P. 953.
68. Lyuksyutov I. F., Pokrovsky V. L. Ferromagnet-superconductor hybrids // *Adv. Phys.* — 2005. — Vol. 54. — P. 67.
69. Coupling of two superconductors through a ferromagnet: evidence for a π Junction / Ryazanov V. V., Oboznov V. A., Rusanov A. Y., Veretennikov A. V., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86. — P. 2427.
70. Golubov A. A., Kupriyanov M. Y., Ilichev E. The current-phase relation in Josephson junctions // *Rev. Mod. Phys.* — 2004. — Vol. 76. — P. 411.
71. Linder J., Robinson J. W. A. Superconducting Spintronics // *Nat. Phys.* — 2015. — Vol. 11. — P. 307.
72. Implementation of superconductor/ferromagnet/superconductor π -shifters in superconducting digital and quantum circuits / Feofanov A. K., Oboznov V. A., Bol'ginov V. V., Lisenfeld J., et al. // *Nat. Phys.* — 2010. — Vol. 6. — P. 593.
73. Ustinov A. V., Kaplunenko V. K. Rapid single-flux quantum logic using π -shifters // *J. Appl. Phys.* — 2003. — Vol. 94. — P. 5405.
74. Magnetic Josephson junctions with superconducting interlayer for cryogenic memory / Vernik I. V., Bol'ginov V. V., Bakurskiy S. V., Golubov A. A., et al. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 2013. — Vol. 23. — P. 1701208.
75. Theoretical model of superconducting spintronic SISFS devices / Bakurskiy S. V., Klenov N. V., Soloviev I. I., Bol'ginov V. V., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102. — P. 192603.

76. Micromagnetic modeling of critical current oscillations in magnetic Josephson junctions / Golovchanskiy I. A., Bolginov V. V., Stolyarov V. S., Abramov N. N., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 94. — P. 214514.
77. Tagirov L. R. Low-field superconducting spin switch based on a superconductor / ferromagnet multilayer // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83. — P. 2058.
78. Magnetization-orientation dependence of the superconducting transition temperature in the ferromagnet-superconductor-ferromagnet system: CuNi/Nb/CuNi / Gu J., You C.-Y., Jiang J. S., Pearson J., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89. — P. 267001.
79. Stamopoulos D., Aristomenopoulou E. Superconducting magnetoresistance in ferromagnet/superconductor/ferromagnet trilayers // *Sci. Rep.* — 2015. — Vol. 5. — P. 13420.
80. Controllable $0-\pi$ Josephson junctions containing a ferromagnetic spin valve / Gingrich E. C., Niedzielski B. M., Glick J. A., Wang Y., et al. // *Nat. Phys.* — 2016. — Vol. 12. — P. 564.
81. $0-\pi$ Josephson Tunnel Junctions with Ferromagnetic Barrier / Weides M., Kemmler M., Kohlstedt H., Waser R., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 97. — P. 247001.
82. Interplay between superconductivity and ferromagnetism in crystalline nanowires / Wang J., Singh M., Tian M., Kumar N., et al. // *Nat. Phys.* — 2010. — Vol. 6. — P. 389.
83. Anomalous magneto-resistance of Ni-nanowire/Nb hybrid system / Skryabina O. V., Kozlov S. N., Egorov S. V., Klimenko A. A., et al. // *Sci. Rep.* — 2019. — Vol. 9. — P. 14470.
84. Nucleation of superconductivity and vortex matter in superconductor-ferromagnet hybrids / Aladyshkin A. Y., Silhanek A. V., Gillijns W., and Moshchalkov V. V. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2009. — Vol. 22. — P. 053001.
85. Magnon-fluxon interaction in a ferromagnet/superconductor heterostructure / Dobrovolskiy O. V., Sachser R., Bracher T., Fischer T., et al. // *Nat. Phys.* —

2019. — Vol. 15. — P. 477.
86. A superconducting reversible rectifier that controls the motion of magnetic flux quanta / Villegas J. E., Savel'ev Sergey, Nori Franco, Gonzalez E. M., et al. // *Science*. — 2003. — Vol. 302. — P. 1188.
87. Superconducting vortex pinning with artificial magnetic nanostructures / Vélez M., Martín J. I., Villegas J. E., Hoffmann A., et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2008. — Vol. 320. — P. 2547.
88. Dipole-induced vortex ratchets in superconducting films with arrays of micromagnets / de Souza Silva C. C., Silhanek A. V., de Vondel J. V., Gillijns W., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 117005.
89. Vortex ratchet reversal: role of interstitial vortices / de Lara D. P., Erekhinsky M., Gonzalez E. M., Rosen Y. J., et al. // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Vol. 838. — P. 174507.
90. A superconducting/magnetic hybrid rectifier based on Fe single-crystal nanocentres: role of magnetic and geometric asymmetries / Gomez A., Gonzalez E. M., Iglesias M., Sanchez N., et al. // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 46. — P. 095302.
91. Dobrovolskiy O.V., Chumak A.V. Nonreciprocal magnon fluxonics upon ferromagnet/superconductor hybrids // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2022. — Vol. 543. — P. 168633.
92. Multiquanta vortex entry and vortex-antivortex pattern expansion in a superconducting microsquare with a magnetic dot / Carballeira C., Moshchalkov V. V., Chibotaru L. F., and Ceulemans A. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 237003.
93. Chen Q. H., Carballeira C., Moshchalkov V. V. Vortex matter in a hybrid superconducting/ferromagnetic nanostructure // *Phys. Rev. B*. — 2009. — Vol. 79. — P. 104520.
94. Vortex-antivortex dynamics and field-polarity-dependent flux creep in hybrid superconductor/ferromagnet nanostructures / Lange M., Bael M. J. V.,

- Silhanek A. V., and Moshchalkov V. V. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72. — P. 052507.
95. Lima C. L. S., de Souza Silva C. C. Dynamics of vortex-antivortex matter in nanostructured ferromagnet-superconductor bilayers // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80. — P. 054514.
96. Domain-wall superconductivity in superconductor-ferromagnet hybrids / Yang Z., Lange M., Volodin A., Szymczak R., and Moshchalkov V. V. // *Nat. Mater.* — 2004. — Vol. 3. — P. 793.
97. Enhancement of the superconducting transition temperature in Nb/permalloy bilayers by controlling the domain state of the ferromagnet / Rusanov A., Hesselberth M., Aarts J., and Buzdin A. I. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 057002.
98. Лебедь Б. М., Яковлев С. В. Дисперсия поверхностных спиновых волн в слоистой структуре сверхпроводник-феррит // *Письма в ЖТФ.* — 1989. — Vol. 15. — P. 27.
99. Наблюдение электронного поглощения магнитостатических волн в структуре феррит-высокотемпературный сверхпроводник / Афиногенов В. Б., Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е., Котелянский И. М., Ползикова Н. И. Рё Суханов А. А. // *Письма в ЖТФ.* — 1989. — Р. 15. — Р. 24.
100. Spin dynamics in a superconductor-ferromagnet proximity system / Bell C., Milikisyants S., Huber M., and Aarts J. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100. — P. 047002.
101. Enhanced spin pumping into superconductors provides evidence for superconducting pure spin currents / Jeon K.-R., Ciccarelli C., Ferguson A. J., Kurebayashi H., et al. // *Nat. Mater.* — 2018. — Vol. 17. — P. 499.
102. Ferromagnetic resonance with a magnetic Josephson junction / Barnes S. E., Aprili M., Petkovic I., and Maekawa S. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2011. — Vol. 24. — P. 024020.
103. Interaction of Josephson and magnetic oscillations in Josephson tunnel

- junctions with a ferromagnetic layer / Mai S., Kandelaki E., Volkov A. F., and Efetov K. B. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 144519.
104. Cherenkov radiation of spin waves by ultra-fast moving magnetic flux quanta / Dobrovolskiy O. V., Wang Q., Vodolazov D. Yu., Budinska B., et al. // *arXiv:2103.10156.* — 2021.
105. Ferromagnetic Resonance - Theory and Applications / ed. by Yalcin Orhan. — InTech, 2013.
106. Oh S., Youm D., Beasley M. A superconductive magnetoresistive memory element using controlled exchange interaction // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — Vol. 71. — P. 2376.
107. Superconducting memory based on ferromagnetism / Held R., Xu J., Schmehl A., Schneider C. W., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89. — P. 163509.
108. Hybrid superconducting-magnetic memory device using competing order parameters / Baek B., Rippard W. H., Benz S. P., Russek S. E., and Dresselhaus P. D. // *Nat. Commun.* — 2014. — Vol. 5. — P. 3888.
109. High quality ferromagnetic 0 and π Josephson tunnel junctions / Weides M., Kemmler M., Goldobin E., Koelle D., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — Vol. 89. — P. 122511.
110. Josephson tunnel junctions with a strong ferromagnetic interlayer / Bannykh A. A., Pfeiffer J., Stolyarov V. S., Batov I. E., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79. — P. 054501.
111. Magnetic switches based on Nb-PdFe-Nb Josephson junctions with a magnetically soft ferromagnetic interlayer / Bol'ginov V. V., Stolyarov V. S., Sobanin D. S., Karpovich A. L., and Ryazanov V. V. // *JETP Lett.* — 2012. — Vol. 95. — P. 366.
112. Magnetic Josephson junction technology for digital and memory applications / Ryazanov V. V., Bol'ginov V. V., Sobanin D. S., Vernik I. V., et al. // *Phys. Procedia.* — 2012. — Vol. 36. — P. 35.

113. Ryazanov V. V. Josephson superconductor-ferromagnet-superconductor π -contact as an element of a quantum bit (experiment) // *Phys. Usp.* — 1999. — Vol. 42. — P. 825.
114. Likharev K. K., Semenov V. K. RSFQ logic/memory family: a new Josephson-junction technology for sub-terahertz-clock-frequency digital systems // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 1991. — Vol. 1. — P. 3.
115. Holmes D. S., Ripple A. L., Manheimer M. A. Energy-Efficient Superconducting Computing - Power Budgets and Requirements // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 2013. — Vol. 23. — P. 1701610.
116. A single flux quantum circuit with a ferromagnet-based Josephson π -junction / Khabipov M. I., Balashov D. V., Maibaum F., Zorin A. B., et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2010. — Vol. 23. — P. 045032.
117. Lazarides N. Critical current and fluxon dynamics in overdamped $0-\pi$ Josephson junctions // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69. — P. 212501.
118. Controllable plasma energy bands in a one-dimensional crystal of fractional Josephson vortices / Susanto H., Goldobin E., Koelle D., Kleiner R., and van Gils S. A. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71. — P. 174510.
119. Fabrication and measurements of hybrid Nb/Al Josephson junctions and flux qubits with π -shifters / Shcherbakova A. V., Fedorov K. G., Shulga K. V., Ryazanov V. V., et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2015. — Vol. 28. — P. 025009.
120. Quantum tunneling of semifluxons in a $0-\pi-0$ long Josephson junction / Goldobin E., Vogel K., Crasser O., Walser R., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72. — P. 054527.
121. Scalable memory elements based on rectangular SIFS junctions / Karelina L. N., Hovhannisyanyan R. A., Golovchanskiy I. A., Chichkov V. I., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2021. — Vol. 130. — P. 173901.
122. Observation of microwave-assisted magnetization reversal in $\text{Fe}_{65}\text{Co}_{35}$ thin films through ferromagnetic resonance measurements / Nistor C., Sun K., Wang Z.,

- Wu M., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — Vol. 95. — P. 012504.
123. Time-resolved imaging of pulse-induced magnetization reversal with a microwave assist field / Rao S., Rhensius J., Bisig A., Mawass M.-A., et al. // *Sci. Rep.* — 2015. — Vol. 5. — P. 10695.
124. RF assisted switching in magnetic Josephson junctions / Caruso R., Massarotti D., Bolginov V. V., Hamida A. Ben, Karelina L. N., Miano A., Vernik I. V., Tafuri F., Ryazanov V. V., Mukhanov O. A., and Pepe G. P. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Vol. 123. — P. 133901.
125. Bagguley D. M. S., Robertson J. A. Resonance and magnetic anisotropy in dilute alloys of Pd, Pt with Fe, Co and Ni // *J. Phys. F: Metal Phys.* — 1974. — Vol. 4. — P. 2282.
126. Hardison D., Thompson E. Spin wave resonance on PdFe alloys // *Journal de Physique Colloques.* — 1971. — Vol. 32. — P. C1-565.
127. Comparison of frequency, field, and time domain ferromagnetic resonance methods / Neudecker I., Woltersdorf G., Heinrich B., Okuno T., et al. // *J. Magn. Magn. Mat.* — 2006. — Vol. 307. — P. 148.
128. Ex situ elaborated proximity mesoscopic structures for ultrahigh vacuum scanning tunneling spectroscopy / Stolyarov V. S., Cren T., Debontridder F., Brun Ch., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — Vol. 104. — P. 172604.
129. Magnetism of ultrathin Pd_{0.99}Fe_{0.01} films grown on niobium / Uspenskaya L. S., Rakhmanov A. L., Dorosinskii L. A., Bozhko S. I., et al. // *Mater. Res. Express.* — 2014. — Vol. 1. — P. 036104.
130. Transient field measurement in the giant moment PdFe alloy / Heller B., Speidel K.-H., Ernst R., Gohla A., et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* — 1998. — Vol. 142. — P. 133.
131. Long J. R., Mattozzi R. W. Curie temperature of PdFe films // *J. Appl. Phys.* — 1984. — Vol. 55. — P. 2359.
132. Size dependent magnetization of PdFe fine particles / Shinohara T., Sato T., Taniyama T., and Nakatani I. // *J. Magn. Magn. Mat.* — 1999. — Vol.

- 196-197. — P. 94.
133. Critical thickness for stripe domain formation in FePt thin films: dependence on residual stress / Álvarez N., Alejandro G., Gòmeza J., Goovaerts E., and Butera A. // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 46. — P. 505001.
134. Hysteresis and control of ferromagnetic resonances in rings / Giesen F., Podbielski J., Korn T., Steiner M., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2005. — Vol. 86. — P. 112510.
135. Giesen F., Podbielski J., Grundler D. Mode localization transition in ferromagnetic microscopic rings // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76. — P. 014431.
136. Podbielski J., Giesen F., Grundler D. Spin-wave interference in microscopic rings // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 96. — P. 167207.
137. Li Y., Lu Y., Bailey W. E. Single-domain shape anisotropy in near-macroscopic Ni₈₀Fe₂₀ thin-film rectangles // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 113. — P. 17B506.
138. Kohmoto O. Effective demagnetizing factors in ferromagnetic resonance equations // *J. Mag. Mag. Mater.* — 2003. — Vol. 262. — P. 280.
139. Aharoni A. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms // *J. Appl. Phys.* — 1998. — Vol. 83. — P. 3432.
140. Demagnetizing factors for two parallel ferromagnetic plates and their applications to magnetoelectric laminated sensors / Liverts E., Grosz A., Zadov B., Bichurin M. I., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2011. — Vol. 109. — P. 07D703.
141. Alvarez-Sanchez R., Costa-Kramer J. L., Briones F. Analytical model for shape anisotropy in thin-film nanostructured arrays: interaction effects // *J. Mag. Mag. Mater.* — 2006. — Vol. 307. — P. 171.
142. Strong coupling of magnons in a YIG sphere to photons in a planar superconducting resonator in the quantum limit / Morris R. G. E., van Loo A. F., Kosen S., and Karenowska A. D. // *Sci. Rep.* — 2017. — Vol. 7. — P. 11511.

143. Magnons at low excitations: observation of incoherent coupling to a bath of two-level systems / Pfirrmann M., Boventer I., Schneider A., Wolz T., et al. // *Phys. Rev. Res.* — 2019. — Vol. 1. — P. 032023.
144. Probing dynamics of micro-magnets with multi-mode superconducting resonator / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Stolyarov V. S., Shchetinin I. V., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Vol. 123. — P. 173904.
145. Temperature-dependent spin transport and current-induced torques in superconductor-ferromagnet heterostructures / Müller M., Liensberger L., Flacke L., Huebl H., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2021. — Vol. 126. — P. 087201.
146. Negative refraction in ferromagnet-superconductor superlattices / Pimenov A., Loidl A., Przyslupski P., and Dabrowski B. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 247009.
147. Thickness- and temperature-dependent magnetodynamic properties of yttrium iron garnet thin films / Haidar M., Ranjbar M., Balinsky M., Dumas R. K., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 117. — P. 17D119.
148. Temperature dependence of magnetic properties of a ultrathin yttrium-iron garnet film grown by liquid phase epitaxy: effect of a Pt overlayer / Beaulieu N., Kervarec N., Thierry N., Klein O., et al. // *IEEE Magn. Lett.* — 2018. — Vol. 9. — P. 3706005.
149. Complex temperature dependence of coupling and dissipation of cavity magnon polaritons from millikelvin to room temperature / Boventer I., Pfirrmann M., Krause J., Schön Y., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2018. — Vol. 97. — P. 184420.
150. Sub-micrometer yttrium iron garnet LPE films with low ferromagnetic resonance losses / Dubs C., Surzhenko O., Linke R., Danilewsky A., et al. // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2017. — Vol. 50. — P. 204005.
151. Kittel C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption // *Phys. Rev.* — 1948. — Vol. 73. — P. 155.
152. Ferromagnet/superconductor hybridization for magnonic applications / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Stolyarov V. S., Bolginov V. V., et al. //

- Adv. Funct. Mater.* — 2018. — Vol. 28. — P. 1802375.
153. Artman J. O., Charap S. H. Magnetostatic modes of stripe domain structure // *J. Appl. Phys.* — 1978. — Vol. 49. — P. 1587.
154. Ramesh M., Wigen P. E. Ferromagnetodynamics of parallel stripe domains - domain walls system // *J. Mag. Mag. Mater.* — 1988. — Vol. 74. — P. 123.
155. Magnetization dynamics of weak stripe domains in Fe-N thin films: a multi-technique complementary approach / Camara I. S., Tacchi S., Garnier L.-C., Eddrief M., et al. // *J. Phys. Condens. Matter.* — 2017. — Vol. 29. — P. 465803.
156. Effects of finite anisotropy parameter Q in the determination of magnetic bubble material parameters / Blake T. G. W., Shir C.-C., Tu Y.-0, and Torre E. D. // *IEEE Trans. Magn.* — 1982. — Vol. 18. — P. 985.
157. Theory of magnetic domains in uniaxial thin films / Virof F., Favre L., Hayn R., and Kuz'min M. D. // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2012. — Vol. 45. — P. 405003.
158. Ferromagnetic resonance of a YIG film in the low frequency regime / Lee S., Grudichak S., Sklenar J., Tsai C. C., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2016. — Vol. 120. — P. 033905.
159. Manuilov S. A., Khartsev S. I., Grishin A. M. Pulsed laser deposited $Y_3Fe_5O_{12}$ films: nature of magnetic anisotropy I // *J. Appl. Phys.* — 2009. — Vol. 106. — P. 123917.
160. Splitting of standing spin-wave modes in circular submicron ferromagnetic dot under axial symmetry violation / Bunyaev S. A., Golub V. O., Salyuk O. Yu., Tartakovskaya E. V., et al. // *Sci. Rep.* — 2015. — Vol. 5. — P. 18480.
161. Smit J., Beljers H. G. Ferromagnetic resonance absorption in $BaFe_{12}O_{19}$, a highly anisotropic crystal // *Philips Res. Rep.* — 1955. — Vol. 10. — P. 113.
162. Suhl H. Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles // *Phys. Rev.* — 1955. — Vol. 97. — P. 555.
163. Ferromagnetic resonance of Fe(111) thin films and Fe(111)/Cu(111) multilayers / Rezende S. M., Moura J. A. S., de Aguiar F. M., and Schreiner W. H. // *Phys. Rev. B.* — 1994. — Vol. 49. — P. 15105.

164. Hansen P. Anisotropy and magnetostriction of gallium?substituted yttrium iron garnet // *J. Appl. Phys.* — 1974. — Vol. 45. — P. 3638.
165. Gibbons D. F., Chirba V. G. Acoustical loss and Young's modulus of yttrium iron garnet // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 110. — P. 770.
166. Wang K., Reeber R. R. The role of defects on thermophysical properties: thermal expansion of V, Nb, Ta, Mo and W // *Mater. Sci. Eng.* — 1998. — Vol. R23. — P. 101.
167. Geller S., Espinosa G. P., Crandall P. B. Thermal expansion of yttrium and gadolinium iron, gallium and aluminum garnets // *Jr. Appl. Cryst.* — 1969. — Vol. 2. — P. 86.
168. Liang R.-S., Liu F.-C. Measurement of thermal expansion coefficient of substrate GGG and its epitaxial layer YIG // *Powder Diffr.* — 1999. — Vol. 14. — P. 2.
169. Levinstein H. J., Gyorgy E. M., LeCraw R. C. Thermal expansion of YIG and YIG with Mn and Si sdditions // *J. Appl. Phys.* — 1966. — Vol. 37. — P. 2197.
170. Thermal expansion of gadolinium-gallium garnet / Antyukhov A. M., Sidorov A. A., Ivanov I. A., and Antonov A. V. // *Inorg. Mater.* — 1987. — Vol. 23. — P. 702.
171. Cryogenic Yb³⁺-doped solid-state lasers / Fan T. Y., Ripin D. J., Aggarwal R. L., Ochoa J. R., et al. // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2007. — Vol. 13. — P. 448.
172. Pseudomorphic yttrium iron garnet thin films with low damping and inhomogeneous linewidth broadening / Howe B. M., Emori S., Jeon H.-M., Oxholm T. M., et al. // *IEEE Magn. Lett.* — 2015. — Vol. 6. — P. 3500504.
173. Stress-induced magnetic properties of PLD-grown high-quality ultrathin YIG films / Bhoi B., Kim B., Kim Y., Kim M.-K., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Vol. 123. — P. 203902.
174. Magneto-optical studies of current distributions in high-Tc superconductors / Jooss Ch., Albrecht J., Kuhn H., Leonhardt S., and Kronmüller H. // *Rep.*

- Prog. Phys.* — 2001. — Vol. 65. — P. 651.
175. Dynamic magneto-optical imaging of superconducting thin films / Wells F. S., Pan A. V., Wilson S., Golovchanskiy I. A., et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2016. — Vol. 29. — P. 035014.
176. Observation of transient overcritical currents in YBCO thin films using high-speed magneto-optical imaging and dynamic current mapping / Wells F. S., Pan A. V., Golovchanskiy I. A., Fedoseev S. A., and Rozenfeld A. // *Sci. Rep.* — 2017. — Vol. 7. — P. 40235.
177. Bean C. P. Magnetization of high-field superconductors // *Rev. Mod. Phys.* — 1964. — Vol. 36. — P. 31.
178. Norris W. T. Calculation of hysteresis losses in hard superconductors carrying ac: isolated conductors and edges of thin sheets // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 1969. — Vol. 3. — P. 489.
179. Chen D.-X., Goldfarb R. B. Kim model for magnetization of type-II superconductors // *J. Appl. Phys.* — 1989. — Vol. 66. — P. 2489.
180. Rectifying differences in transport, dynamic, and quasi-equilibrium measurements of critical current density / Golovchanskiy I. A., Pan A. V., Shcherbakova O. V., and Fedoseev S. A. // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 114. — P. 163910.
181. Prinz G. A. Magnetoelectronics // *Science.* — 1998. — Vol. 282. — P. 1660.
182. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future / Wolf S. A., Awschalom D. D., Buhrman R. A., Daughton J. M., et al. // *Science.* — 2001. — Vol. 294. — P. 1488.
183. Magnetic behavior of lithographically patterned particle arrays / Ross C. A., Haratani S., Castano F. J., Hao Y., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2002. — Vol. 91. — P. 6848.
184. Realization of a micrometre-scale spin-wave interferometer / Rousseau O., Rana B., Anami R., Yamada M., et al. // *Sci. Rep.* — 2015. — Vol. 5. — P. 9873.
185. Hilgenkamp H., Moshchalkov V. V., Kes P. Flux quanta on the move //

- Science*. — 2003. — Vol. 302. — P. 1159.
186. Vortex ratchet reversal: role of interstitial vortices / de Lara D. Perez, Erekhinsky M., Gonzalez E. M., Rosen Y. J., et al. // *Phys. Rev. B*. — 2011. — Vol. 83. — P. 174507.
187. OOMMF User's Guide, Version 1.0, Interagency Report NISTIR 6376 : OOMMF User's Guide, Version 1.0, Interagency Report NISTIR 6376 / National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD ; executor: Donahue M. J., Porter D. G. : 1999.
188. Miltat J. E., Donahue M. J. Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. — JohnWiley & Sons, Ltd., 2007. — Vol. 2.
189. Magnetic vortex resonance in patterned ferromagnetic dots / Novosad V., Fradin F. Y., Roy P. E., Buchanan K. S., et al. // *Phys. Rev. B*. — 2005. — Vol. 72. — P. 024455.
190. Precise probing spin wave mode frequencies in the vortex state of circular magnetic dots / Awad A. A., Guslienko K. Y., Sierra J. F., Kakazei G. N., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Vol. 96. — P. 012503.
191. Probing dynamical magnetization pinning in circular dots as a function of the external magnetic field orientation / Kakazei G. N., Aranda G. R., Bunyaev S. A., Golub V. O., et al. // *Phys. Rev. B*. — 2012. — Vol. 86. — P. 054419.
192. Ross N., Kostylev M., Stamps R. L. Standing spin-wave mode structure and linewidth in partially disordered hexagonal arrays of perpendicularly magnetized sub-micron Permalloy discs // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Vol. 116. — P. 113909.
193. Giant moving vortex mass in thick magnetic nanodots / Guslienko K. Y., Kakazei G. N., Ding J., Liu X. M., and Adeyeye A. O. // *Sci. Rep.* — 2015. — Vol. 5. — P. 13881.
194. Spin vortex resonance in non-planar ferromagnetic dots / Ding J., Lapa P., Jain S., Khaire T., et al. // *Sci. Rep.* — 2016. — Vol. 6. — P. 25196.

195. Ferromagnetic resonance in submicron permalloy stripes / Skorohodova E. V., Gorev R. V., Yakubov R. R., Demidov E. S., et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2017. — Vol. 424. — P. 118.
196. Coplanar probe microwave current injection ferromagnetic resonance of magnetic nanostructures / Chang C. S., Kostylev M., Adeyeye A. O., Bailleul M., and Samarin S. // *EPL*. — 2011. — Vol. 96. — P. 57007.
197. All-optical detection of phase fronts of propagating spin waves in a Ni₈₁Fe₁₉ microstripe / Vogt K., Schultheiss H., Hermsdoerfer S. J., Pirro P., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — Vol. 95. — P. 182508.
198. All-optical characterisation of the spintronic Heusler compound Co₂Mn_{0.6}Fe_{0.4}Si / Sebastian T., Kawada Y., Obry B., Brächer T., et al. // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 48. — P. 164015.
199. Spin-wave eigenmodes of permalloy squares with a closure domain structure / Perzlmaier K., Buess M., Back C. H., Demidov V. E., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — P. 057202.
200. Mode- and size-dependent Landau-Lifshitz damping in magnetic nanostructures: evidence for nonlocal damping / Nembach H. T., Shaw J. M., Boone C. T., and Silva T. J. // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110. — P. 117201.
201. Ferromagnetic resonance force microscopy studies of arrays of micron size permalloy dots / Mewes T., Kim J., Pelekhov D. V., Kakazei G. N., et al. // *Phys. Rev. B*. — 2006. — Vol. 74. — P. 144424.
202. Ferromagnetic resonance force spectroscopy of individual submicron-size samples / Klein O., de Loubens G., Naletov V. V., Boust F., et al. // *Phys. Rev. B*. — 2008. — Vol. 78. — P. 144410.
203. Nanoscale spin wave localization using ferromagnetic resonance force microscopy / Chia H.-J., Guo F., Belova L. M., and McMichael R. D. // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 087206.
204. Ultrahigh sensitivity ferromagnetic resonance measurement based on

- microwave interferometer / Tamaru S., Yakushiji K., Fukushima A., Yuasa S., and Kubota H. // *IEEE Magn. Lett.* — 2014. — Vol. 5. — P. 3700304.
205. High-sensitivity ferromagnetic resonance measurements on micrometer-sized samples / Zhang S., Oliver S. A., Israeloff N. E., and Vittoria C. // *Appl. Phys. Lett.* — 1997. — Vol. 70. — P. 2756.
206. Visualization of spin dynamics in single nanosized magnetic elements / Banholzer A., Narkowicz R., Hassel C., Meckenstock R., et al. // *Nanotechnology.* — 2011. — Vol. 22. — P. 295713.
207. Angular dependent ferromagnetic resonance analysis in a single micron sized cobalt stripe / Schoeppner C., Wagner K., Stienen S., Meckenstock R., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Vol. 116. — P. 033913.
208. Ferromagnetic resonance with long Josephson junction / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Stolyarov V. S., Emelyanova O. V., et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2017. — Vol. 30. — P. 054005.
209. Coplanar waveguide resonators for circuit quantum electrodynamics / Göppl M., Fregner A., Baur M., Bianchetti R., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2008. — Vol. 104. — P. 113904.
210. Pozar David M. Microwave engineering, 4th edition. — John Wiley & Sons, Inc., 2011.
211. Microwave response of vortices in superconducting thin films of Re and Al / Song C., Heitmann T. W., DeFeo M. P., Yu K., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79. — P. 174512.
212. Aharoni A. Comparing theoretical demagnetizing factors with the observed saturation process in rectangular shields // *J. Appl. Phys.* — 2000. — Vol. 87. — P. 6564.
213. Demokritov S. O., Hillebrands B., Slavin A. N. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement // *Phys. Rep.* — 2001. — Vol. 348. — P. 441.
214. Characterization of magnetostatic surface spin waves in magnetic thin films:

- evaluation for microelectronic applications / Kwon J. H., Mukherjee S. S., Deorani P., Hayashi M., and Yang H. // *Appl. Phys. A*. — 2013. — Vol. 111. — P. 369.
215. Deorani P., Kwon J. H., Yang H. Nonreciprocity engineering in magnetostatic spin waves // *Curr. Appl. Phys.* — 2014. — Vol. 14. — P. S129.
216. Access mode: <http://www.femm.info/wiki/HomePage>.
217. Giant nonreciprocal emission of spin waves in Ta/Py bilayers / Kwon J. H., Yoon J., Deorani P., Lee J. M., et al. // *Sci. Adv.* — 2016. — Vol. 2. — P. e1501892.
218. Clem John R. Inductances and attenuation constant for a thin-film superconducting coplanar waveguide resonator // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 113. — P. 013910.
219. Mattis D. C., Bardeen J. Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 111. — P. 412.
220. McClay C. P., Soares S., Weitzman P. S. Superconducting microwave transmission lines. — John Wiley & Sons, Inc., 1991.
221. Microwave response of thin niobium films under perpendicular static magnetic fields / Janjusevic D., Grbic M. S., Pozek M., Dulcic A., et al. // *Phys. Rev. B*. — 2006. — Vol. 74. — P. 104501.
222. High kinetic inductance superconducting nanowire resonators for circuit QED in a magnetic field / Samkharadze N., Bruno A., Scarlino P., Zheng G., et al. // *Phys. Rev. Appl.* — 2016. — Vol. 5. — P. 044004.
223. Clarke J., Braginski A. I. The SQUID Handbook. — Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2005. — Vol. 1.
224. Weinstock H. SQUID sensors: fundamentals, fabrication and applications. — Springer Science+Business Media Dordrecht, 1996.
225. Granata C., Vettoliere A. Nano superconducting quantum interference device: a powerful tool for nanoscale investigations // *Phys. Rep.* — 2016. — Vol. 614. — P. 1.

226. Brock D. K., Track E. K., Rowell J. M. Superconductor ICs: the 100-GHz second generation // *IEEE Spectrum*. — 2000. — Vol. 37. — P. 40.
227. Kirichenko D. E., Sarwana S., Kirichenko A. F. Zero static power dissipation biasing of RSFQ circuits // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 2011. — Vol. 21. — P. 776.
228. Design and test of asynchronous eSFQ circuits / Vernik I. V., Kaplan S. B., Volkmann M. H., Dotsenko A. V., et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2014. — Vol. 27. — P. 044030.
229. Volkmann M. H., Vernik I. V., Mukhanov O. A. Wave-pipelined eSFQ circuits // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 2015. — Vol. 25. — P. 1301005.
230. Ultra-low-power superconductor logic / Herr Q. P., Herr A. Y., Oberg O. T., and Ioannidis A. G. // *J. Appl. Phys.* — 2011. — Vol. 109. — P. 103903.
231. Ferromagnetic Josephson switching device with high characteristic voltage / Larkin T. I., Bol'ginov V. V., Stolyarov V. S., Ryazanov V. V., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2012. — Vol. 100. — P. 222601.
232. Multistability and switching in a superconducting metamaterial / Jung P., Butz S., Marthaler M., Fistul M. V., et al. // *Nat. Commun.* — 2014. — Vol. 5. — P. 3730.
233. Low-loss tunable metamaterials using superconducting circuits with Josephson junctions / Jung P., Butz S., Shitov S. V., and Ustinov A. V. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102. — P. 062601.
234. Tunable Broadband Transparency of Macroscopic Quantum Superconducting Metamaterials / Zhang D., Trepanier M., Mukhanov O., and Anlage S. M. // *Phys. Rev. X*. — 2015. — Vol. 5. — P. 041045.
235. Ustinov A. V. Experiments with tunable superconducting metamaterials // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* — 2015. — Vol. 5. — P. 1.
236. Erné S. N., Ferrigno A., Parmentier R. D. Fluxon propagation and Fiske steps in long Josephson tunnel junctions // *Phys. Rev. B*. — 1983. — Vol. 27. — P. 5440.

237. Fiske modes and Eck steps in long Josephson junctions: theory and experiments / Cirillo M., Grønbech-Jensen N., Samuelsen M. R., Salerno M., and Rinati G. V. // *Phys. Rev. B.* — 1998. — Vol. 58. — P. 12377.
238. Jaworski M. Analytical description of the flux-flow mode in a long Josephson junction // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Vol. 60. — P. 7484.
239. Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region / Nagatsuma T., Enpuku K., Irie F., and Yoshida K. // *J. Appl. Phys.* — 1983. — Vol. 54. — P. 3302.
240. Superconducting millimeter wave oscillators and SIS mixers integrated on a chip / Koshelets V. P., Shchukin A. V., Shitov S. V., and Filippenko L. V. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 1993. — Vol. 3. — P. 2524.
241. Properties of autonomous and injection locked flux flow oscillators / Mygind J., Koshelets V. P., Shchukin A. V., Shitov S. V., and Lapytskaya I. L. // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 1995. — Vol. 5. — P. 2951.
242. Nonreciprocal transmission of microwaves through a long Josephson junction / Pankratov A. L., Fedorov K. G., Salerno M., Shitov S. V., and Ustinov A. V. // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 92. — P. 104501.
243. Davidson A., Pedersen N. F., Pagano S. Effect of surface losses on soliton propagation in Josephson junctions // *Appl. Phys. Lett.* — 1986. — Vol. 48. — P. 1306.
244. Multi-fluxon zero-field modes in long Josephson tunnel junctions / Lachenmann S. G., Filatrella G., Ustinov A. V., Doderer T., et al. // *J. Appl. Phys.* — 1995. — Vol. 77. — P. 2598.
245. Lomdahl P. S., Soerensen O. H., Christiansen P. L. Soliton dynamics and zero field steps in Josephson tunnel junctions // *Physica Scripta.* — 1982. — Vol. 25. — P. 879.
246. Lomdahl P. S., Soerensen O. H., Christiansen P. L. Soliton excitations in Josephson tunnel junctions // *Phys. Rev. B.* — 1982. — Vol. 25. — P. 5737.
247. Barbara P., Monaco R., Ustinov A. V. Model for the fine structure of zero field

- steps in long Josephson tunnel junctions and its comparison with experiment // *J. Appl. Phys.* — 1996. — Vol. 79. — P. 327.
248. Scheuermann M., Chen J. T., Chang J.-J. Interaction between microwaves and a single vortex in a long Josephson tunnel junction // *J. Appl. Phys.* — 1983. — Vol. 54. — P. 3286.
249. Maksimov A. G., Nekorkin V. I., Rabinovich M. I. Soliton trains and I-V characteristics of long Josephson junctions // *Int. J. Bifurc. Chaos.* — 1995. — Vol. 5. — P. 491.
250. Pedersen N. F., Davidson A. Phase locking of long Josephson junctions // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Vol. 41. — P. 178.
251. Cirillo M., Lloyd Frances L. Phase lock of a long Josephson junction to an external microwave source // *J. Appl. Phys.* — 1987. — Vol. 61. — P. 2581.
252. Ustinov A., Kohlstedt H. Interlayer fluxon interaction in Josephson stacks // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 54. — P. 6111.
253. Flux-flow drag in coupled Josephson junctions / Parmentier R. D., Barbara P., Costabile G., D'Anna A., et al. // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 55. — P. 15165.
254. Phase locking between Josephson soliton oscillators / Holst T., Hansen J. Bindslev, Grønbech-Jensen N., and Blackburn J. A. // *Phys. Rev. B.* — 1990. — Vol. 42. — P. 127.
255. Sakai S., Bodin P., Pedersen N. F. Fluxons in thin-film superconductor-insulator superlattices // *J. Appl. Phys.* — 1993. — Vol. 73. — P. 2411.
256. Martucciello N., Monaco R. Annular Josephson tunnel junctions in an external magnetic field: the statics // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 53. — P. 3471.
257. Annular Long Josephson junctions in a magnetic field: engineering and probing the fluxon interaction potential / Wallraff A., Koval Yu., Levitchev M., Fistul M. V., and Ustinov A. V. // *J. Low Temp. Phys.* — 2000. — Vol. 118. — P. 543.
258. Fluxon pinning in annular Josephson junctions by an external magnetic field / Vernik I. V., Keil S., Thyssen N., Doderer T., et al. // *J. Appl. Phys.* — 1997. —

- Vol. 81. — P. 1335.
259. Grønbech-Jensen N., Lomdahl P. S., Samuelsen M. R. Phase-locking of long annular Josephson junctions coupled to an external rf magnetic field // *Phys. Lett. A.* — 1991. — Vol. 154. — P. 14.
260. Grønbech-Jensen N. Zero-voltage states in ac-driven long Josephson junctions // *Phys. Rev. B.* — 1992. — Vol. 45. — P. 7315.
261. Grønbech-Jensen N., Malomed B. A., Samuelsen M. R. Dynamics of an annular Josephson junction in a rotating magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 1992. — Vol. 46. — P. 294.
262. Investigation of low-temperature I-V curves of high-quality Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson junctions / Monaco R., Cristiano R., Frunzio L., and Nappi C. // *J. Appl. Phys.* — 1992. — Vol. 71. — P. 1888.
263. Imamura T., Shiota T., Hasuo S. Fabrication of high quality Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson junctions. I. Sputtered Nb films for junction electrodes // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 1992. — Vol. 2. — P. 1.
264. Imamura T., Shiota T., Hasuo S. Fabrication of high quality Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson junctions. II. Deposition of thin Al layers on Nb films // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 1992. — Vol. 2. — P. 84.
265. Shiota T., Imamura T., Hasuo S. Fabrication of high quality Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson junctions. III. Annealing stability of AlO_x tunneling barriers // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* — 1992. — Vol. 2. — P. 222.
266. Niobium trilayer Josephson tunnel junctions with ultrahigh critical current densities / Miller R. E., Mallison W. H., Kleinsasser A. W., Delin K. A., and Macedo E. M. // *Appl. Phys. Lett.* — 1993. — Vol. 63. — P. 1423.
267. Aluminum hard mask technique for the fabrication of high quality submicron Nb/Al/AlO_x/Nb Josephson junctions / Kaiser Ch., Meckbach J. M., Ilin K. S., Lisenfeld J., et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2011. — Vol. 24. — P. 035005.
268. Sub- μm Josephson junctions for superconducting quantum devices / Meckbach J. M., Merker M., Buehler S. J., Ilin K., et al. // *IEEE Trans.*

- Appl. Supercond.* — 2013. — Vol. 23. — P. 1100504.
269. Barone A., Paterno G. Physics and Applications of the Josephson Effect. — JohnWiley & Sons, Ltd., 2005.
270. Soriano C., Costabile G., Parmentier R. D. Coupling of Josephson flux-flow oscillators to an external RC load // *Supercond. Sci. Technol.* — 1996. — Vol. 9. — P. 578.
271. Ustinov A. V. Solitons in Josephson junctions // *Physica D.* — 1998. — Vol. 123. — P. 315.
272. Grønbech-Jensen N., Lomdahl P. S., Samuelsen M. R. Bifurcation and chaos in a dc-driven long annular Josephson junction // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 43. — P. 12799.
273. Nakatani Y., Uesaka Y., Hayashi N. Direct solution of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation for micromagnetics // *J. Appl. Phys.* — 1989. — Vol. 28. — P. 2485.
274. Chemical-order-dependent magnetic anisotropy and exchange stiffness constant of FePt (001) epitaxial films / Okamoto S., Kikuchi N., Kitakami O., Miyazaki T., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 66. — P. 024413.
275. Low precessional damping observed for L1₀-ordered FePd epitaxial thin films with large perpendicular magnetic anisotropy / Iihama S., Sakuma A., Naganuma H., Oogane M., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — Vol. 105. — P. 142403.
276. Golovchanskiy I. A., Fedoseev S. A., Pan A. V. Quantitative model for tunable microstructure in magnetic FePt thin films by pulsed laser deposition // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 46. — P. 215502.
277. Study of perpendicular anisotropy L1₀-FePt pseudo spin valves using a micromagnetic trilayer model / Ho P., Evans R. F. L., Chantrell R. W., Han G., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 117. — P. 213901.
278. Heat assisted magnetic recording / Kryder M. H., Gage E. C., McDaniel T. W., Challener W. A., et al. // *Proc. IEEE.* — 2008. — Vol. 96. — P. 1811.

279. Coercivity exceeding 100 kOe in epitaxially grown FePt sputtered films / Shima T., Takanashi K., Takahashi Y. K., and Hono K. // *Appl. Phys. Lett.* — 2004. — Vol. 85. — P. 2571.
280. High performance thin film magnets / Fahler S., Neu V., Weisheit M., Hannemann U., et al. // *18th Workshop on High Performance Magnets and their Applications, Annecy (France)*. — 2004.
281. Bader S. D. Colloquium: opportunities in nanomagnetism // *Rev. Mod. Phys.* — 2006. — Vol. 78. — P. 1.
282. Enhanced field compensation effect in superconducting/hard magnetic Nb/FePt bilayers / Haindl S., Weisheit M., Thersleff T., Schultz L., and Holzapfel B. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2007. — Vol. 21. — P. 045017.
283. Ferromagnetic resonance linewidth in ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy / Beaujour J.-M., Ravelosona D., Tudosa I., Fullerton E. E., and Kent A. D. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80. — P. 180415R.
284. Laser induced spin precession in highly anisotropic granular L1₀ FePt / Becker J., Mosendz O., Weller D., Kirilyuk A., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — Vol. 104. — P. 152412.
285. McLaughlin D. W., Scott A. C. Perturbation analysis of fluxon dynamics // *Phys. Rev. A.* — 1978. — Vol. 18. — P. 1652.
286. Tunable zero-field ferromagnetic resonance frequency from S to X band in oblique deposited CoFeB thin films / Li C.i, Chai G., Yang C., W. W., and Xue D. // *Sci. Rep.* — 2015. — Vol. 5. — P. 17023.
287. Hawkins G., Clarke J. Nb-Nb thin-film Josephson junctions // *J. Appl. Phys.* — 1976. — Vol. 47. — P. 1616.
288. Anodized niobium as barrier for Josephson tunnel junctions / Aponte J., Rivera E., Neto A. Sa, and Octavio M. // *J. Appl. Phys.* — 1987. — Vol. 62. — P. 700.
289. Karulkar P. C., Nordman J. E. Fabrication of Nb-NbO_x-Pb Josephson tunnel

- junctions using rf glow-discharge oxidation // *J. Appl. Phys.* — 1979. — Vol. 50. — P. 7051.
290. Multisoliton excitations in long Josephson junctions / Dueholm B., Levring O. A., Mygind J., Pedersen N. F., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1981. — Vol. 46. — P. 1299.
291. Characteristics of MgB₂/AlN/NbN Josephson junctions with optimized conditions / Shimakage H., Tsujimoto K., Wang Z., and Tonouchi M. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2004. — Vol. 17. — P. 1376.
292. Calculation of shape anisotropy for micropatterned thin Fe-Ni films for on-chip RF applications / Vroubel M., Zhuang Y., Rejaei B., Burghartz J. N., et al. // *IEEE Trans. Mag.* — 2004. — Vol. 40. — P. 2835.
293. Bayer C. et al. Spin dynamics in confined magnetic structures III. — Springer Berlin Heidelberg, 2003. — P. 57–103.
294. Anomalous behavior of spin-wave resonances in Ga_{1-x}Mn_xAs thin films / Rappoport T. G., Redliński P., Liu X., Zaránd G., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69. — P. 125213.
295. Kawasaki K., Takagi H., Umeno M. Passband control of surface magnetostatic waves by spacing a metal plate apart from the ferrite surface // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* — 1974. — Vol. 22. — P. 924.
296. Effects of metal on dispersion relations of magnetostatic volume waves / Yukawa T., Ikenoue J., Yamada J., and Abe K. // *J. Appl. Phys.* — 1978. — Vol. 49. — P. 376.
297. Vroubel M., Rejaei B. The effect of a neighboring metal layer on the high-frequency characteristics of a thin magnetic stripe // *J. Appl. Phys.* — 2008. — Vol. 103. — P. 114906.
298. Maksymov I. S., Kostylev M. Impact of conducting nonmagnetic layers on the magnetization dynamics in thin-film magnetic nanostructures // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 113. — P. 043927.
299. Mruczkiewicz M., Krawczyk M. Nonreciprocal dispersion of spin waves in

- ferromagnetic thin films covered with a finite-conductivity metal // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Vol. 115. — P. 113909.
300. Generation of propagating backward volume spin waves by phase-sensitive mode conversion in two-dimensional microstructures / Bracher T., Pirro P., Westermann J., Sebastian T., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 102. — P. 132411.
301. Proposal for a standard micromagnetic problem: spin wave dispersion in a magnonic waveguide / Venkat G., Kumar D., Franchin M., Dmytriiev O., et al. // *IEEE Trans. Magn.* — 2013. — Vol. 49. — P. 524.
302. Micromagnetic study of spin wave propagation in bicomponent magnonic crystal waveguides / Ma F. S., Lim H. S., Wang Z. K., Piramanayagam S. N., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — Vol. 98. — P. 153107.
303. Seshadr S. R. Surface magnetostatic modes of a ferrite slab // *Proc. IEEE.* — 1970. — Vol. 58. — P. 506.
304. Effects of metal on the dispersion relation of magnetostatic surface waves / Yukawa T., Yamada J., Abe K., and Ikenoue J. // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 1977. — Vol. 16. — P. 2187.
305. Possible evidence for spin-transfer torque induced by spin-triplet supercurrents / Li L.-L., Zhao Y.-L., Zhang X.-X., and Sun Y. // *Chin. Phys. Lett.* — 2018. — Vol. 35. — P. 077401.
306. Effect of meissner screening and trapped magnetic flux on magnetization dynamics in thick Nb/Ni₈₀Fe₂₀/Nb trilayers / Jeon K.-R., Ciccarelli C., Kurebayashi H., Cohen L. F., et al. // *Phys. Rev. Appl.* — 2019. — Vol. 11. — P. 014061.
307. Ferromagnet/superconductor hybrid magnonic metamaterials / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Stolyarov V. S., Dzhumaev P. S., et al. // *Adv. Sci.* — 2019. — Vol. 6. — P. 1900435.
308. Schmidt V. V. The Physics of Superconductors. Introduction to Fundamentals and Applications. / ed. by Muller Paul, Ustinov Alexey V. — Springer-Verlag

- Berlin Heidelberg, 1997.
309. Mironov S., Mel'nikov A. S., Buzdin A. Electromagnetic proximity effect in planar superconductor-ferromagnet structures // *Appl. Phys. Lett.* — 2019. — Vol. 113. — P. 022601.
310. Volkov A. F., Bergeret F. S., Efetov K. B. Spin polarization and orbital effects in superconductor-ferromagnet structures // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Vol. 99. — P. 144506.
311. Interface transparency of superconductor/ferromagnetic multilayers / Aarts J., Geers J. M. E., Brück E., Golubov A. A., and Coehoorn R. // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 56. — P. 2779.
312. Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B. Spin screening of magnetic moments in superconductors // *Europhys. Lett.* — 2004. — Vol. 66. — P. 111.
313. Dahir S. M., Volkov A. F., Eremin I. M. Phase-dependent spin polarization of Cooper pairs in magnetic Josephson junctions // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Vol. 100. — P. 134513.
314. Brataas A., Kent A. D., Ohno H. Current-induced torques in magnetic materials // *Nat. Mat.* — 2012. — Vol. 11. — P. 372.
315. Spin pumping and spin transfer / Brataas A., Tserkovnyak Y., Bauer G. E. W., and Kelly P. J. // *arXiv:1108.0385*. — 2012.
316. Ralph D.C., Stiles M.D. Spin transfer torques // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2008. — Vol. 320. — P. 1190.
317. Spin-transfer-driven ferromagnetic resonance of individual nanomagnets / Sankey J. C., Braganca P. M., Garcia A. G. F., Krivorotov I. N., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96. — P. 227601.
318. Johnsen L. G., Banerjee N., Linder J. Magnetization reorientation due to the superconducting transition in heavy-metal heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Vol. 99. — P. 134516.
319. Superconductivity-induced change in magnetic anisotropy in epitaxial ferromagnet-superconductor hybrids with spin-orbit interaction / Gonzalez-

- Ruano C., Johnsen L. G., Caso D., Tiusan C., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2020. — Vol. 102. — P. 020405.
320. Houzet M. Ferromagnetic Josephson junction with precessing magnetization // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101. — P. 057009.
321. Eschrig M. Spin-polarized supercurrents for spintronics // *Phys. Today.* — 2011. — Vol. 64. — P. 43.
322. Neusser Sebastian, Grundler Dirk. Magnonics: spin waves on the nanoscale // *Adv. Mater.* — 2009. — Vol. 21. — P. 2927.
323. Puzkarski H., Krawczyk M. Magnonic crystals - the magnetic counterpart of photonic crystals // *Solid State Phenom.* — 2003. — Vol. 94. — P. 125.
324. Gruszecki P., Krawczyk M. Wiley encyclopedia of electrical and electronics engineering. — JohnWiley & Sons, Ltd., 2016.
325. Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2017. — Vol. 50. — P. 244001.
326. Nanostructured magnonic crystals with size-tunable bandgaps / Wang Z. K., Zhang V. L., Lim H. S., Ng S. C., et al. // *ACS Nano.* — 2010. — Vol. 4. — P. 643.
327. Krawczyk M., Grundler D. Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure // *J. Phys. Condens. Matter.* — 2014. — Vol. 26. — P. 123202.
328. Venkat G., Kumar N., Prabhakar A. Micromagnetic and plane wave analysis of an antidot magnonic crystal with a ring defect // *IEEE Trans. Magn.* — 2014. — Vol. 50. — P. 7101104.
329. Kim S.-K., Lee K.-S., Han D.-S. A gigahertz-range spin-wave filter composed of width-modulated nanostrip magnonic-crystal waveguides // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — Vol. 95. — P. 082507.
330. Omnidirectional spin-wave nanograting coupler / Yu H., Duerr G., Huber R., Bahr M., et al. // *Nat. Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 2702.
331. Magnonic band gaps in YIG-based one-dimensional magnonic crystals: an

- array of grooves versus an array of metallic stripes / Bessonov V. D., Mruczkiewicz M., Gieniusz R., Guzowska U., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 91. — P. 104421.
332. Spin-wave modes in transition from a thin film to a full magnonic crystal / Langer M., Gallardo R. A., Schneider T., Stienen S., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2019. — Vol. 99. — P. 024426.
333. All-linear time reversal by a dynamic artificial crystal / Chumak A. V., Tiberkevich V. S., Karenowska A. D., Serga A. A., et al. // *Nat. Commun.* — 2010. — Vol. 1. — P. 141.
334. Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal / Wang Z. K., Zhang V. L., Lim H. S., Ng S. C., et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — Vol. 94. — P. 083112.
335. Spin-wave nonreciprocity and magnonic band structure in a thin permalloy film induced by dynamical coupling with an array of Ni stripes / Mruczkiewicz M., Graczyk P., Lupo P., Adeyeye A., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 96. — P. 104411.
336. Tunable magnonic spectra in two-dimensional magnonic crystals with variable lattice symmetry / Saha S., Mandal R., Barman S., Kumar D., et al. // *Adv. Funct. Mater.* — 2013. — Vol. 23. — P. 2378.
337. Influence of lattice defects on the ferromagnetic resonance behaviour of 2D magnonic crystals / Manzin A., Barrera G., Celegato F., Coisson M., and Tiberto P. // *Sci. Rep.* — 2016. — Vol. 6. — P. 22004.
338. Making a reconfigurable artificial crystal by ordering bistable magnetic nanowires / Topp J., Heitmann D., Kostylev M. P., and Grundler D. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104. — P. 207205.
339. Enhancement of spin-wave nonreciprocity in magnonic crystals via synthetic antiferromagnetic coupling / Di K., Feng S. X., Piramanayagam S. N., Zhang V. L., et al. // *Sci. Rep.* — 2015. — Vol. 5. — P. 10153.
340. Flat bands, indirect gaps, and unconventional spin-wave behavior induced by a

- periodic dzyaloshinskii-moriya interaction / Gallardo R. A., Cortés-Ortuno D., Schneider T., Roldán-Molina A., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 122. — P. 067204.
341. Modified dispersion law for spin waves coupled to a superconductor / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Stolyarov V. S., Ryazanov V. V., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Vol. 124. — P. 233903.
342. Magnetization dynamics in proximity-coupled superconductor-ferromagnet-superconductor multilayers / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Chichkov V. S. Stolyarovand V. I., et al. // *Phys. Rev. Appl.* — 2020. — Vol. 14. — P. 024086.
343. Strong shift of the irreversibility line in high-Tc superconductors upon vortex shaking with an oscillating magnetic field / Willemin M., Rossel C., Hofer J., Keller H., et al. // *Phys. Rev. B.* — 1998. — Vol. 58. — P. R5940.
344. Brandt E. H., Mikitik G. P. Why an ac magnetic field shifts the irreversibility line in type-II superconductors // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89. — P. 027002.
345. Mikitik G. P., Brandt E. H. Vortex shaking in rectangular superconducting platelets // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69. — P. 134521.
346. 'Inverse' melting of a vortex lattice / Avraham N., Khaykovich B., Myasoedov Y., Rappaport M., et al. // *Nature.* — 2001. — Vol. 411. — P. 451.
347. Vibration effect on magnetization and critical current density of superconductors / Golovchanskiy I. A., Pan A. V., George J., Wells F. S., et al. // *Supercond. Sci. Technol.* — 2016. — Vol. 29. — P. 075002.
348. Origin of magnetic flux-jumps in Nb films subject to mechanical vibrations and corresponding magnetic perturbations / Golovchanskiy I. A., Pan A. V., Johansen T. H., George J., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2018. — Vol. 97. — P. 014524.
349. Kim S.-K. Micromagnetic computer simulations of spin waves in nanometre-scale patterned magnetic elements // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2010. — Vol. 43. — P. 264004.

350. Dvornik M., Au Y., Kruglyak V. V. Micromagnetic simulations in magnonics // *Top. Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 125. — P. 101.
351. Spin wave nonreciprocity for logic device applications / Jamali M., Kwon J. H., Seo S.-M., Lee K.-J., and Yang H. // *Sci. Rep.* — 2013. — Vol. 3. — P. 3160.
352. Nonreciprocity of spin waves in metallized magnonic crystal / Mruczkiewicz M., Krawczyk M., Gubbiotti G., Tacchi S., et al. // *New J. Phys.* — 2013. — Vol. 15. — P. 113023.
353. Observation of magnonic band gaps in magnonic crystals with nonreciprocal dispersion relation / Mruczkiewicz M., Pavlov E. S., Vysotsky S. L., Krawczyk M., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 90. — P. 174416.
354. Tikhonov K. S., Skvortsov M. A., Klapwijk T. M. Superconductivity in the presence of microwaves: full phase diagram // *Phys. Rev. B.* — 2018. — Vol. 97. — P. 184516.
355. Magnetic field dependent microwave losses in superconducting niobium microstrip resonators / Kwon S., Roudsari A. F., Benningshof O. W. B., Tang Y.-C., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2018. — Vol. 124. — P. 033903.
356. Leykam D., Andreanov A., Flach S. Artificial flat band systems: from lattice models to experiments // *Adv. Phys.: X.* — 2018. — Vol. 3. — P. 1473052.
357. Lazarides N., Tsironis G. P. Compact localized states in engineered flat-band PT metamaterials // *Sci. Rep.* — 2019. — Vol. 9. — P. 4904.
358. Leykam D., Flach S. Perspective: photonic flatbands // *APL Photonics.* — 2018. — Vol. 3. — P. 070901.
359. Nonlinear spin waves in ferromagnetic/superconductor hybrids / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Stolyarov V. S., Golubov A. A., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2020. — Vol. 127. — P. 093903.
360. Band structures of exchange spin waves in one-dimensional bi-component magnonic crystals / Ma F. S., Lim H. S., Zhang V. L., Wang Z. K., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2012. — Vol. 111. — P. 064326.
361. Flamini F., Spagnolo N., Sciarrino F. Photonic quantum information

- processing: a review // *Rep. Prog. Phys.* — 2019. — Vol. 82. — P. 016001.
362. Slussarenko S., Pryde G. J. Photonic quantum information processing: a concise review // *Appl. Phys. Rev.* — 2019. — Vol. 6. — P. 041303.
363. From quantum optics to quantum technologies / Browne D., Bose S., Mintert F., and Kim M. S. // *Prog. Quantum Electron.* — 2017. — Vol. 54. — P. 2.
364. Quantum entanglement / Horodecki R., Horodecki P., Horodecki M., and Horodecki K. // *Rev. Mod. Phys.* — 2009. — Vol. 81. — P. 865.
365. Experimental quantum teleportation / Bouwmeester D., Pan J.-W., Mattle K., Eibl M., et al. // *Nature.* — 1997. — Vol. 390. — P. 575.
366. Advances in quantum teleportation / Pirandola S., Eisert J., Weedbrook C., Furusawa A., and Braunstein S. L. // *Nat. Photon.* — 2015. — Vol. 9. — P. 641.
367. O’Brien J. L., Furusawa A., Vuckovic J. Photonic quantum technologies // *Nat. Photon.* — 2009. — Vol. 3. — P. 687.
368. O’Brien J. L. Optical quantum computing // *Science.* — 2007. — Vol. 318. — P. 1567.
369. Generation of multiphoton entangled quantum states by means of integrated frequency combs / Reimer C., Kues M., Roztocki P., Wetzel B., et al. // *Science.* — 2016. — Vol. 351. — P. 1176.
370. Multidimensional quantum entanglement with large-scale integrated optics / Wang J., Paesani S., Ding Y., Santagati R., et al. // *Science.* — 2018. — Vol. 360. — P. 285.
371. Optical one-way quantum computing with a simulated valence-bond solid / Kaltenbaek R., Lavoie J., Zeng B., Bartlett S. D., and Resch K. J. // *Nat. Phys.* — 2010. — Vol. 6. — P. 850.
372. Nakamura Y., Pashkin Yu. A., Tsai J. S. Coherent control of macroscopic quantum states in a single-Cooper-pair box // *Nature.* — 1999. — Vol. 389. — P. 786.
373. Quantum superposition of macroscopic persistent-current states / van der

- Wal C. H., ter Haar A. C. J., Wilhelm F. K., Schouten R. N., et al. // *Science*. — 2000. — Vol. 290. — P. 773.
374. Coherent temporal oscillations of macroscopic quantum states in a Josephson junction / Yu Y., Han S., Chu X., Chu S.-I, and Wang Z. // *Science*. — 2002. — Vol. 296. — P. 889.
375. Rabi oscillations in a large Josephson-junction qubit / Martinis J. M., Nam S., Aumentado J., and Urbina C. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89. — P. 117901.
376. You J. Q., Nori F. Atomic physics and quantum optics using superconducting circuits // *Nature*. — 2011. — Vol. 474. — P. 589.
377. Microwave photonics with superconducting quantum circuits / Gu X., Kockum A. F., Miranowicz A., Liu Y.-X., and Nori F. // *Phys. Rep.* — 2017. — Vol. 781. — P. 1.
378. A quantum engineer's guide to superconducting qubits / Krantz P., Kjaergaard M., Yan F., Orlando T. P., et al. // *Appl. Phys. Rev.* — 2019. — Vol. 6. — P. 021318.
379. Martinis J. M., Devoret M. H., Clarke J. Quantum Josephson junction circuits and the dawn of artificial atoms // *Nat. Phys.* — 2020. — Vol. 16. — P. 234.
380. Quantum computational advantage using photons / Zhong H.-S., Wang H., Deng Y.-H., Chen M.-C., et al. // *Science*. — 2020. — Vol. 370. — P. 1460.
381. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor / Arute F., Arya K., Babbush R., Bacon D., et al. // *Nature*. — 2019. — Vol. 574. — P. 505.
382. Quantum walks on a programmable two-dimensional 62-qubit superconducting processor / Gong M., Wang S., Zha C., Chen M.-C., et al. // *Science*. — 2021. — Vol. 372. — P. 948.
383. Hybrid quantum systems with circuit quantum electrodynamics / Clerk A. A., Lehnert K. W., Bertet P., Petta J. R., and Nakamura Y. // *Nat. Phys.* — 2020. — Vol. 16. — P. 257.

384. Hybrid quantum circuits: superconducting circuits interacting with other quantum systems / Xiang Z.-L., Ashhab S., You J. Q., and Nori F. // *Rev. Mod. Phys.* — 2013. — Vol. 85. — P. 623.
385. Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator / O'Connell A. D., Hofheinz M., Ansmann M., Bialczak R. C., et al. // *Nature*. — 2010. — Vol. 464. — P. 697.
386. Quantum control of surface acoustic-wave phonons / Satzinger K. J., Zhong Y. P., Chang H.-S., Peairs G. A., et al. // *Nature*. — 2018. — Vol. 563. — P. 661.
387. Resolving the energy levels of a nanomechanical oscillator / Arrangoiz-Arriola P., Wollack E. A., Wang Z., Pechal M., et al. // *Nature*. — 2019. — Vol. 571. — P. 537.
388. Creation and control of multi-phonon Fock states in a bulk acoustic-wave resonator / Chu Y., Kharel P., Yoon T., Frunzio L., et al. // *Nature*. — 2018. — Vol. 563. — P. 666.
389. Quantum magnonics: the magnon meets the superconducting qubit / Tabuchi Y., Ishino S., Noguchi A., Ishikawa T., et al. // *Comptes Rendus Physique*. — 2016. — Vol. 17. — P. 729.
390. Hybrid quantum systems based on magnonics / Lachance-Quirion D., Tabuchi Y., Gloppe A., Usami K., and Nakamura Y. // *Appl. Phys. Exp.* — 2019. — Vol. 12. — P. 070101.
391. Quantum simulation of the Fermion-Boson composite quasi-particles with a driven qubit-magnon hybrid quantum system / Wang Y.-P., Zhang G.-Q., Xu D., Li T.-F., et al. // *arXiv*. — 2019. — Vol. :1903.12498.
392. Experimental implementations of cavity-magnon systems: from ultra strong coupling to applications in precision measurement / Flower G., Goryachev M., Bourhill J., and Tobar M. E. // *New J. Phys.* — 2019. — Vol. 21. — P. 095004.
393. Control of the coupling strength and linewidth of a cavity magnon-polariton / Boventer I., Dorflinger C., Wolz T., Macedo R., et al. // *Phys. Rev. Res.* —

2020. — Vol. 2. — P. 013154.
394. Spin-torque excitation of perpendicular standing spin waves in coupled YIG/Co heterostructures / Klingler S., Amin V., Geprägs S., Ganzhorn K., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 120. — P. 127201.
395. Strong interlayer magnon-magnon coupling in magnetic metal-insulator hybrid nanostructures / Chen J., Liu C., Liu T., Xiao Y., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 120. — P. 217202.
396. Qin H., Hämäläinen S. J., van Dijken S. Exchange-torque-induced excitation of perpendicular standing spin waves in nanometer-thick YIG films // *Sci. Rep.* — 2018. — Vol. 8. — P. 5755.
397. Coherent spin Pumping in a strongly coupled magnon-magnon hybrid system / Li Y., Cao W., Amin V. P., Zhang Z., et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Vol. 124. — P. 117202.
398. Ultrastrong coupling between light and matter / Kockum A. F., Miranowicz A., Liberato S. D., Savasta S., and Nori F. // *Nat. Rev. Phys.* — 2019. — Vol. 1. — P. 19.
399. Ultrastrong coupling regimes of light-matter interaction / Forn-Diaz P., Lamata L., Rico E., Kono J., and Solano E. // *Rev. Mod. Phys.* — 2019. — Vol. 91. — P. 025005.
400. Ciuti C., Bastard G., Carusotto I. Quantum vacuum properties of the intersubband cavity polariton field // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72. — P. 115303.
401. Ultrastrong coupling between nanoparticle plasmons and cavity photons at ambient conditions / Baranov D. G., Munkhbat B., Zhukova E., Bisht A., et al. // *Nat. Comm.* — 2020. — Vol. 11. — P. 2715.
402. Todorov Y., Sirtori C. Intersubband polaritons in the electrical dipole gauge // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 85. — P. 045304.
403. Deep strong light-matter coupling in plasmonic nanoparticle crystals / Mueller N. S., Okamura Y., Vieira B. G. M., Juergensen S., et al. // *Nature.* —

2020. — Vol. 583. — P. 780.
404. Superconducting qubit-oscillator circuit beyond the ultrastrong-coupling regime / Yoshihara F., Fuse T., Ashhab S., et al. // *Nat. Phys.* — 2017. — Vol. 13. — P. 44.
405. Terahertz light-matter interaction beyond unity coupling strength / Bayer A., Pozimski M., Schambeck S., Schuh D., et al. // *Nano Lett.* — 2017. — Vol. 17. — P. 6340.
406. Novotny L. Strong coupling, energy splitting, and level crossings: a classical perspective // *Am. J. Phys.* — 2010. — Vol. 78. — P. 1199.
407. Swihart J. C. Field solution for a thin-film superconducting strip transmission line // *J. Appl. Phys.* — 1961. — Vol. 32. — P. 461.
408. Magnetic-field dependence of the London penetration depth in type-II superconductor V_3Si / Hanaguri T., Iino Y., Maeda A., and Fukase T. // *Physica C*. — 1995. — Vol. 246. — P. 223.
409. Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting Nb thin films / Gubin A. I., Ilin K. S., Vitusevich S. A., Siegel M., and Klein N. // *Phys. Rev. B*. — 2005. — Vol. 72. — P. 064503.
410. Nataf P., Ciuti C. No-go theorem for superradiant quantum phase transitions in cavity QED and counter-example in circuit QED // *Nat. Commun.* — 2010. — Vol. 1. — P. 72.
411. Ultrastrong photon-to-magnon coupling in multilayered heterostructures involving superconducting coherence via ferromagnetic layers / Golovchanskiy I. A., Abramov N. N., Stolyarov V. S., Weides M., et al. // *Sci. Adv.* — 2021. — Vol. 7. — P. eabe8638.
412. Robust magnon-photon coupling in a planar-geometry hybrid of inverted split-ring resonator and YIG film / Bhoi B., Kim B., Kim J., Cho Y.-J., and Kim S.-K. // *Sci. Rep.* — 2017. — Vol. 7. — P. 11930.
413. Rameshti B. Z., Cao Y., Bauer G. E. W. Magnetic spheres in microwave cavities // *Phys. Rev. B*. — 2015. — Vol. 91. — P. 214430.

414. Ultrahigh cooperativity interactions between magnons and resonant photons in a YIG sphere / Bourhill J., Kostylev N., Goryachev M., Creedon D. L., and Tobar M. E. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 93. — P. 144420.
415. Potts C. A., Davis J. P. Strong magnon-photon coupling within a tunable cryogenic microwave cavity // *Appl. Phys. Lett.* — 2020. — Vol. 116. — P. 263503.
416. Electron spin resonance at the level of 10^4 spins using low impedance superconducting resonators / Eichler C., Sigillito A. J., Lyon S. A., and Petta J. R. // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 118. — P. 037701.
417. Eschrig M. Spin-polarized supercurrents for spintronics: a review of current progress // *Rep. Prog. Phys.* — 2015. — Vol. 78. — P. 104501.
418. Bergeret F. S., Volkov A. F., Efetov K. B. Long-range proximity effects in superconductor-ferromagnet structures // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86. — P. 3140.
419. Houzet M., Buzdin A. I. Long range triplet Josephson effect through a ferromagnetic trilayer // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76. — P. 060504.
420. Observation of spin-triplet superconductivity in Co-based Josephson junctions / Khaire T. S., Khasawneh M. A., Jr. W. P. Pratt, and Birge N. O. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104. — P. 137002.
421. Robinson J. W. A., Witt J. D. S., Blamire M. G. Controlled injection of spin-triplet supercurrents into a strong ferromagnet // *Science.* — 2010. — Vol. 329. — P. 59.
422. Hopfield J. J. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 112. — P. 1555.
423. Introduction to the Dicke model: from equilibrium to nonequilibrium, and vice versa / Kirton P., Roses M. M., Keeling J., and Torre E. G. Dalla // *Adv. Quant. Tech.* — 2019. — Vol. 2. — P. 1800043.
424. Dicke quantum phase transition with a superfluid gas in an optical cavity / Baumann K., Guerlin C., Brennecke F., and Esslinger T. // *Nature.* — 2010. —

- Vol. 464. — P. 1301.
425. Emary C., Brandes T. Quantum chaos triggered by precursors of a quantum phase transition: the Dicke model // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90. — P. 044101.
426. Emary C., Brandes T. Chaos and the quantum phase transition in the Dicke model // *Phys. Rev. E.* — 2003. — Vol. 67. — P. 066203.
427. Hepp K., Lieb E. H. On the superradiant phase transition for molecules in a quantized radiation field: the Dicke maser model // *Ann. Phys.* — 1973. — Vol. 76. — P. 360.
428. Golubov A. A., Kupriyanov M. Yu. Controlling magnetism // *Nature Materials.* — 2017. — Vol. 16. — P. 156.
429. Magnetization pinning at a Py/Co interface measured using broadband inductive magnetometry / Kennewell K. J., Kostylev M., Ross N., Magaraggia R., et al. // *J. Appl. Phys.* — 2010. — Vol. 108. — P. 073917.
430. Magnon Kerr effect in a strongly coupled cavity-magnon system / Wang Y.-P., Zhang G.-Q., Zhang D., Luo X.-Q., et al. // *Phys. Rev. B.* — 2016. — Vol. 94. — P. 224410.
431. Study of the cavity-magnon-polariton transmission line shape / Harder M., Bai L. H., Match C., Sirker J., and Hu C. M. // *Sci. China-Phys. Mech. Astron.* — 2016. — Vol. 59. — P. 117511.