

Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)

Кафедра фундаментальной и прикладной физики микро- и наноструктур ВНИИА им. Н.  
Л. Духова

На правах рукописи

Соловьева Иветта Дмитриевна

**Планарные структуры Холловской геометрии на основе  
эксфолированного кристалла магнитного  
топологического изолятора**

—  
Научный руководитель

д. ф.-м. н.

Василий Сергеевич Столяров

## Аннотация

В последнее десятилетие особый интерес вызывает появление топологических изоляторов с магнитными свойствами, одним из самых ярких представителей являются материалы на основе  $MnBi_2Te_4$ . Намагниченность может привести к открытию щели в спектре поверхностных состояний. В этом случае в системе реализуется квантовый аномальный эффект Холла, который представляет интерес для создания новых устройств пост-кремниевой электроники и спинтроники.

В данной работе исследуется материал  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ . Из-за его необычной электронной структуры и магнитной природы становится возможным наблюдение квантового аномального эффекта Холла в тонких пленках такого собственного топологического изолятора. Были исследованы объемные свойства объемного материала  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ . Основной частью данной работы являются изготовление и измерение тонких образцов на основе собственного топологического изолятора. Автором были пройдены все этапы изготовления данных образцов, включая механическую эксфолиацию, создание дизайнов на основе холловской геометрии, фотолитография. При сверхнизких температурах на установке BlueFors LD250 были исследованы данные транспортных измерений для трех структур, в том числе концентрация носителей, подвижность, температура Нееля и поля магнитных переходов ( $H_{c1}$  и  $H_{c2}$ ). Полученные данные хорошо согласуются с литературой и результатами лаборатории фотоэлектронной спектроскопии квантовых материалов МФТИ, полученными другими методами. Была обнаружена необычная нелинейная зависимость вольт-амперной характеристики в диапазонах полей и температур, не превосходящих критических параметров алюминиевых контактов.

# Оглавление

<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Литературный обзор</b> . . . . .	7
1.1. Основные положения топологических изоляторов. Магнитные топологические изоляторы. . . . .	7
1.1.1. Топологические изоляторы . . . . .	7
1.1.2. Фаза Берри . . . . .	8
1.1.3. ТКNN инвариант . . . . .	10
1.1.4. $\mathbb{Z}_2$ инвариант в топологии . . . . .	12
1.1.5. Электронная структура топологических изоляторов . . . . .	12
1.1.6. Топология поверхностных состояний, спиновая текстура . . . . .	15
1.1.7. Экспериментальные результаты по исследованию топологических изоляторов . . . . .	16
1.1.8. Магнитные топологические изоляторы . . . . .	19
1.1.9. Нарушение T-симметрии в магнитных ТИ . . . . .	20
1.2. Семейства эффектов Холла - переход от классического к квантовому аномальному . . . . .	20
1.2.1. Трио классических эффектов Холла . . . . .	21
1.2.2. Квантовые эффекты Холла . . . . .	23
<b>Глава 2. Экспериментальные методы и изготовление образцов</b> . . . . .	33
2.1. Метод механической эксфолиации . . . . .	33
2.2. Дизайн планарных структур Холловской геометрии . . . . .	34
2.3. Оптическая литография . . . . .	35
2.4. Атомно-силовая микроскопия . . . . .	36
2.5. Процесс ультразвукового бондирования . . . . .	38
2.6. Криостат растворения . . . . .	39
<b>Глава 3. Результаты измерений</b> . . . . .	43
3.1. Измерения объемного кристалла $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ . . . . .	43
3.2. Холловские измерения для тонкого кристалла $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ . . . . .	45
3.3. Зависимость продольного холловского сопротивления от температуры для $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ . . . . .	

3.4. Зависимость дифференциального сопротивления от тока при разных температурах . . . . .	49
<b>Заключение</b> . . . . .	<b>53</b>
<b>Список литературы</b> . . . . .	<b>54</b>

## Введение

Топологические изоляторы представляют собой материалы с необычной электронной структурой и поверхностными состояниями. В объеме таких материалов находится запрещенная зона, а на поверхности образуются бесщелевые металлические состояния с линейным законом дисперсии. Изучение топологически нетривиальных систем могут стать основой для применения в устройствах пост-кремниевой электроники, спинтроники. В 2019 году был опубликован ряд статей, посвященных объединению магнитных и топологических свойств в одном материале - магнитном топологическом изоляторе  $MnBi_2Te_4$ . В таких структурах магнитная щель открывается в интерфейсных состояниях. В таких материалах может быть реализован квантовый аномальный эффект Холла, который описывает состояния краевой проводимости спин-поляризованного транспорта электронов на краях магнитных доменов. Размер магнитной щели варьируется в зависимости от магнитного момента и поверхностного заряда.

Работа посвящена изучению электронной и спиновой структуры собственного магнитного топологического изолятора  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ , изучению методики изготовления планарных структур холловской геометрии и последующего исследованию в данных упорядоченных квантовых системах аномального эффекта Холла.

### Цели и задачи работы.

Целью работы является: Исследование транспортных свойств и измерение аномального эффекта Холла в магнитном топологическом изоляторе  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ .

Для достижения цели были поставлены следующие задачи:

1. Изучить литературные источники по электронной структуре 3D топологических изоляторов, наблюдению квантового аномального эффекта Холла в топологических изоляторах.
2. Изучить методику и подготовить образцы топологического изолятора к транспортным измерениям.
3. Провести измерения для объемного образца  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ .
4. Провести измерения холловских сопротивлений (продольного и поперечного) в зависимости от магнитного поля  $B$ .
5. Провести измерения сопротивления в зависимости от температуры.
6. Получить зависимость аномального эффекта Холла.
7. Проанализировать и обработать полученные результаты, составить план дальнейшей научной работы.

**Методология и методы исследования.**

Для проведения исследований и решения поставленных задач использовались следующие методы: метод механической эксфолиации, подготовка дизайнов холловской геометрии в среде AutoCAD, атомно-силовая микроскопия, процесс ультразвукового бондирования, измерения в области низких температур.

**Структура и объем ВКР.**

ВКР состоит из введения, обзора литературных данных (1 глава), описания экспериментальных методов и методики изготовления образца (2 глава), обсуждения полученных результатов (3 глава), заключения, благодарности и библиографии. Общий объем диплома составляет 55 страниц. Библиография включает 33 наименования на трех страницах.

## Литературный обзор

Топологические изоляторы - это электронные материалы, которые имеют объемную полосовую щель, как у обычного изолятора, но имеют защищенные проводящие состояния на границе или поверхности. Эти состояния возможны благодаря сочетанию спин-орбитальных взаимодействий и симметрии, обращенной во времени.

Магнитные топологические изоляторы (ТИ) являются полупроводниковыми материалами, которые одновременно имеют узкую запрещенную зону (ЗЗ) и обладают магнитным порядком. По сравнению с обычными (немагнитными) топологическими изоляторами магнитные ТИ могут иметь ЗЗ в электронной структуре поверхностных состояний. Это дает возможность наблюдать нетривиальные явления, такие как киральные фермионы Майорана и квантовый аномальный эффект Холла, что потенциально имеет применение в спинтронике [1].

### 1.1. Основные положения топологических изоляторов.

#### Магнитные топологические изоляторы.

##### 1.1.1. Топологические изоляторы

Топологический изолятор представляет собой электронный материал с объемной запрещенной зоной (как у обычного изолятора), но также имеет защищенные проводящие состояния на границе или поверхности. Такие состояния возможны благодаря сочетанию спин-орбитальных взаимодействий и симметрии с обращением времени.

**Топология** изучает свойства объектов (пространств), которые сохраняются при непрерывных деформациях (отображении), и позволяет классифицировать их по форме. Для отображения данной классификации вводят число, называемое **топологическим инвариантом**.

Вместе с этим можно использовать топологическую классификацию (см. рис. 1.1) для квантово-механической системы состояний и действующим на них линейным операторам в гильбертовом пространстве. Например, в случае квантового эффекта Холла (КЭХ) топологическим инвариантом системы может служить количество состояний поверхностной проводимости, известное как инвариант Тоулесса-Комото, Найтингейла и ден Нейса, или число Черна.

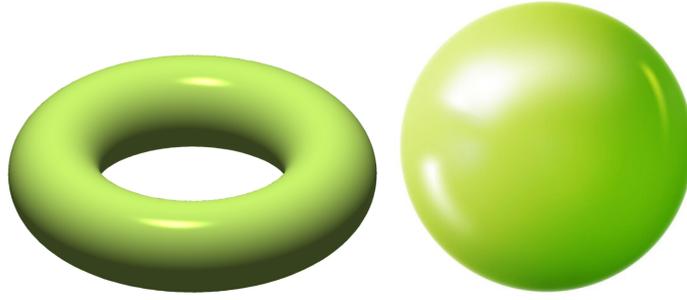


Рис. 1.1. Геометрические поверхности с разной топологией. (а) - тор с  $g = 1$  ; (б) - сфера с  $g = 0$ .

Таким образом, каждая определенно заданная топология характеризуется соответствующим индексом, который не изменяется в случае непрерывной деформации гамильтониана (кроме условия, когда деформация способствует пересечению энергетических уровней). Изменение данного индекса приводит к пересечению уровней, что объясняется проявлением металлического состояния. Такие изменения происходят в поверхностных (краевых) состояниях топологически нетривиальных диэлектриках, которые представляют собой границу раздела с вакуумом.

### 1.1.2. Фаза Берри

При обсуждении топологических инвариантов квантово-механических систем необходимо ввести понятие фазы Берри (или геометрической фазы). Именно она (наряду с киральностью) играет ключевую роль в том, что называют топологическими эффектами. Приведем ее краткое описание и физический смысл.

В качестве топологического объекта, подверженного непрерывным деформациям, рассмотрим зонную структуру некой системы.

Рассмотрим квантово-механическую систему в которой гамильтониан  $H(\mathbf{R})$  зависит от нескольких параметров  $\mathbf{R} = (R_1; R_2; \dots; R_N)$ .

Стационарное уравнение Шредингера для заданной системы выглядит следующим образом:

$$H_{\mathbf{R}} \cdot |n_{\mathbf{R}}\rangle = E_{n,\mathbf{R}} \cdot |n_{\mathbf{R}}\rangle, \quad (1.1)$$

Считаем, что при  $t = 0$  принимает значение  $\mathbf{R}(0)$ .

При медленном адиабатическом изменении параметров гамильтониана  $\mathbf{R}(t)$  будут изменяться собственные функции и собственные значения энергии, а также, в общем случае и фазовый множитель волновой функции. Однако состояние системы, то есть  $n$ , не меняется.

Эволюция состояния имеет вид:

$$H_{\mathbf{R}} |n, t\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |n, t\rangle, \quad (1.2)$$

Тогда (адиабатическую) эволюцию волновой функции, выделив фазовый множитель, можно представить как:

$$|\psi_n(t)\rangle = c_n(t) \cdot \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^t E_{n,\mathbf{R}(t')} dt'\right) |n_{\mathbf{R}(t)}\rangle, \quad (1.3)$$

где был вынесен стандартный множитель:

$$\exp\left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^t E_{n,\mathbf{R}(t')} dt'\right)$$

Эта фаза  $\int_0^t E_{n,\mathbf{R}(t')} dt'$  называется **динамической фазой**.

Если подставить (1.3) в уравнение Шредингера  $i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = E_{n,\mathbf{R}(t)} \psi$ , то получим:

$$\dot{c}_n(t) |n_{\mathbf{R}}\rangle + c_n(t) \left| \frac{\partial}{\partial t} n_{\mathbf{R}}(t) \right\rangle = 0, \quad (1.4)$$

откуда

$$\dot{c}_n(t) = -c_n(t) \langle n_{\mathbf{R}(t)} | \frac{\partial}{\partial t} |n_{\mathbf{R}(t)}\rangle, \quad (1.5)$$

Решая это уравнение с начальным условием:

$$|\psi_n(t)\rangle = \exp(i\gamma_n) \cdot \exp\left(-i \int_0^t E_{n,\mathbf{R}(t')} dt'\right) |\psi_n(t=0)\rangle, \quad (1.6)$$

где  $\gamma_n = i \int_0^t \langle n_{\mathbf{R}(t')} | \frac{\partial}{\partial t'} |n_{\mathbf{R}(t')}\rangle dt'$  есть **фаза Берри** [2].

С помощью простой замены переменных:

$$\frac{\partial \psi_n}{\partial t} = \frac{\partial \psi_n}{\partial R_1} \frac{dR_1}{dt} + \frac{\partial \psi_n}{\partial R_2} \frac{dR_2}{dt} + \dots + \frac{\partial \psi_n}{\partial R_N} \frac{dR_N}{dt} = (\nabla_{\mathbf{R}} \psi_n) \cdot \frac{d\mathbf{R}}{dt}, \quad (1.7)$$

Можно переписать фазу Берри в виде контурного интеграла в пространстве параметров (гамильтониан зависит от времени только через  $\mathbf{R}$ ):

$$\gamma_n = i \oint_C \langle n_{\mathbf{R}} | \nabla_{\mathbf{R}} |n_{\mathbf{R}}\rangle d\mathbf{R}, \quad (1.8)$$

Фаза Берри равна нулю для «тривиальных» квантовых систем. Например, для линейного осциллятора, то есть бесспиновой частицы с квадратичным законом дисперсии в

параболической потенциальной яме. Собственные волновые функции можно выбрать действительными - это полиномы Эрмита, умноженные на соответствующую экспоненту. У киральных частиц фаза Берри есть всегда.

Введем еще две величины:

$\mathbf{A}_{\mathbf{R}} = i \langle n_{\mathbf{R}} | \nabla_{\mathbf{R}} | n_{\mathbf{R}} \rangle$  и  $\gamma_n = i \oint_C \mathbf{A}_{\mathbf{R}} d\mathbf{R}$ , где первая - **связность Берри**. Она в каком-то смысле является аналогом вектор-потенциала электромагнитного поля.

Из последней формулы напрашивается определение аналогичное тензору электромагнитного поля. Для этого можно воспользоваться теоремой Стокса и записать интеграл по замкнутому контуру через интеграл по поверхности, натянутой на этот контур от потока соответствующего вектора:

$\gamma_n = i \int \text{rot} \mathbf{A} dS$ , где вектор  $\mathbf{\Omega} = \text{rot} \mathbf{A}$  - это **кривизна Берри**. В некотором смысле это аналог магнитного поля.

Примером геометрической фазы является фаза Панчаратнама - Берри, которая зависит от циклического изменения поляризации пучка света [3].

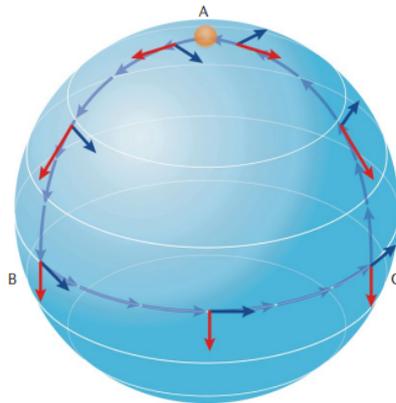


Рис. 1.2. Голономия, порождённая параллельным переносом вектора, касательного к сфере. Заимствовано из работы [3]

### 1.1.3. TKNN инвариант

Для целочисленного квантового эффекта Холла вводится топологический инвариант, называемый TKNN инвариантом (в честь четырех авторов Д. Таулес, М. Комото, П. Найтингейл, и М. ден Нийс [4]). Он был связан с введенным ранее понятием фазы Берри.

Чтобы вывести формулу для TKNN инварианта, необходимо будет воспользоваться приведенными выше выражениями для связности и кривизны Берри.

Рассмотрим двумерную(2D) электронную структуру в магнитном поле, направленном

перпендикулярно системе. Также будем считать, что электрическое поле сонаправлено с осью  $y$ , а магнитное - с осью  $z$ . Тогда для вывода формулы средней плотности тока примем результат воздействия электрического поля на систему за малое возмущение. Получим, что с точностью до первого порядка в теории возмущения:

$$\langle j_x \rangle = \sum_n f(E_n) \cdot \langle n_E | \left( \frac{ev_x}{R^2} \right) | n_E \rangle, \quad (1.9)$$

где  $R^2$  - размер нашей 2D структуры,  $v_x$  - скорость движения электрона вдоль оси  $x$ ,  $f(E_n)$  - функция распределения Ферми-Дирака.

Перезаписывая некоторые матричные элементы скорости через скобки Пуассона и подставив это в формулу для проводимости в эффекте Холла, получим следующее:

$$\sigma_{xy} = \frac{\langle j_x \rangle}{E} = -\frac{i\hbar e^2}{R^2} \sum_{n(\neq m)} f(E_n) \cdot \frac{\langle n | v_x | m \rangle \langle m | v_y | n \rangle - \langle n | v_y | m \rangle \langle m | v_x | n \rangle}{(E_n - E_m)^2}, \quad (1.10)$$

Двумерная структура электронного газа может быть классифицирована топологически в случае, если операторы трансляции  $\hat{x}$  и  $\hat{y}$  задать так, чтобы через элементарную 2D ячейку протекал квант потока (в этом случае операторы трансляции коммутируют и по теореме Блоха состояния соответствуют квазиимпульсу  $k$ ). Таким образом, зонная структура есть структура зонного изолятора, так как промежуточные состояния (в присутствии и отсутствии периодического потенциала) могут быть непрерывно преобразованы друг в друга без закрытия энергетической щели.

С помощью фазы Берри, связанной с блоховскими волновыми функциями,  $|U_m(\mathbf{k})\rangle$  будет иметь определенную фазу Берри с интегралом, выраженным через связность Берри  $\mathbf{A}_R = -i \langle U_{n\mathbf{k}} | \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} | U_{n\mathbf{k}} \rangle$

Тогда для проводимости Холла:

$$\sigma_{xy} = \nu \frac{e^2}{h}, \quad (1.11)$$

где безразмерная величина  $\nu$  равна:

$$\nu = \sum_n \int_{BZ} \frac{d^2 \mathbf{k}}{2\pi} \cdot \Omega, \quad (1.12)$$

Таким образом, ТКНН - инвариант позволяет классифицировать изоляторы по топологии их энергетической структуры, а целое число  $\nu$  является топологическим инвариантом квантового эффекта Холла [5].

#### 1.1.4. $\mathbb{Z}_2$ инвариант в топологии

В предыдущем разделе было показано, что безразмерная величина  $\nu$  есть топологическая постоянная ТИ с квантовым эффектом Холла. Это означает, что ТКNN инвариант справедлив для системы с нарушением симметрии по отношению к обращению времени (Т-симметрии).

Для систем с нулевым внешним магнитным полем справедлива Т-симметрия. Она описывается следующим оператором:  $\theta = -is_y K$ , где  $K$  - комплексное сопряжение.

Гамильтониан нашей системы коммутирует с  $\theta$ . Это означает, что по теореме Крамерса все собственные состояния Т-инвариантного гамильтониана являются по крайней мере дважды вырожденными. Вырождение следует из того, что пары состояний при  $+k$  и  $-k$  имеют одинаковую энергию.

ТКNN инвариант не может описать такие пары состояний, так как состояния в каждой паре будут давать в фазу Берри одинаковый по модулю вклад с обратным знаком. Для описания таких систем (с Т-симметрией) был введен термин  $\mathbb{Z}_2$  инвариант [6].

Например, в квадратной зоне Бриллюэна  $\mathbb{Z}_2$  инвариант задается следующим образом:

$$(-1)^\nu = \prod_{i=1}^4 \frac{Pf[\omega(\lambda_i)]}{\sqrt{\det[\omega(\lambda_i)]}}, \quad (1.13)$$

где  $\lambda_i$  - точки, по которым ведется сумма,  $Pf[\omega(\lambda_i)]$  - пфаффиан матрицы. Элементы этой матрицы можно определить в базисе функций Блоха:

$$\omega_{\alpha\beta}(k) = \langle U_{\alpha,-k} | \theta | U_{\beta,k} \rangle, \quad (1.14)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  - индексы соответствующих зон. Гильбертово пространство описывается блоховскими функциями, которое можно сопоставить с значением  $\nu$ , принимающее значение 0 или 1.

Таким же образом можно обобщить вывод  $\mathbb{Z}_2$  инварианта для 3D систем.

Однако важно отметить физическую интерпретацию данного инварианта. Она заключается в проявлении свойств топологической защищенности поверхностных состояний на границе с изолятором. Подробнее об этом в следующем разделе.

#### 1.1.5. Электронная структура топологических изоляторов

Одним из ключевых условий реализации топологического состояния в твердом теле является инверсия зоны проводимости и валентной зоны (см. рис. 1.3). Это значит, что изменяется порядок зон, которые формируют запрещенную щель. То есть в  $k$ -пространстве будет

некоторая область, в которой валентная зона (ВЗ) по энергии будет располагаться выше зоны проводимости (ЗП), в связи с этим в обратном  $k$ -пространстве (с учетом спин-орбитального взаимодействия) произойдет гибридизация в этих точках пересечения, что приведет к открытию щели.

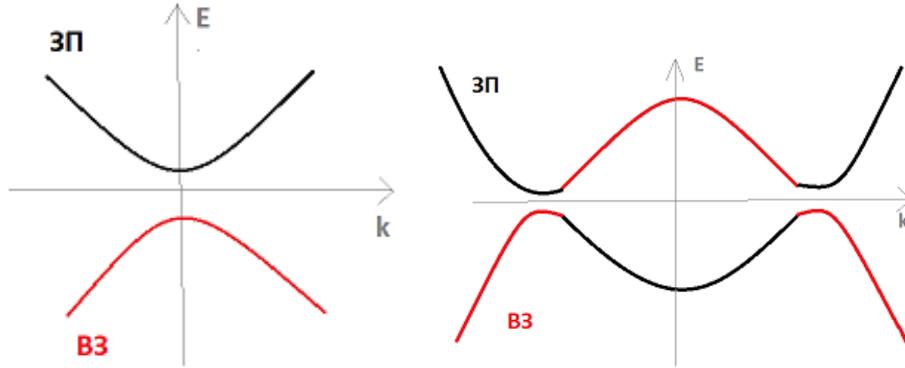


Рис. 1.3. Зонная инверсия в  $k$ -пространстве. (а) - энергетический спектр для первой зоны Бриллюэна диэлектрика ; (b) - инверсия зон за счет сильного спин-орбитального момента для топологического изолятора.

Для нечетного числа чередования зон возникают двумерные поверхностные состояния на границе, которые имеют линейный закон дисперсии в виде конуса Дирака, который пересекает запрещенную зону (см. рис. 1.5)

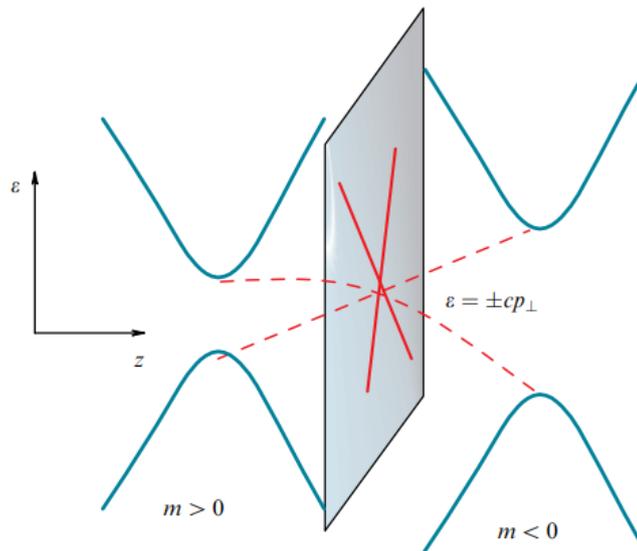


Рис. 1.4. Инверсный зонный контакт для положительной и отрицательной масс покоя электрона. Поверхностное состояние имеет электронные состояния с линейным законом дисперсии независимо от формы перехода (на поверхности). Заимствовано из работы [7]

В плоскости перехода  $z = 0$  такое пограничное состояние описывается эффективным гамильтонианом(Вейля):

$$\hat{H} = \pm v_F \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}, \quad (1.15)$$

где  $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y)$  - вектор матриц Паули частиц,  $\mathbf{p}$  - квазиимпульс электрона, отсчитываемый от Дираковской точки.

Учитывая вид вейлевского гамильтониана, можно сделать вывод, что **киральность**  $\hat{h} = \frac{\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}}{p}$  есть квантовое число из-за коммутации с гамильтонианом. То есть собственные значения, равные  $\pm 1$  соответствуют спинам, которые вращаются по и против часовой стрелки в обратном  $\mathbf{k}$ -пространстве [8] - см. рис. 1.5.

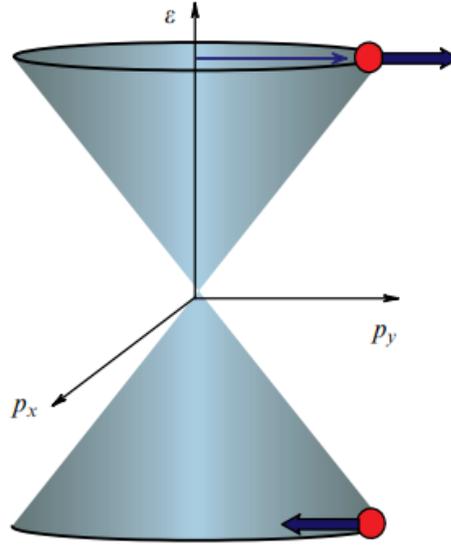


Рис. 1.5. Конус Дирака-Вейля - зависимость энергии от квазиимпульса. Положительные и отрицательные области энергии соответствуют ориентации псевдоспина, отвечающего за киральность(положительную или отрицательную)

Также можно показать, что дираковские точки являются топологическими объектами. Для этого необходимо представить связность Берри в виде суммы по всем занятым зонам и рассмотреть кривизну Берри в качестве эффективной функции магнитного поля в обратном  $\mathbf{k}$ -пространстве. Тогда можно получить число Черна(топологический инвариант) через поток вектора  $\mathbf{F}(\mathbf{k})$  через поверхность:

$$C = \frac{1}{2\pi} \int_S \mathbf{F}(\mathbf{k}) d\mathbf{S}_k, \quad (1.16)$$

Для эффективного гамильтониана (1.15) можно найти  $C = \pm 1$ , которые отвечают соответствующим киральностям.

### 1.1.6. Топология поверхностных состояний, спиновая текстура

В разделе выше были описаны краевые состояния для двумерного топологического изолятора. Было показано, что они представляют собой две области в плоскости 2D системы, которые поляризованы по спину.

Чтобы строго получить решение для поверхностных состояний, потребуется решить неоднородную задачу с гамильтонианом Дирака, подставив еще граничные условия на поверхности:

$$H = \begin{pmatrix} \Delta_z & v_{\parallel} \sigma_z p_z + v_{\perp} \boldsymbol{\sigma}_{\perp} \mathbf{p} \\ v_{\parallel} \sigma_z p_z + v_{\perp} \boldsymbol{\sigma}_{\perp} \mathbf{p} & -\Delta_z \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

где  $\Delta_z$  - некоторая функция, меняющая знак на поверхности.

Далее аналитически рассчитывается спиновая текстура (см. в [9]).

Согласно проведенным вычислениям, в случае простой поверхности (111) получим следующие значения для проекций спина на оси x, y, z:

$$\langle \psi_{\pm} | s_x | \psi_{\pm} \rangle = \mp s \cdot \sin(\theta), \quad (1.18)$$

$$\langle \psi_{\pm} | s_y | \psi_{\pm} \rangle = \pm s \cdot \cos(\theta), \quad (1.19)$$

$$\langle \psi_{\pm} | s_z | \psi_{\pm} \rangle = 0, \quad (1.20)$$

Видно, что ориентация спина перпендикулярна направлению импульса. На рис. 1.6 это продемонстрировано графически. Такие поверхностные состояния называются геликоидальными. В общем случае, можно сказать, что поверхностные состояния дираковского полуметалла схожи с соответствующими состояниями 3D топологического изолятора, поскольку для первого - это сечение Дираковского конуса, а для второго - арки Ферми, которые соединяют проекции объемных Дираковских точек с поверхностной зоной Бриллюэна.

На рисунке 1.7 наглядно представлено поведение спиновой текстуры для поверхностных топологических состояний. Она была рассчитана аналитически для поверхности (111) SnTe в зависимости от знака отношения:

$$\frac{\phi_0}{\Delta_0} = -\frac{\sin^2 \theta_+ / 2 - \cos^2 \theta_- / 2}{\sin^2 \theta_+ / 2 + \cos^2 \theta_- / 2}, \quad (1.21)$$

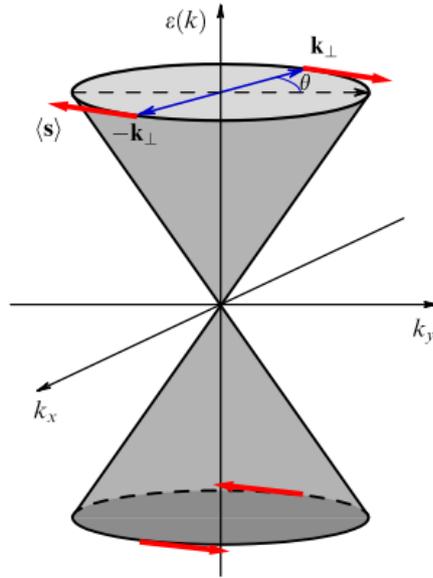


Рис. 1.6. Спиновая текстура интерфейсных состояний, изображенная на конусе Дирака-Вейля (в центре зоны Бриллюэна). Положительные и отрицательные области энергии соответствуют ориентации псевдоспина, отвечающего за киральность (положительную или отрицательную). Заимствовано из работы [7]

где  $\phi_0$  - параметр изгиба зон. В зависимости от знака  $\phi_0$  топологические состояния соответствуют изгибу зон вниз (в случае  $\phi_0 > 0$ ) или вверх (в случае  $\phi_0 < 0$ ). Полученные графики показывают связь между интерфейсными топологическими состояниями и зонной структурой в объеме данных материалов. Это позволяет управлять спиновой структурой ТИ при помощи изменения параметров объемной зоны или изменения изгиба зон.

### 1.1.7. Экспериментальные результаты по исследованию топологических изоляторов

Топологические изоляторы представляют собой материалы, которым свойственно иметь в объеме запрещенную зону, а на поверхности - бесщелевые состояния с линейным законом дисперсии и определенную спиновую текстуру.

Исторически первым экспериментально исследованным ТИ был сплав  $Bi_{1-x}Sb_x$  [10]. Преимуществом данного материала является наличие нечетного числа инверсий в зоне Бриллюэна, а также при допировании сурьмой ( $x$ ) в диапазоне от 0.09 до 0.23. Однако в ходе дальнейших исследований выбранная система была не единственным эталоном для изучения свойств интерфейсных состояний топологического изолятора, так как сложная структура данного ТИ обуславливалась сильным эффектом Рашбы. Такие состояния можно охарактери-

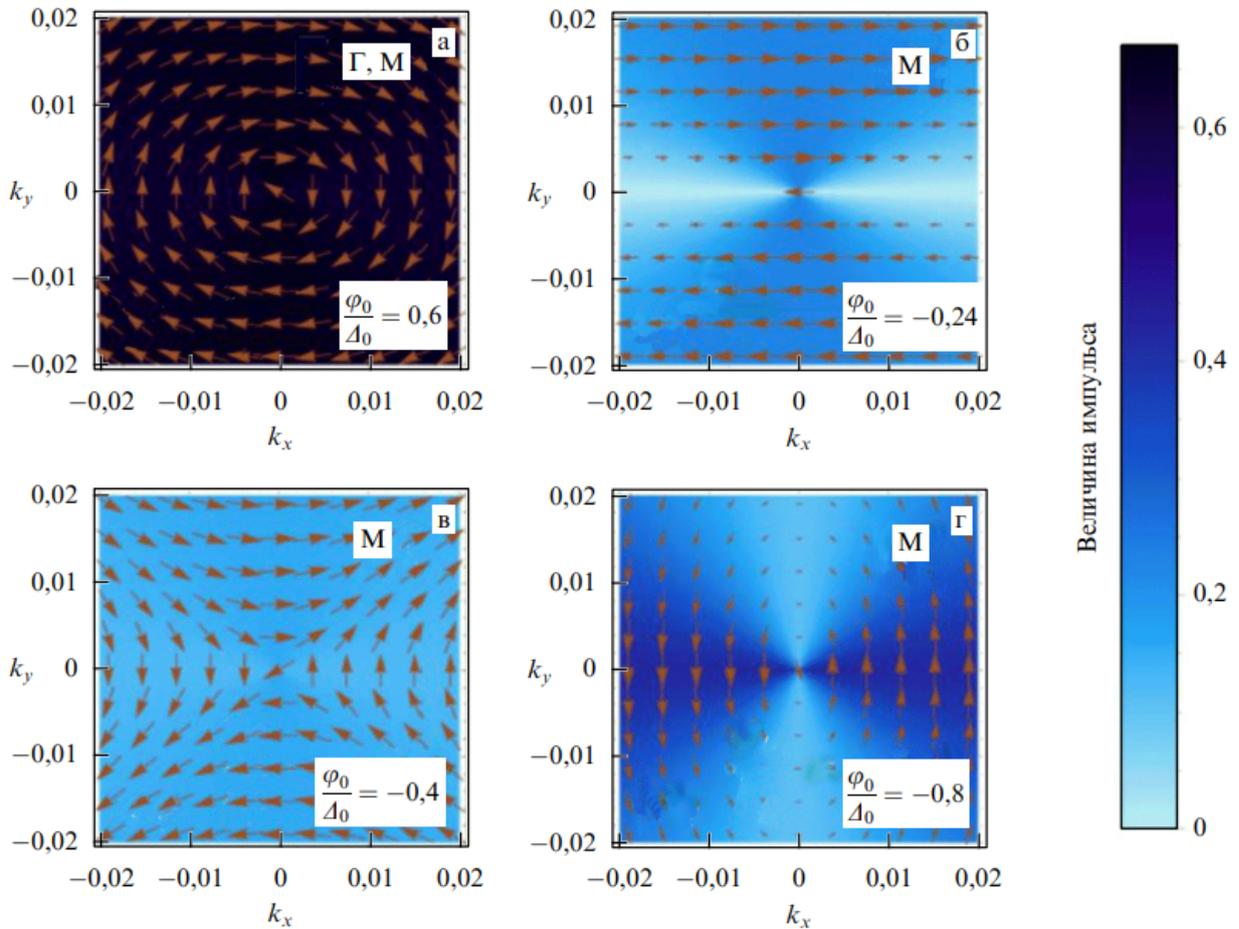


Рис. 1.7. Спиновая текстура поверхностных состояний SnTe поверхности (111). Значения  $k_x$  и  $k_y$  определены в центре зоны Бриллюэна (точка  $\Gamma$ ) и центрах краев зоны Бриллюэна (точка М). В случае изгиба зон вниз (рис. а и б) для  $\Gamma$ -долины спиновая картина геликоидальна, а для М-долины - деформирована. Различие заметно при изгибе зон вверх (рис. в и г): симметрия сохраняется, однако имеет противоположную киральность.

зывать четным количеством пересечений с уровнем Ферми. Также недостатком такого ТИ в [10] относили величину ширины запрещенной зоны, которая составляет порядка 30 мэВ. Запрещенная зона в ТИ должна быть достаточно узкой, чтобы высокое спин-орбитальное взаимодействие приводило к инверсии состояний потолка валентной зоны и дна зоны проводимости в определенных точках зоны Бриллюэна [11] - см. рис. 1.8. Позже такой сплав стали называть *первым поколением* 3D топологических изоляторов.

Далее вследствие расчетов зонной структуры [12] были взяты для исследования новые материалы в качестве трехмерных топологических изоляторов - это дихалькогениды полуметаллов  $Bi_2Se_3$ ,  $Bi_2Te_3$ ,  $Sb_2Te_3$ . Для  $Bi_2Se_3$  и  $Bi_2Te_3$  теоретические исследования подтвердились проведением эксперимента в 2009 году (соответственно [13] и [14]). Такие ТИ состоят из

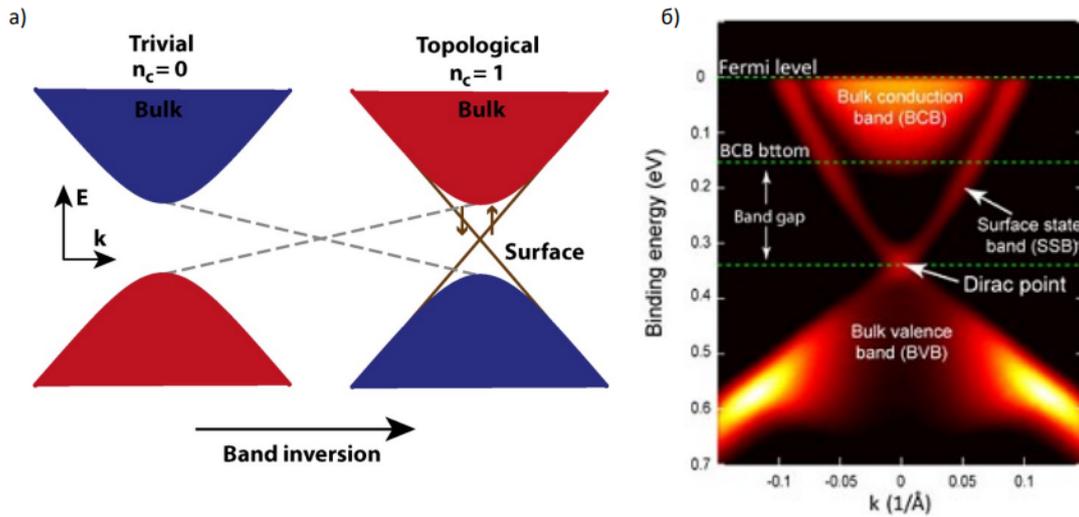


Рис. 1.8. На рис.а показана схема инверсии зон и образования топологических интерфейсных состояний. На рис.б - экспериментальный результат изображения конуса Дирака на поверхности  $Bi_2Se_3$  методом разрешённой по углу фотоэмиссионной спектроскопии. Пунктирными линиями обозначены уровень Ферми, (Fermi level), дно зоны проводимости (BCB bottom), точка Дирака. (Dirac point). Стрелками обозначены запрещённая зона (Band gap), поверхностное состояние (SSB). Плотность состояния ниже точки Дирака представляет собой объёмную валентную зону (BVB).

пятислойных блоков внутри которых атомные слои формируют между собой ковалентную связь и располагаются так, как на рис. 1.9 а. Блоки между собой связаны слабыми Ван-дер-Ваальсовыми силами. Из-за слоистой структуры и слабой связи между слоями получить тонкие структуры данных ТИ очень просто - соединения легко сципляются по Ван-дер-Ваальсовому промежутку между блоками. Конус Дирака располагается в точке  $\Gamma$  (является центром зоны Бриллюэна) поверхностной зоны Бриллюэна (см. рис. 1.9 б). Однако  $Bi_2Se_3$  и  $Bi_2Te_3$  имеют не такие простые химические свойства. Из-за дефектов, которые возникают естественным образом данные ТИ являются вырожденными полупроводниками. Это приводит к преобладанию объёмных носителей в транспортных свойствах. С точки зрения свойств, сопряженных с объёмными носителями, имеет преимущество соединение  $Bi_2Te_2Se$ . В последующих работах было предложено добавление четвертого химического компонента  $Bi_{2-x}Sn_xTe_{3-y}Se_y$  - см. [15]. Для данного соединения экспериментально была получена фазовая диаграмма и определена прямая с высоким значением объёмного сопротивления.

После открытия тетрадимитовых ТИ и их производных предсказали некоторые топологические свойства для тройных соединений типа III-V-VI<sub>2</sub> на основе таллия, чья электронная структура была похожа на второе семейство ТИ. Вслед за таллий-содержащими материалами стали получать гомологические соединения с более тяжёлыми атомами Ge и

Pb в качестве третьего компонента.

Также большой интерес представляет ряд таких топологических материалов как  $nPbSe_mBi_2S_3$ . Теоретически было установлено, что электронная структура этого кристалла с гексагональной структурой характеризуется большой запрещённой щелью (до 400 мэВ) и изолированной от объёмных состояний точкой Дирака.

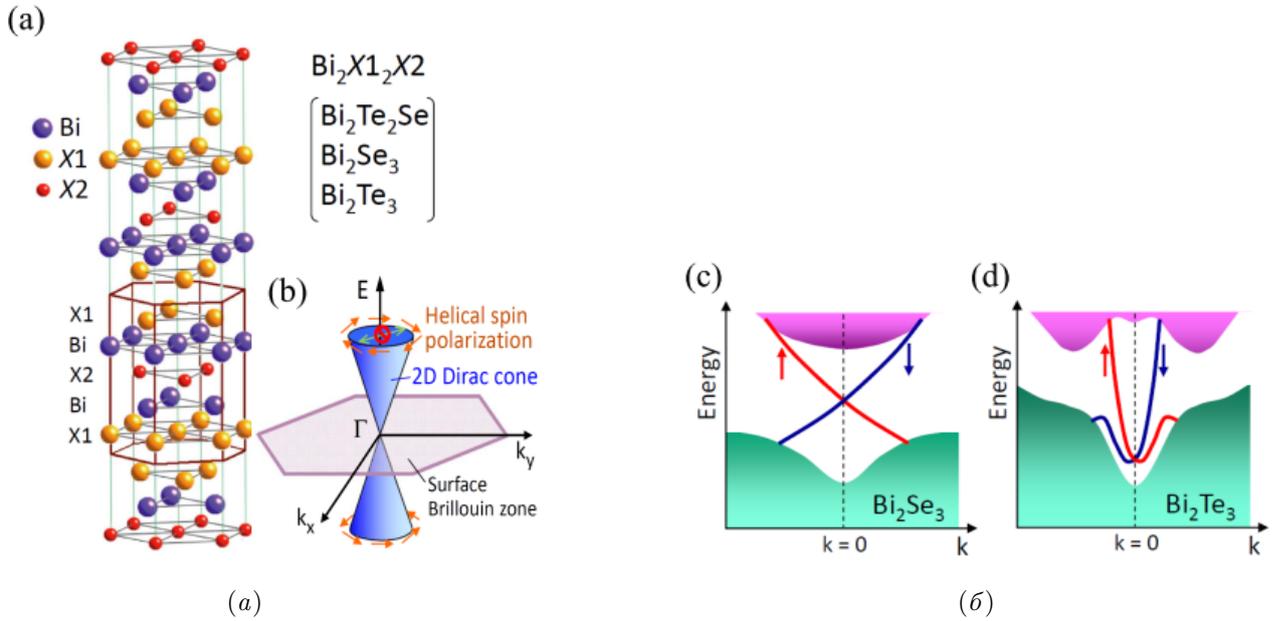


Рис. 1.9. Объёмная ячейка  $Bi_2Se_3$  ( $X_1 = X_2 = Se$ ),  $Bi_2Te_3$  ( $X_1 = X_2 = Te$ ),  $Bi_2Te_2Se$  ( $X_1 = Te$ ;  $X_2 = Se$ ) в гексагональном базисе. Элементарная ячейка состоит из трёх таких блоков в направлении  $c$ . (b) Энергетический спектр невырожденного по спину интерфейсного состояния трехмерного ТИ, образующий двумерный конус Дирака. Изображение зонной структуры поверхности и объёма в (c)  $Bi_2Se_3$  и (d)  $Bi_2Te_3$ . Заимствовано из работ [16] и [17].

### 1.1.8. Магнитные топологические изоляторы

Выше было показано, что спин-орбитальная связь является эффективным методом для управления спиновым состоянием электрона. Также стало известно, что спином электрона можно манипулировать с помощью магнитного момента, как это происходит в магнитных материалах. Таким образом, было высказано предположение, что спиновую управляемость может быть еще больше усилена, если в ТИ добавить дополнительный магнитный порядок.

С точки зрения химии магнито-упорядоченные примеси представляют собой металлы 3d ряда и редкоземельные элементы. Их вводят в кристаллическую структуру топологических изоляторов, что приводит к обменно-взаимодействию между электронами частично заполненных 3d и 4f уровней с одной стороны и s, p - с другой.

Магнитные топологические изоляторы проявляют ряд интересных свойств, наиболее важным из которых является квантовый аномальный эффект Холла.

### 1.1.9. Нарушение T-симметрии в магнитных ТИ

Из формулы для эффективного гамильтониана видно, что защита T-симметрии обеспечивается  $h(k) = h^*(-k)$ . Однако когда вводится дополнительный магнитный обмен  $M_z$ , масса меняется на:

$$m(k, M_z) = m_0 + B(k_x^2 + k_y^2) + gM_z, \quad (1.22)$$

Таким образом, нарушается равенство для  $h(k, M_z)$  и безмассовые поверхностные фермионы Дирака вырождаются до массивного случая, когда поверхность открывает щель (см. рис. 1.10). Экспериментально такой топологический поверхностный зазор был впервые обнаружен методом ARPES при измерениях на материалах  $Bi_2Se_3$ , легированных переходными металлами, и наблюдали небольшое открытие поверхностного зазора (порядка 7 мэВ) в образце  $(Bi_{0.99}Mn_{0.01})_2Se_3$  [18].

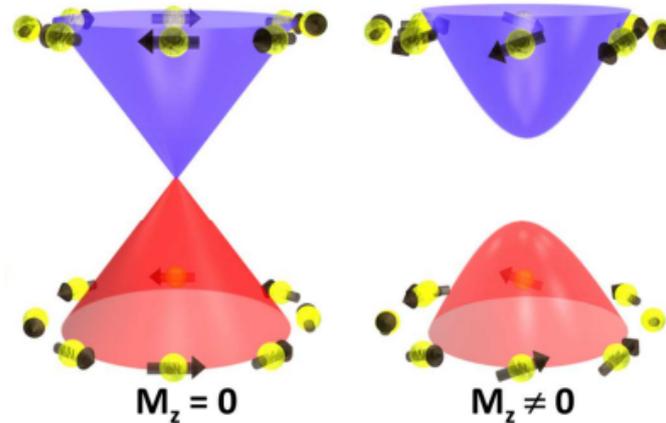


Рис. 1.10. Диаграмма поверхностных состояний в недопированном ТИ (безмассовый случай) и магнитно-допированном ТИ (массивный случай) соответственно.

## 1.2. Семейства эффектов Холла - переход от классического к квантовому аномальному

В этом разделе будут описаны трио эффектов Холла для классического и квантового случая соответственно - классический/квантовый эффект Холла (ЭХ или КЭХ), (квантовый) аномальный эффект Холла (АЭХ или КАЭХ) и (квантовый) спиновый эффект Хол-

ла(СЭХ или КСЭХ). По большей части интерес к магнитным ТИ объясняется появлением в них КАЭХ, поскольку наличие поверхностных состояний в таких системах способствуют движению электронов, поляризованных по спину, без рассеяния на макроскопическом расстоянии. На основе структур на магнитных ТИ можно создавать кубиты квантовых компьютеров, а также многие устройства спинтроники.

### 1.2.1. Трио классических эффектов Холла

#### Классический эффект Холла

Исторически Холл-эффект начался с эксперимента Эдвина Холла. В своей работе [19] он зафиксировал открытие, сделанное 28 октября 1887 года. В эксперименте поместили полосу золотого листа(на стеклянной пластине) между полюсами электромагнита и обнаружили изменение напряжения между двумя вертикальными зондами(т.е. поперечными по отношению к направлению тока) до и после того, как был включен электромагнит. Этот знаменитый эффект Холла позже был объяснен в терминах классической силы Лоренца, действующей на движущийся электрон магнитным полем в классическом диффузионном режиме. Было установлено, что наклон линейной полевой зависимости сопротивления Холла, определяемого как поперечное напряжение, деленное на ток, имеет тесную связь с типом и плотностью носителей и задается следующим соотношением:

$$R_{xy} = \frac{U_{xy}d}{I \cdot B} = -\frac{1}{n_{2D} \cdot e}, \quad (1.23)$$

где  $d$  - значение толщины рассматриваемого образца.

Поэтому классический эффект Холла широко используется для изучения электрических свойств материалов благодаря своему удобству.

#### Аномальный эффект Холла

После открытия эффекта Холла([19]) было проведено множество аналогичных экспериментов с использованием ферромагнитных материалов(такие как кристаллы никеля и кобальта). Было установлено, что сопротивление Холла, которое зависит от магнитного поля имеет необычно большой наклон при небольшом поле [20]. Было выявлено, что этот необычный эффект возникает в связи намагниченности ферромагнитных материалов, что впоследствии назвали **аномальным эффектом Холла** [21]. Далее было показано, что из-за сохранения спонтанной намагниченности материалом при снятии внешнего магнитного поля(МП) АЭХ может быть измерен в нулевом МП. По сравнению с классическим эффек-

том Холла аномальный остается проблемой с момента его открытия, хотя принято считать, что фундаментальную роль в АЭХ играет спин-орбитальное взаимодействие. Однако точное обоснование эффекта остается под вопросом. В настоящее время зачастую описывают АЭХ с помощью эмпирической формулы:

$$R_{xy} = R_0 H + R_A M(H), \quad (1.24)$$

Если обычный коэффициент Холла  $R_0$  обратно пропорционален плотности Холла, то экспериментально установлено, что аномальный коэффициент Холла  $R_A$  существенно зависит от целого ряда специфических параметров материала и, в частности, от продольного удельного сопротивления  $\rho_{xx}$ .

Современное полуклассическое объяснение АЭХ состоит в том, что носители заряда приобретают некую аномальную скорость вследствие ненулевой кривизны Берри и некоторых внешних и внутренних факторов рассеяния. В общем случае аномальный коэффициент Холла зависит от удельного сопротивления системы ( $\rho$ ):

$$R_A = c \cdot \rho^n, \quad (1.25)$$

где  $c$  - константа, а степень  $n$  - зависит от механизма рассеяния носителей. При анализе экспериментальных данных обычно берут  $n = 1$  или  $2$ .

## Спиновый эффект Холла

Из вышеприведенных рассуждений об АЭХ мы знаем, что релятивистское спин-орбитальное взаимодействие генерирует асимметричное отклонение носителей заряда в зависимости от направления их спина. Следуя тому же сценарию, разумно ожидать, что спин-орбитальное взаимодействие также может вызывать спин-зависимое отклонение в материалах, не являющихся ферромагнитными, посредством точно таких же механизмов (рассеяния). Такое транспортное явление называется **спиновым эффектом Холла**.

Рисунок 1.11 иллюстрирует связь между АЭХ и СЭХ. Хорошо видно, что в немагнитных (НМ) материалах, где  $M_Z = 0$ , количество спин-вверх и спин-вниз электронов находится в равновесии, поэтому дисбаланса поперечного заряда не возникает. Вместо этого СЭХ генерирует краевое спиновое накопление, которое имеет противоположную поляризацию на противоположных краях. То есть СЭХ в НМ материалах обеспечивает чистый спиновый ток вдоль поперечного направления [22].

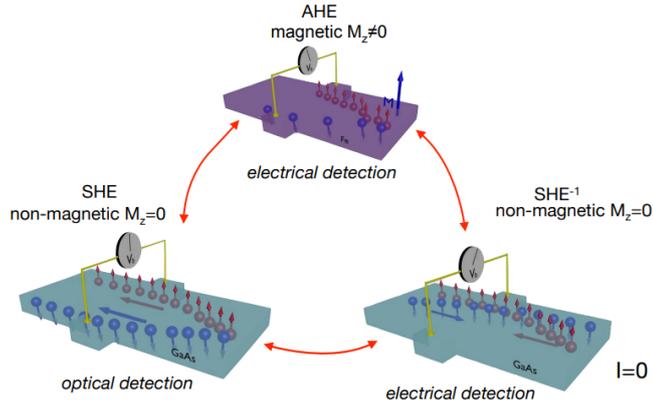


Рис. 1.11. В система АЭХ ток заряда создает поляризованный поперечный ток. В режиме СЭХ неполяризованный ток заряда генерирует поперечный спиновый ток. Заимствовано из [22].

Таким образом, спиновый холловский эффект объясняется такими же механизмами, что и аномальный. Считается, что АЭХ - частный случай СЭХ в случае наличия спонтанной намагниченности.

### 1.2.2. Квантовые эффекты Холла

В этом разделе будут рассмотрены некоторые топологические электронные состояния и их квантовая физика, включая целочисленное квантовое состояние Холла (КЭХ), квантовое аномальное состояние Холла (КАЭХ), квантовый спиновый Холл (КСЭХ). Будем использоваться концепция фазы Берри (см. раздел 1.1.2) в пространстве импульсов для обсуждения топологической природы топологических состояний и связанных с ними топологических инвариантов.

#### Квантовый эффект Холла (КЭХ)

Открытие квантового эффекта Холла (КЭХ) исторически стало результатом систематических измерений на системах двумерного (2D) электронного газа, в котором движение электрона вдоль оси  $z$  зафиксировано. Также стало известно, что при приложении сильного магнитного поля, перпендикулярного такой системе (2D электронный газ), гамильтониан описывается следующим образом:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_z^2 + \frac{m\omega_c^2}{8} (x^2 + y^2) - i\hbar\omega_c \left( x \frac{\partial}{\partial y} + y \frac{\partial}{\partial x} \right) \right] \cdot \psi = E \cdot \psi, \quad (1.26)$$

где  $\omega_c$  - циклотронная частота. В таких условиях электрон в зоне проводимости будет вести себя как обычный гармонический осциллятор, а собственные состояния энергии, так

называемые уровни Ландау (УЛ), квантуются:

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c, \quad (1.27)$$

В таком квантованном состоянии УЛ впервые было предложено Л.В.Шубниковым и В.Дж.де Хаасом, что продольная проводимость  $\sigma_{xx}$  будет периодически осциллировать с изменением приложенного магнитного поля. На основе уравнения из [23] было получено, что:

$$S_f = \pi k_f^2 = (n + \gamma) \frac{2\pi e}{\hbar} B_n, \quad (1.28)$$

где  $S_f$  - площадь поперечного сечения поверхности Ферми в  $k$ -пространстве,  $n$  - индекс УЛ,  $\gamma$  - непосредственно связана с фазой Берри. Соответствующий период колебаний Шубникова-де Хааса зависит только от плотности носителей  $n_{2D}$  в системе 2D электронного газа:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{B_{N+1}} - \frac{1}{B_N} = \frac{2e}{\hbar k_f^2} = \frac{2e}{n_{2D} h}, \quad (1.29)$$

На самом деле квантовое колебание Шубникова-де Хааса наблюдалось в 1966 году на полевых транзисторах (ПТ) на основе кремния [24], однако только в 1980 году немецкий физик Клаус фон Клитцинг, работавший в лаборатории высоких магнитных полей с высокоподвижным двумерным кремниевым ПТ, сделал неожиданное открытие, состоящего в том, что холловская проводимость Холла точно квантована [25] - см.рис. 1.12.

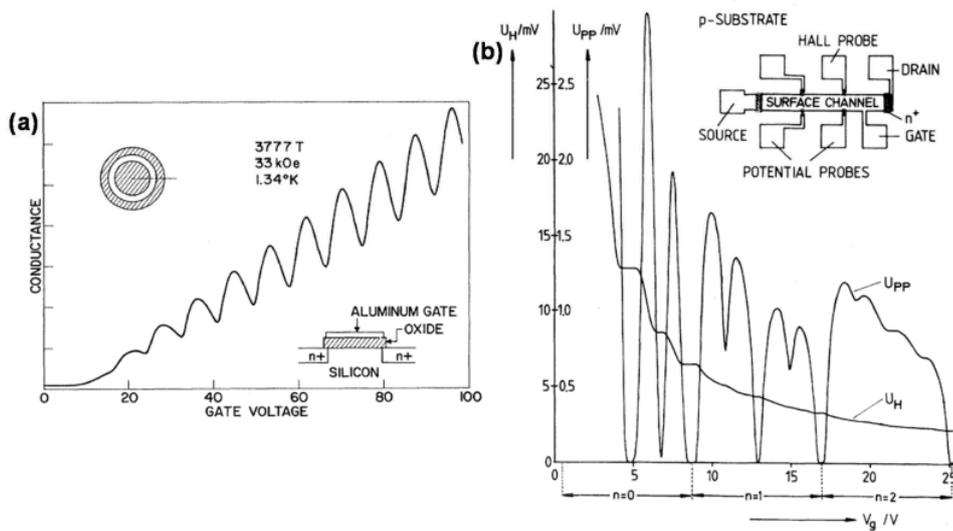


Рис. 1.12. (а) Наблюдение осцилляции Шубникова-де Хааса в ПТ на основе кремния. (б) Первое наблюдение КЭХ на ПТ на основе Si. Заимствовано из [24] и [25].

Конечно существует полуклассическое объяснение этого эффекта (КЭХ). В 2D электронном газе с большим магнитным полем, УЛ во внутренней части дискретны, что описывается уравнением (1.27). С другой стороны, из-за конечного размера образца в 2D электронном газе, плотность носителей вблизи края образца становится окончательно нулевой. Это, в свою очередь, соответствует увеличению энергии УЛ на краю, так что эти уровни становятся незанятыми за пределами образца. Таким образом, все занятые УЛ внутри образца должны пересечь уровень Ферми вблизи границы устройства, как показано на рис. 1.13 (с). Следовательно, ожидается, что металлические свойства возобновятся в этих точках пересечения краевых состояний. В таких условиях, когда уровень Ферми расположен между двумя соседними УЛ, циклотронная орбита локализует проводимость, и объемная масса, таким образом, будет изолирующей. По мере того как мы монотонно увеличиваем магнитное поле, мы увидим, что продольное сопротивление осциллирует между максимумами и минимумами; при этом холловское сопротивление будет иметь вид плато, когда энергия Ферми находится между двумя УЛ, так как киральное краевое состояние имеет целое число  $e^2/h$  и изменяет свое значение на единицу  $e^2/h$  по мере перемещения уровня Ферми через УЛ.

С течением времени стала связь между целочисленным КЭХ и топологической зонной структурой, которая проявляется в бездиссипативных киральных краевых состояниях, образующихся в состоянии КЭХ, которые являются естественным результатом изменения топологического инварианта, а именно числа TKNN (или первого числа Черна  $C_1$ ) см. 1.1.3. С этой точки зрения, состояние целочисленного КЭХ можно рассматривать как новое квантовое состояние материи, топологически отличное от традиционных состояний материи, и такой квантовый холловский изолятор, принадлежит ТИ с нарушенной T-симметрией.

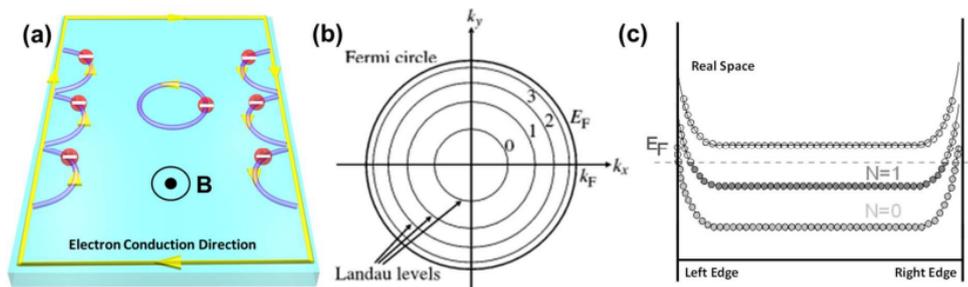


Рис. 1.13. (а)Схема циклотронных орбит и киральных краевых состояний в системе двумерного электронного газа под действием сильного магнитного поля, перпендикулярного образцу. Желтые стрелки показывают направление проводимости электронов в зоне проводимости. (б) Квантование уровней Ландау в  $k$ -пространстве. (с) Спектр уровней Ландау в реальном пространстве для устройства конечного размера с границами

## Квантовый спиновый эффект Холла(КСЭХ)

После экспериментального наблюдения обычного спинового холловского эффекта его квантовая версия была предсказана теоретически в графене Ч.Кейном и Ю.Меле [26]. Под квантовой моделью подразумевалась двойная копия модели Холдейна(в которой электроны с сонаправленными спинами образуют киральное краевое КЭХ состояние), то есть они движутся в одном направлении по краю в соответствии значению спина; соответственно электроны с противоположным направлением спина двигаются в противоположном направлении. В результате холловская проводимость равна нулю, в то время как спиновая принимает значение  $\sigma_{xy} = 2\frac{e^2}{h}$ . Поэтому для реализации КСЭХ достаточно двумерного изолятора. Вследствие особенности распределения кривизны Берри, зависящей от спин-орбитального взаимодействия, и отсутствия внешних механизмов, связанных с рассеянием, приводят к квантованному значению поперечной спиновой проводимости. Однако в случае двумерного изолятора число Черна равно нулю(поскольку существует T-симметрия), следовательно нельзя различить классическое состояние от КСЭХ. В связи с этим используется  $\mathbb{Z}_2$ , который принимает значения 0 или 1 в этих состояниях соответственно.

## Квантовый аномальный эффект Холла(КАЭХ)

Известно, что обычный холловский эффект Холла и аномальный в твердом теле являются результатом нарушения временной симметрии. Так например, в первом случае необходимо наличие перпендикулярного магнитного поля, чтобы создать поперечное напряжение ( $V_{xy}$ ); во втором случае - спонтанная намагниченность заменяет внешнее магнитное поле, а  $V_{xy}$  возникает из-за спин-орбитального взаимодействия между током заряда и магнитными моментами.

С момента открытия квантового эффекта Холла (КЭХ) квантованная киральная краевая проводимость наблюдалась в различных двумерных системах при воздействии на них сильного магнитного поля. Однако в течение нескольких десятилетий не было достигнуто значительного прогресса в экспериментальных исследованиях квантового аномального эффекта Холла (КАЭХ). Только с открытием топологических материалов поиск подходящих(ненулевых) черновских изоляторов и сам КАЭХ стал практическим.

В случае описания квантового аномального эффекта моделью Холдейна зарядовая холловская проводимость принимает целые значения  $\sigma_{xy} = N\frac{e^2}{h}$  в отсутствие внешнего поля. К примеру, можно осуществить КАЭХ, если в КСЭХ оставить только одну подсистему с киральным поверхностным состоянием (если нарушить вторую подсистему посредством внутренне-

го магнитного момента). С открытием трехмерных ТИ это стало возможным, и в результате КАЭХ был экспериментально обнаружен в тонких плёнках трехмерного ТИ, легированных магнитными атомами [27]. Учитывая тесную топологическую связь между двумя квантовыми явлениями (КСЭХ и КАЭХ), утверждается, что состояние спирального края в режиме КСЭХ можно рассматривать как две копии каналов КАЭХ с противоположной хиральностью [28].

В 2008 году на основе четырехполосной модели 2D ТИ, описываемой уравнением с  $H_e f f$  было исследовано топологическое изменение поверхностной полосы при введении дополнительных ионов Mn в  $HgTe/CdTe$ .

Позже, в 2013 году К.З. Чанг и др. из Университета Цинхуа впервые сообщили о наблюдении КАЭХ на пленке  $Cr_{0.15}(Bi_{0.1}Sb_{0.9})_{1.85}Te_3$ , выращенной на подложке  $SrTiO_3(111)$  [27]. В их работе, как показано на рис. 1.14 (а) и (с), КАЭХ достигался при температуре 30 мК. В частности, когда уровень Ферми был электрически настроен на поверхностный зазор ( $V_g$  порядка -1,5 В),  $R_{xy}$  квантовался при  $\frac{h}{e^2}$ , и это квантованное значение было практически инвариантно к внешнему магнитному полю, что свидетельствует об идеальной краевой проводимости и зарядовой нейтральности пленки. Также на рис. 1.14 (b) приведены зависящие от затвора  $R_{xy}$  и  $R_{xx}$  в нулевом поле, и было показано, что  $R_{xy}$  демонстрирует отчетливое плато с квантованным значением  $\frac{h}{e^2}$ .

Недавно Н. Z. Лу и др. подставили эти транспортные данные под эффективную модель проводимости, и получили подтверждение между теорией и экспериментом. Согласие между теорией и экспериментом подтвердило, что транспорт в режиме КАЭХ действительно происходит из топологической нетривиальной зоны проводимости, которая имеет концентрированную кривизну Берри и локальный максимум групповой скорости [29].

### **Наблюдение квантового аномального эффекта Холла в топологическом изоляторе $MnBi_2Te_4$**

**В 2020 году** КАЭХ был впервые реализован в магнитном топологическом изоляторе  $MnBi_2Te_4$  при температуре 1,4К [30]. В магнитных топологических изоляторах, КАЭХ может быть индуцирован путем введения дальнего магнитного порядка посредством легирования магнитной примесью. Однако магнитное легирование вносит некоторый беспорядок, что делает наблюдение такого состояния возможным только при очень низкой температуре (порядка мК), а также препятствует дальнейшим физическим исследованиям этого состояния. Такие материалы (магнитные топологические изоляторы) содержат слои

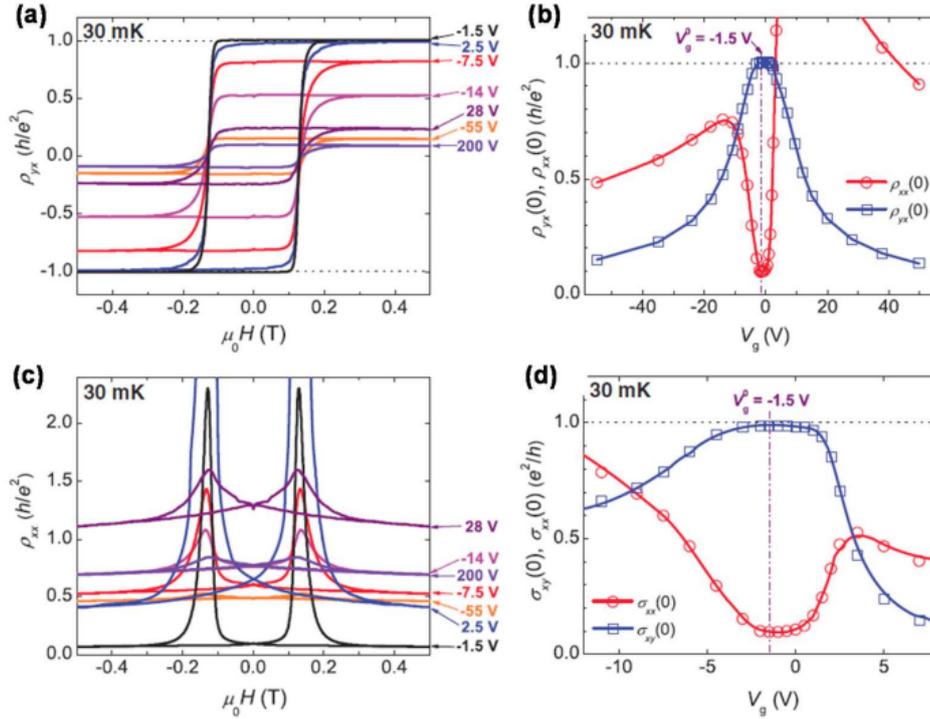


Рис. 1.14. (а) Магнитное поле. Зависимость  $R_{xy}$  от магнитного поля при различных  $V_g$ . (б) Зависимость  $R_{xy}(0)$  (пустые голубые кружки) и  $R_{xx}(0)$  (пустые красные кружки) от  $V_g$ . (с) Зависимость  $R_{xx}$  от магнитного поля при различных  $V_g$ . (д) Зависимость  $\sigma_{xy}(0)$  (пустые синие квадраты) и  $\sigma_{xx}(0)$  (пустые красные кружки) от  $V_g$ . Заимствовано из [27].

$MnBi_2Te_4$ , в которых ионы Mn расположены ферромагнитно, а между слоями образуется антиферромагнитная связь как показано на рисунке 1.15. Chen и Zhang расщепили монокристалл  $MnBi_2Te_4$  и наблюдали КАЭХ в пятислойном образце  $MnBi_2Te_4$  при 1,4 К. Экспериментальные результаты представлены на рисунке 1.15. Также были построены графики для поперечного и продольного сопротивлений Холла при температуре 1,4 К пятислойного  $MnBi_2Te_4$  (см. рис. 1.16)

В работе 2022 года [31] было изучено взаимодействие между магнетизмом и топологией  $MnBi_2Te_4$ , которое делает этот топологический изолятор хорошей платформой для исследования контролируемого топологического фазового перехода и новых физических состояний, таких как квантовое аномальное состояние Холла и полуметаллическая фаза Вейля. Было показано, что температура, легирование и внешнее магнитное поле могут влиять на различные топологические фазы и вызывать фазовые переходы в определенных условиях.

Многослойные образцы  $MnBi_2Te_4$  демонстрируют богатый набор магнитных состояний под действием вертикального магнитного поля. Эти состояния проявляются в виде ступенек холловского сопротивления Холла  $R_{yx}$  по мере изменения магнитного поля.

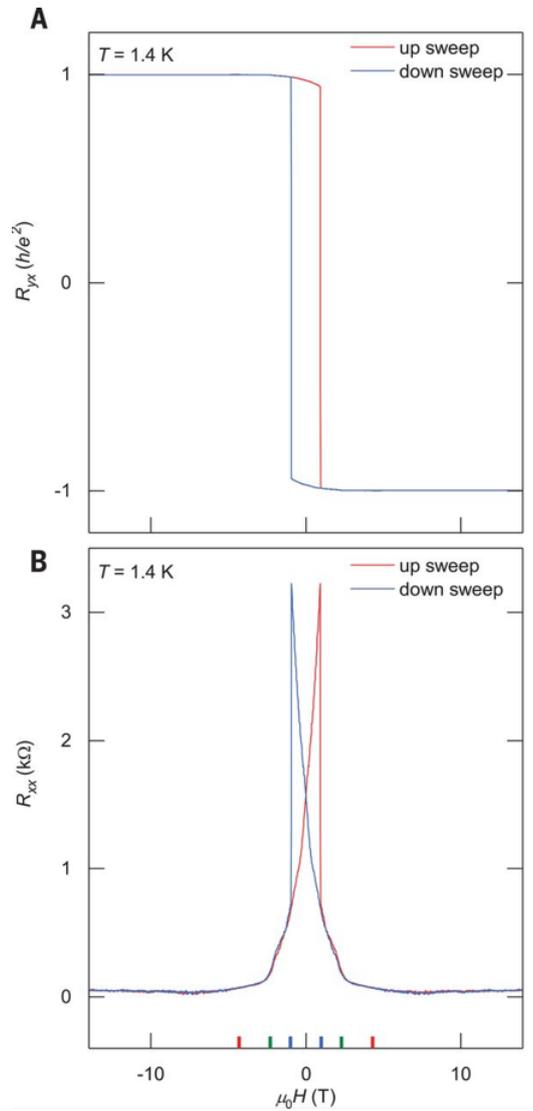


Рис. 1.15. (А и В) Зависимости  $R_{yx}$  (А) и  $R_{xx}$  (В) от магнитного поля, полученные в пятислойном (один слой представляет собой Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te) образце при  $T = 1,4$  К. Представленные данные  $R_{yx}$  и  $R_{xx}$  антисимметричны и симметричны, соответственно, чтобы устранить смещение двух компонентов (симметричных и антисимметричных  $R_{yx}$  и  $R_{xx}$ . Восходящая и нисходящая развертки магнитного поля показаны красным и синим цветом, соответственно.  $R_{yx}$  достигает  $0,97 h/e^2$  одновременно с  $R_{xx}$  равным  $0,061 h/e^2$ , при  $\mu_0 H = 0$ . Эти особенности однозначно свидетельствуют о наличии КАЭХ в нулевом поле. Внешнее магнитное поле поляризует ферромагнитные слои по отдельности и еще больше улучшает квантование КАЭХ.  $R_{yx}$  квантуется до  $0,998 h/e^2$  в магнитных полях выше 2,5 Т. Заимствовано из [30].

$MnBi_2Te_4$  состоит из соединенных Ван-дер-Ваальсовыми связями семиатомных слоев, расположенных вдоль кристаллографической оси. В работе [32] был изучен КАЭХ в 24-слойном слое  $MnBi_2Te_4$ , полученный молекулярно-лучевой эпитаксией (Структурные и магнитные характеристики тонких пленок ТИ см. на рис. 1.17). Также в этой работе было

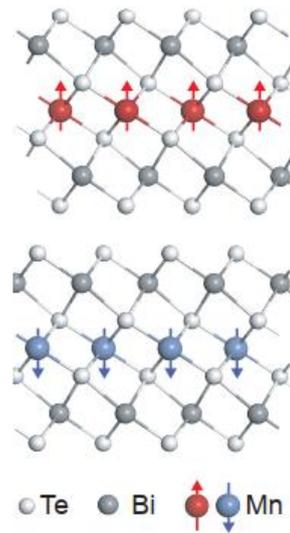


Рис. 1.16. Кристаллическая структура  $MnBi_2Te_4$

показано, что аномальный отклик Холла топологического происхождения в этом материале содержит вклад в угол наклона при низкой температуре.

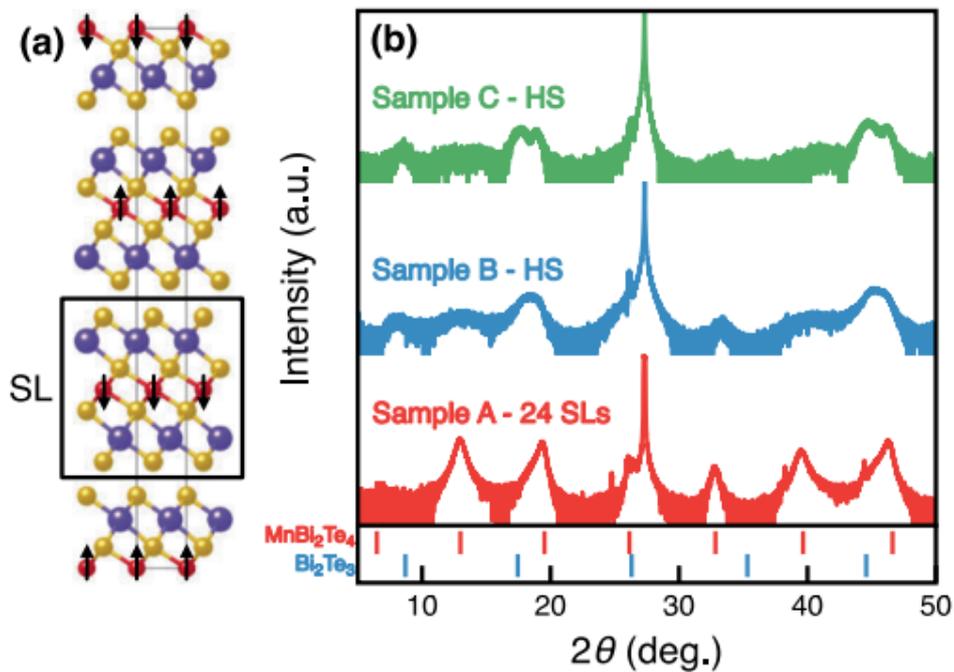


Рис. 1.17. Структурные и магнитные характеристики тонких пленок  $MnBi_2Te_4$ . (a) Кристаллическая структура  $MnBi_2Te_4$ . Магнитные моменты отдельных атомов Mn показаны черными стрелками. SL: семиуровневый слой. (b) Рентгенограммы, полученные на образцах А (красный), В (синий) и С (зеленый). Ниже приведены ожидаемые брэгговские пики для  $MnBi_2Te_4$  и  $Bi_2Te_3$ . HS расшифровывается как гетероструктура. Заимствовано из [32].

Были выращены три образца (А, В и С), подложки которых последовательно подвер-

гались потоком следующих химических элементов: Mn-Bi-Te (в течение 30 секунд), Mn-Te (в течении 30 с - для А и С образцов, в течении 15 с - для В образца) и Te (120 с - для А и В, 180 с - для образца С). Эффект Холла был измерен при температуре 4.2 К (см. рис. 1.18). Эффект Холла, измеренный в образцах А, В и С при 4,2 К, сравнивается на рис. 1.18 (а). В образцах В и С меньшее количество Mn и аномальный эффект Холла доминирует над сильным нормальным откликом Холла n-типа при высоком магнитном поле. Однако обычный эффект Холла в образце А является положительным, и в общей реакции Холла этого образца преобладает АЭХ. Зависимость намагниченности образца А, полученная в результате магнитометрических измерений при 2 К, показана на рис. 1.18 (b), а также аномальное сопротивление Холла, полученное путем вычитания большого наклона поля из  $R_{xy}$ . В обоих измерениях магнитные режимы уже можно определить по неоднородностям в наклонах в зависимости от магнитного поля. В общей сложности на АНЕ видны пять режимов (Эти режимы обусловлены численным моделированием, рассмотренным в статье [32]).

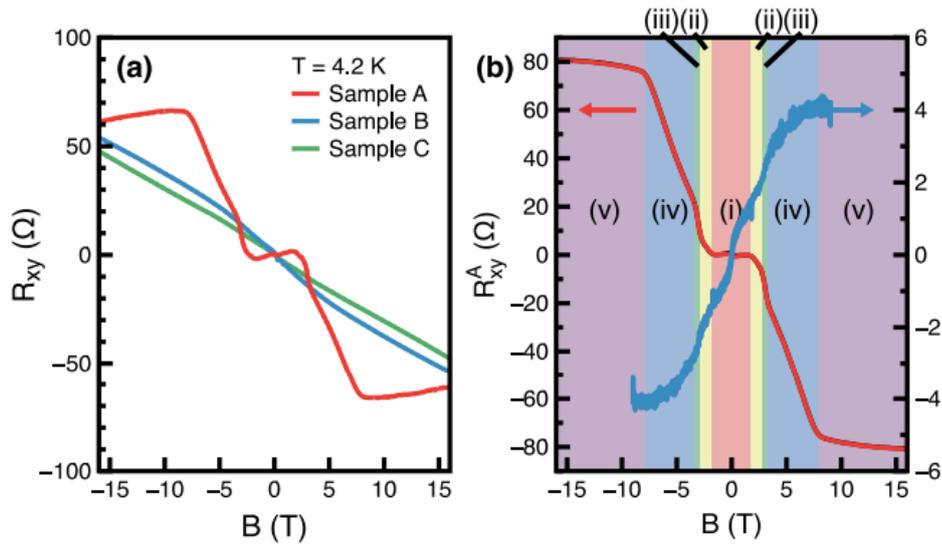


Рис. 1.18. (а)  $R_{xy}$ , измеренное в образцах А, В и С при температуре 4.2 К. (b) Аномальное холловское сопротивление  $R_{xy}^A$  (красный при 1,4 К), измеренное в образце А, по сравнению с его намагниченностью (синий при 2 К). Метками (i-v) отмечены 5 различных магнитных режимов, обсуждаемых в статье.  $R_{xy}^A$  получено путем вычитания линейного эффекта Холла в высоком поле из  $R_{xy}$ . Заимствовано из [32].

Подведем **выводы** об этом разделе:

В общем случае, КСЭХ является результатом инверсии полосы из-за большого спин-орбитального момента; поскольку Т-симметрия хорошо защищена в таких КСЭХ изоляторах, спиральные краевые состояния со спином вверх и вниз электронов разрешены, и про-

проводимость не подвержена влиянию немагнитных примесей. С другой стороны, когда  $T$ -симметрия нарушается либо перпендикулярным магнитным полем, либо магнитным порядком, спиральные краевые состояния сводятся к единственному хиральному каналу, что, в свою очередь, приводит к КЭХ и КАЭХ, и обратное рассеяние от любой примеси строго запрещено в силу природы хиральности. При этом видно, что квантовые эффекты Холла могут превращаться друг в друга в зависимости от того, приложено ли к системе магнитное поле или магнитное легирование. Что еще более важно, благодаря нетривиальной объемно-изолирующей, поверхностно-проводящей особенности магнитных ТИ, состояние КАЭХ, как ожидается, будет сохраняться за пределами двумерного предела, что приведет к инвариантной проводимости во всех измерениях.

## Экспериментальные методы и изготовление образцов

Одной из задач данной работы является процесс подготовки системы на основе магнитного топологического изолятора перед экспериментальными измерениями. Этот процесс требует навыков при работе с высокотехнологическим оборудованием. Раздел посвящен описанию цикла работ по подготовке образца перед непосредственными холловскими измерениями. Ниже будут приведены методы изготовления и исследования свойств систем на основе магнитного топологического изолятора (в данном случае - это  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ ).

Стоит сказать, что сам кристалл  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  был изготовлен коллегами в МГУ путем выращивания из расплава методом Бриджмена.

### 2.1. Метод механической эксфолиации

Первым шагом к подготовке тонких структур является изготовление чешуек кристаллов путем механического щипления (метод скотча). Такая техника была впервые использована для получения графена из графита в 2004 году. После было получено много тонких структур материалов другого химического состава. После этого было получено множество тонких пленок из других материалов.

Для топологических полуметаллов характерным свойством является их слоистость. Как правило, в этих материалах есть определенная плоскость спайности, вдоль которой слои связаны слабым Ван-дер-Ваальсовым взаимодействием. Это делает возможным легкое механическое расщепление по некоторым кристаллографическим плоскостям.

Сначала стандартные подложки  $Si/SiO_2$  были очищены для удаления органических загрязнений и воды. Затем объемные монокристаллы магнитных топологических изоляторов  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  помещались на клейкую сторону скотча (синяя лента) и слегка прижимались в нескольких местах. Перенесенные кристаллы были получены путем многократного повторения такого процесса расщепления. Пример расщипления чешуек показан на рис. 2.1. Загруженная кристаллами лента приводилась в контакт с подложкой, слегка прижималась пальцем и медленно отпускалась. Результат изображен на рис. 2.2.



(a)

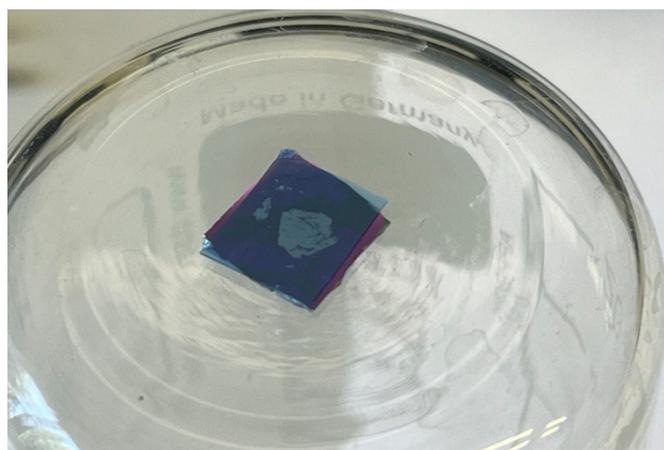


(б)



(в)

Рис. 2.1. Процедура механической эксфолиации  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ . (а) Примеры монокристаллов  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  (б) Размещение монокристалла на скотч. (в) Множественное отшелушивание.



(a)

Рис. 2.2. Перенос чешуек на стандартную подложку  $Si/SiO_2$  (300 нм).

## 2.2. Дизайн планарных структур Холловской геометрии

Перед проведением фотолитографии необходимо подготовить дизайн токовых и холловских контактов на наиболее тонких и однородных по высоте отслоившихся чешуйках. Данная часть работы была реализована в системе автоматизированного проектирования и черчения AutoCAD.

1. Для того чтобы разработать конструкцию с чешуйчатым магнитным топологическим изолятором, необходимо было привязать требуемый объект к координатам.

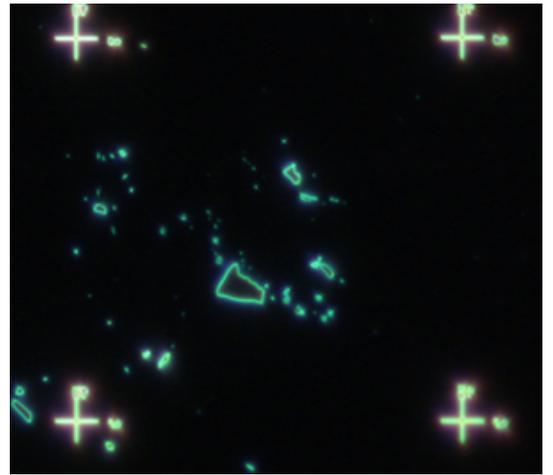
2. Координаты чешуек, выбранных на подложке, были определены с помощью оптического микроскопа с помощью координатных крестиков (см. рис. 2.3).

3. После отбора лучших образцов в среде AutoCAD был выполнен чертеж контактных проводов к чешуйкам. Экранные снимки двух дизайнов на рис. 2.4.

4. Полученный чертеж был преобразован в формат, совместимый с программным обеспечением оптического литографа Heidelberg MLA100.

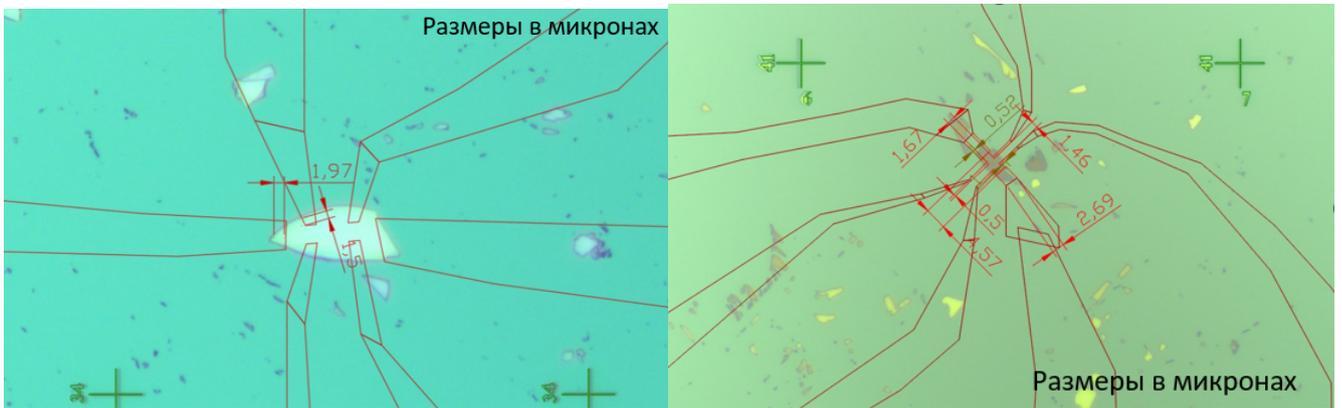


(a)



(б)

Рис. 2.3. Примеры чешуек  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  в светлом и темном полях.



(a)

(б)

Рис. 2.4. Примеры дизайнов Холловской геометрии

## 2.3. Оптическая литография

При изготовлении сложных образцов на кремниевых пластинах фотолитография является необходимым процессом сборки. Она включает нанесение светочувствительного ма-

териала, называемого фоторезистом, на поверхность пластины. Пластина с резистивным покрытием покрыта маской с рисунком, которая подсвечивается ультрафиолетовым светом. Демонстрация оптической литографии изображена на рис. 2.5.

**Процесс фотолитографии включает следующие этапы:**

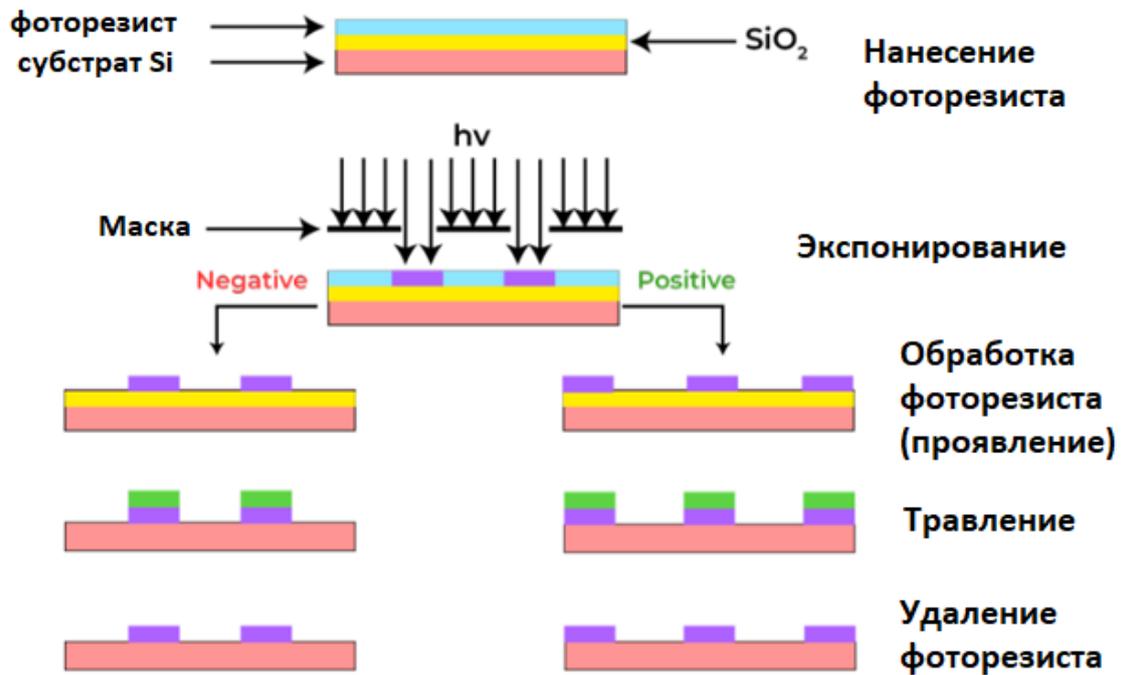
1. Подложка (кремниевая пластина) очищается от загрязняющих веществ.
  2. На подложку наносится небольшой слой фоторезиста(Фп3515-27, 4500 об/минуту (1.2 мкм толщина слоя)), образуя ровную поверхность.
  3. Чтобы удалить растворитель и гарантировать однородность, поверхность с покрытием слегка нагревают(Запекание каждого слоя проводилось в печи при температуре 100°C в течение 2 минут).
  4. Поверх подложки наносится шаблон с желаемым рисунком.
  5. Ультрафиолетовый свет проникает через шаблон на фоторезист, вызывая изменение вещества (доза засветки составляла: 100 миллиджоулей/см<sup>2</sup>).
  6. Подложку снова нагревают, чтобы сбалансировать образец фоторезиста.
  7. Используя раствор проявителя, экспонированный фоторезист удаляется, обнажая рисунок. В эксперименте использовался проявитель ПП-051мс - 40 секунд.
  8. Оставшийся фоторезист становится более прочным благодаря заключительному этапу нагревания.
  9. Узорчатая подложка остается после удаления остатков фоторезиста.
- Фотографии проявленного резиста приведена на рис. 2.6.

## 2.4. Атомно-силовая микроскопия

Для определения толщины исследуемых чешуек  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  был использован атомно-силовой микроскоп. Он регистрирует положение кантиливера(зонда) относительно исследуемой подложки с чешуйками при помощи оптического микроскопа, встроенного внутри него. Таким образом, можно определить толщину интересующего нас образца на подложке.

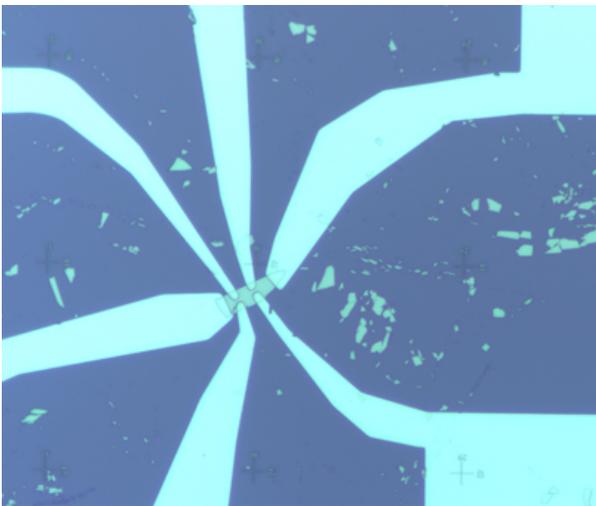
Принцип работы атомно-силового микроскопа основан на регистрации силового взаимодействия между поверхностью образца и иглой на конце(см. рис. 2.7 (а)). Игла находится на упругой консоли, которая при взаимодействии с зонда с поверхностью изгибается. Именно величину изгиба и регистрируют, чтобы получить информацию о силе, действующей на зонд. Таким образом, определяя величину изгиба, мы можем получить изображение рельефа поверхности и толщину образцов на подложке. Энергия взаимодействия между двумя атомами

## Процесс фотолитографии

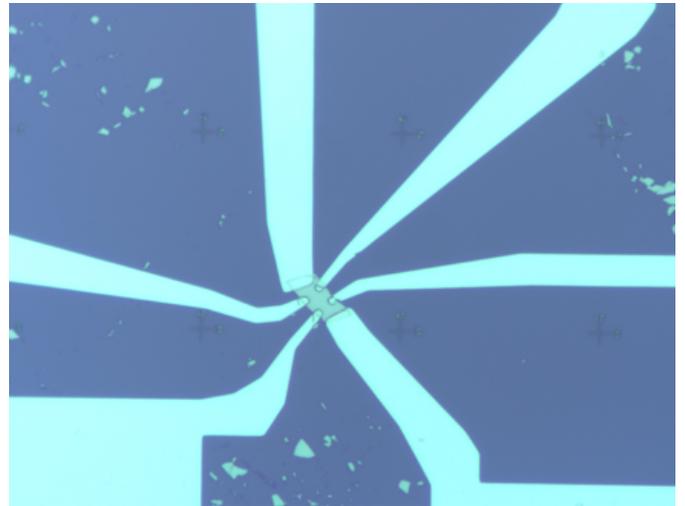


(a)

Рис. 2.5. Процесс оптической литографии.



(a)



(b)

Рис. 2.6. Примеры результата оптической литографии.

на расстоянии  $r$  можно аппроксимировать потенциалом Леннарда-Джонса. Для качественного понимания используют этот потенциал для описания сил, возникающих между зондом и образцом (см. рис. 2.7 (б)). Эти силы могут быть положительными или отрицательными: на больших расстояниях они обеспечивают притяжение, на малых - отталкивание.

При помощи атомно-силового микроскопа во ВНИИА им.Духова (фотографии микро-

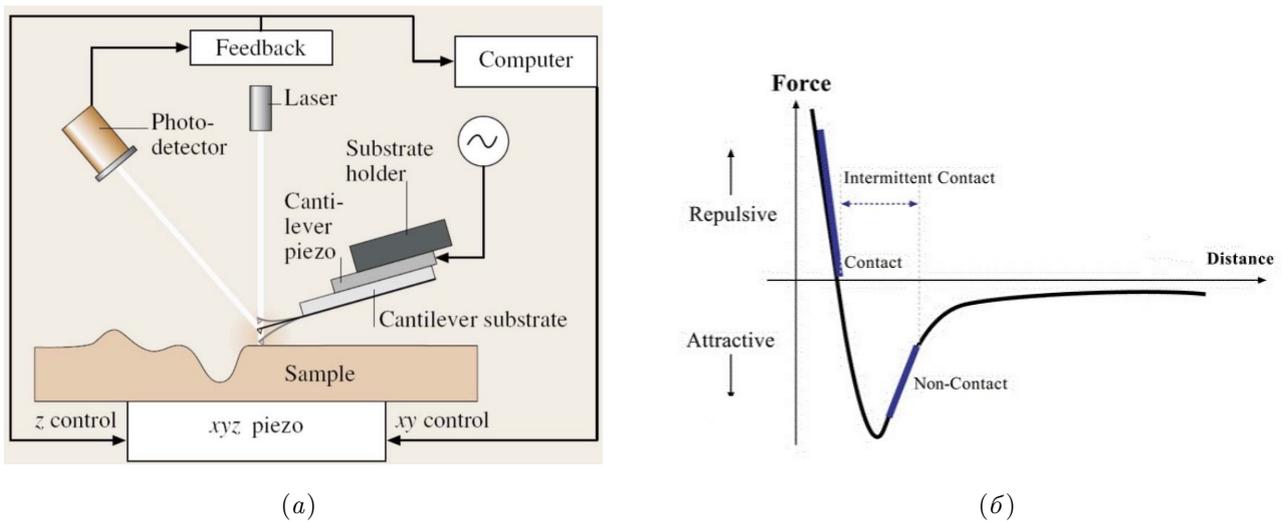


Рис. 2.7. Схематическое изображение (а) и режимы (б) работы атомно-силового микроскопа.

скопа и процесса измерения изображены на рис. 2.8) была оценена толщина чешуек после механической эксфолиации и последующей фотолитографии. Толщина всех исследуемых образцов составила порядка 200 нм. Данное значение приведено по порядку величины. Это связано с тем, что измерения атомно-силового микроскопа производились только в продольном режиме, поскольку при прохождении в поперечном режиме консоль с иглой могла отколоть тонкие образцы с поверхности подложки. Поэтому полученные данные были измерены на дизайнах образцов, которые не получились при фотолитографии.

## 2.5. Процесс ультразвукового бондирования

После изготовления образец подвергается процедуре ультразвукового бондирования, при которой контактные площадки измерительного устройства соединяются тонкими алюминиевыми проводами с контактными площадками держателя образца.

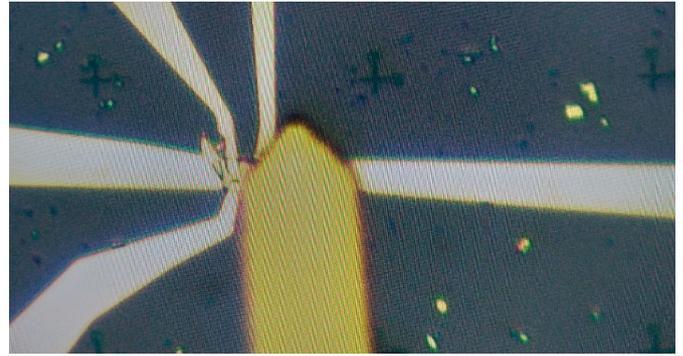
Площадки на печатной плате соединяются с контактами на чипе с помощью ультразвуковой микросварки. В данной работе использовалась установка компании Kulicke и Soffa Industries.

**Принцип работы:** машина(см. рис. 2.9 (а)) прикладывает одинаковую силу к алюминиевой проволоке и маске после литографии и вибрирует с ультразвуковой частотой в течение короткого промежутка времени. Это приводит к плавлению алюминия из-за трения, создавая хороший электрический контакт.

Для защиты образца от статических разрядов во время склеивания и установки образца все площадки соединяются друг с другом и заземляются с помощью защитной петли. Эта петля снимается после подключения образца к установке и заземления в другой точке.



(а)



(б)

Рис. 2.8. Схематическое изображение (а) и процесс измерения (б) атомно-силового микроскопа.

Результат ультразвукового бондирования изображен на рис. 2.9 (б), (в), (г).

## 2.6. Криостат растворения

Для изучения сверхпроводящих явлений необходимо проводить эксперимент при температурах, ниже критической температуры сверхпроводника. Для достижения таких температур использовался криостат растворения (рефрижератор растворения) BlueFors LD250 с базовой температурой  $T = 10$  мК.

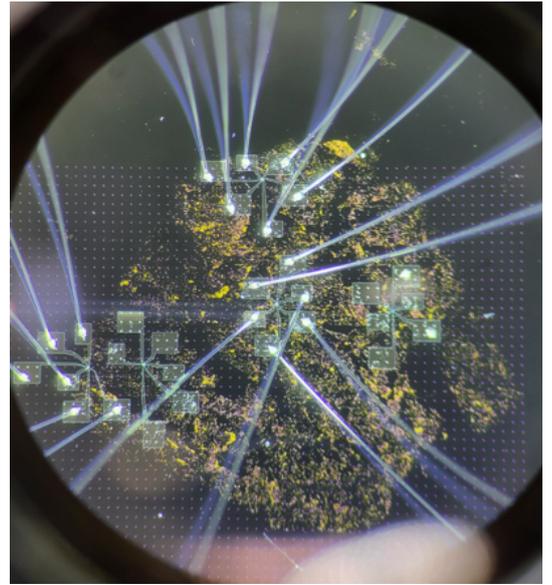
Рефрижераторы растворения (Dilution refrigerators) - это системы, способные обеспечить непрерывное охлаждение при температурах ниже 300 мК. Они могут обеспечивать температуру  $< 10$  мК и работают без движущихся частей в области низких температур.

Криостат состоит из шести металлических пластин, расположенных одна над другой, которые отделены друг от друга теплоотводами (см. рис. 2.10). Эти пластины окружены четырьмя оболочками-экранами, которые защищают их от передачи тепла через излучение (на рисунке не показаны). Внешний экран герметичен и позволяет поддерживать высокий вакуум внутри криостата.

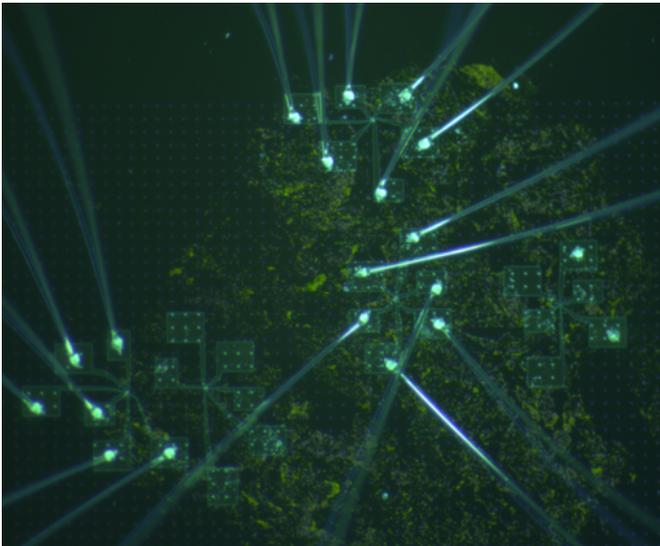
В криостате используются две различные системы охлаждения. Первая - двухступенчатая PulsTube от Cryomech Inc. (PT410), которая способна охладить криостат до температу-



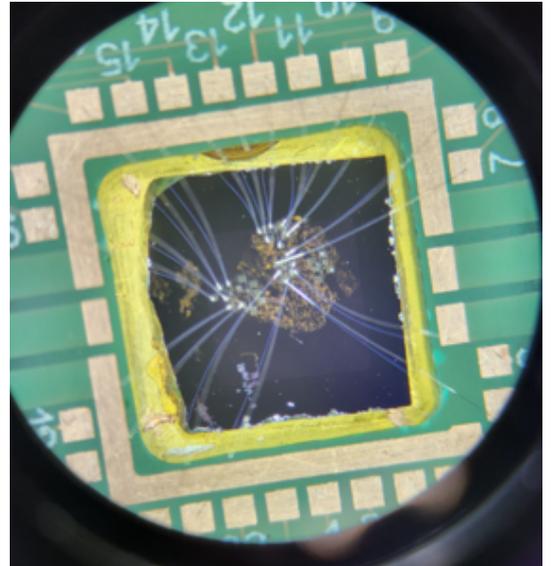
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 2.9. (а) Ультразвуковое бондирование, изображение установки. (б), (в), (г) - результат ультразвукового бондирования.

ры 4 К. Вторая - система циркуляции смеси изотопов  $He^3$  и  $He^4$ , с помощью которой может быть достигнута температура 10 мК. Импульсная трубка (Pulse Tube) обеспечивает начальное охлаждение для конденсации смеси, что необходимо для работы циркуляционного цикла.

Разные стадии процесса охлаждения выполняются на разных пластинах, поэтому пластины имеют разную температуру основания и мощность охлаждения. Верхний фланец закрывает криостат сверху, поэтому он находится при комнатной температуре. Далее следует пластина 50К, затем Quasi-4К, они охлаждаются первой и второй ступенями PulsTube соот-

ветственно. Ниже расположены неподвижная пластина с  $T = 1$  К, холодная пластина с  $T = 100$  мК и самая нижняя смесительная камера (МС) с  $T = 10$  мК. От самой верхней пластины до самой нижней проходит трубопровод для циркуляции смеси  $He^3$  и  $He^4$ . На самой нижней пластине находится камера смешивания, в которой смесь охлаждается до самой низкой температуры 10 мК.

Криостат требует наличия ряда специального вспомогательного оборудования (такого как компрессоры, предвакуумные и турбомолекулярные насосы, азотные ловушки для гелиевого трубопровода, пневматическая система для автоматического переключения клапанов).

### Принцип работы:

Импульсный трубчатый охладитель в нашей системе обеспечивает достаточно низкую температуру (около 4 К) для запуска цикла рефрижератора растворения. После предварительного охлаждения рефрижератора до температуры  $< 4,2$  К смесь  $He^3/He^4$  должна быть сконденсирована в системе. С помощью компрессора давление гелиевой смеси повышается примерно до 2-х бар. Теплообменники во входящей конденсационной линии предварительно охлаждают смесь под давлением до достаточно низкой температуры, чтобы она могла (частично) конденсироваться после основного сопротивления потоку в системе.

После конденсации всей смеси образуется достаточно жидкости, чтобы заполнить смесительную камеру, теплообменники и часть аппарата. Теперь ДР запускается путем закачивания жидкости. Гелий, откачиваемый из натрия, возвращается в систему через линию конденсации. Прокачка гелия приводит к испарительному охлаждению, снижая его температуру до  $< 0,8$  К. Цикл охлаждения возможен благодаря особым свойствам смесей  $He^3/He^4$  при низких температурах. При температуре ниже 0,8 К (в зависимости от концентрации) смесь  $He^3/He^4$  разделяется на две фазы: богатую  $He^3$  (концентрированная фаза) и бедную  $He^3$  бедную фазу (разбавленную фазу), как показано на рис. 2.11 (а). Приближаясь к абсолютно нулю, концентрированная фаза становится чистым  $He^3$ , в то время как в разбавленной фазе, богатой  $He^4$ , остается 6.4 процентов  $He^3$ . Энтальпия  $He^3$  в разбавленной фазе больше, чем в концентрированной. Поэтому требуется определенная энергия, чтобы забрать атомы  $He^3$  из концентрированной фазы и поместить их в разбавленную фазу. В установке рефрижератора растворения эта энергия отбирается из смесительной камеры, поэтому происходит охлаждение. Под действием силы тяжести более тяжелая фаза, насыщенная  $He^4$ , начнет скапливаться на дне смесительной камеры. В конце концов разбавленная и концентрированная фазы осядут, как показано на рис. 2.11. В этом состоянии гелий перекачивается из разбавленной фазы в почти чистый  $He^3$ , поскольку разница в давлении пара между  $He^4$  и  $He^3$  велика (см. рис. 2.11).  $He^3$  возвращается в конденсационную линию рефрижератора раство-

рения и предварительно охлаждается. В смесительной камере он проходит через фазовую границу между разбавленной и концентрированной фазами, что приводит к охлаждению МС. Под действием осмотического давления  $He^3$  в разбавленном потоке из смесительной камеры возвращается в стационарный.

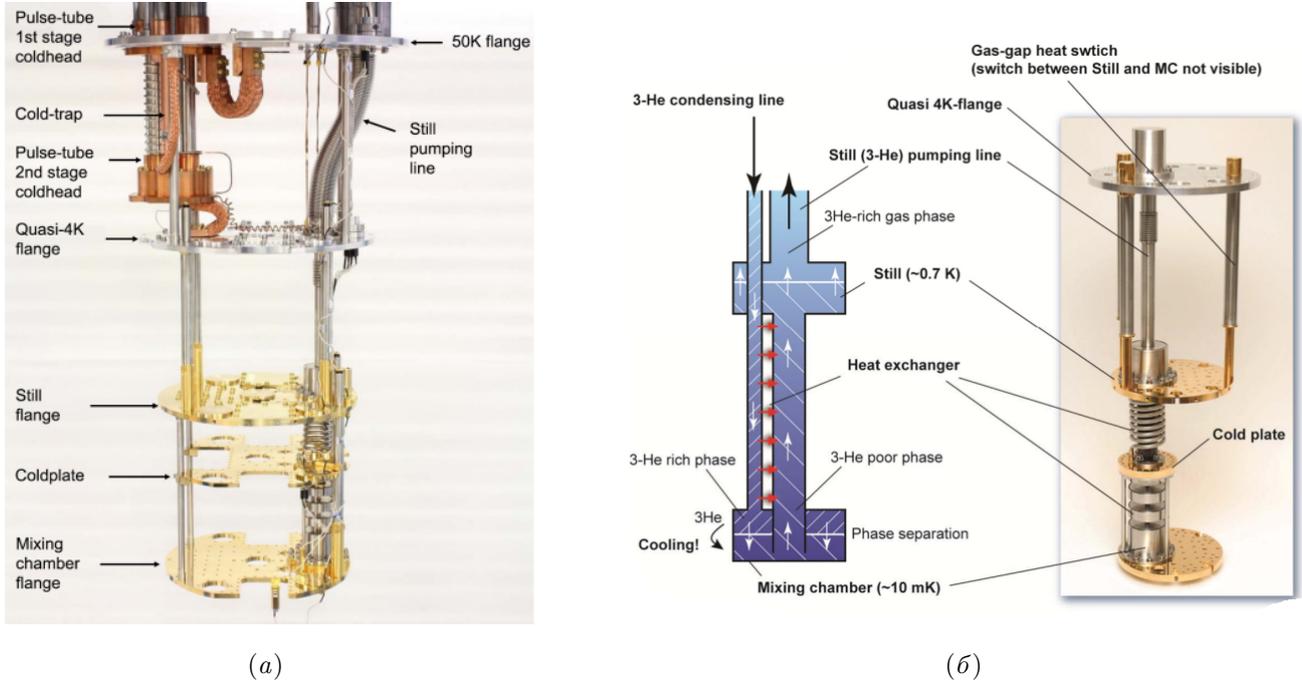


Рис. 2.10. (а) Изображение внутреннего устройства криостата растворения, (б) Изображено расположение гелиевой линии и смесительной камеры.

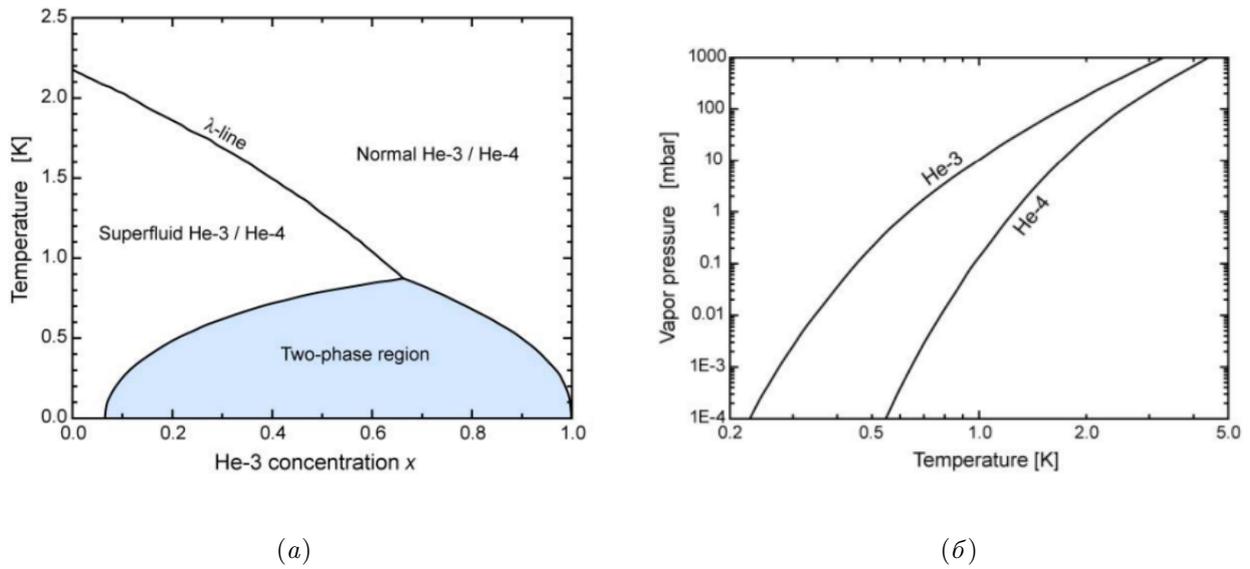


Рис. 2.11. (а) Фазовая диаграмма  $He^3/He^4$ , (б) Зависимость давления  $He^3$  и  $He^4$  от температуры.

## Результаты измерений

### 3.1. Измерения объемного кристалла $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$

Целью исследования кристалла  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  было получение зависимости продольного удельного сопротивления  $\rho_{xx}$  в зависимости от температуры, что является важной характеристикой материала, а также измерение концентрации и типа носителей для объемного образца. Измерения проводились на криостате attoDRY1000 (в центре перспективных методов мезофизики и нанотехнологий, в МФТИ) с возможностью охлаждения образцов до 3.8 К и магнитными полями до 8 Т. Образцы предварительно скалывались перпендикулярно оси с кристалла. Для измерения в холловской конфигурации производилась расклейка с помощью серебряной пасты и тонкой алюминиевой проволоки. Контакты делались в торец образца, токовые контакты занимали всю боковую поверхность меньшей стороны прямоугольника. Ток подавался через токовые контакты источником Yokogawa GS200. Продольные и поперечные (холловские) напряжения измерялись на продольных и поперечных контактах соответственно с помощью вольтметра Keithley 2700. Для получения полевых зависимостей сопротивлений измерялись вольт-амперные характеристики при фиксированных значения поля. Результаты измерений приведены на рис. 3.1.

Экспериментальные измерения сопротивления демонстрируют характерную зависимость для вырожденных полупроводников - металлическую зависимость. Чистоту материала или количество центров рассеяния в нем можно охарактеризовать величиной RRR (residual resistance ratio), в нашем случае  $RRR = \frac{\rho(300K)}{\rho(4K)} \approx 2.5$ . Чем чище образец (тем меньше в нем центров рассеяния), тем больше в нем RRR, для чистых металлов эта величина может равняться нескольким десяткам. Значения концентрации носителей кристалла и подвижности можно вычислить по следующим формулам из классической теории Друде в том случае, если концентрация одного типа носителей преобладает над вторым (для вывода данных формул требуется рассмотреть носители (электроны/дырки) во внешнем электрическом и магнитном полях, написать уравнение ее движения, представив его в матричном виде) [33]:

$$n_h = \frac{1}{t} \cdot \frac{I}{e} \cdot \left( \frac{dV_y}{dB} \right)^{-1}, \quad (3.1)$$

$$\mu_h = \frac{l}{d} \cdot \frac{1}{V_x(B=0)} \cdot \left( \frac{dV_y}{dB} \right), \quad (3.2)$$

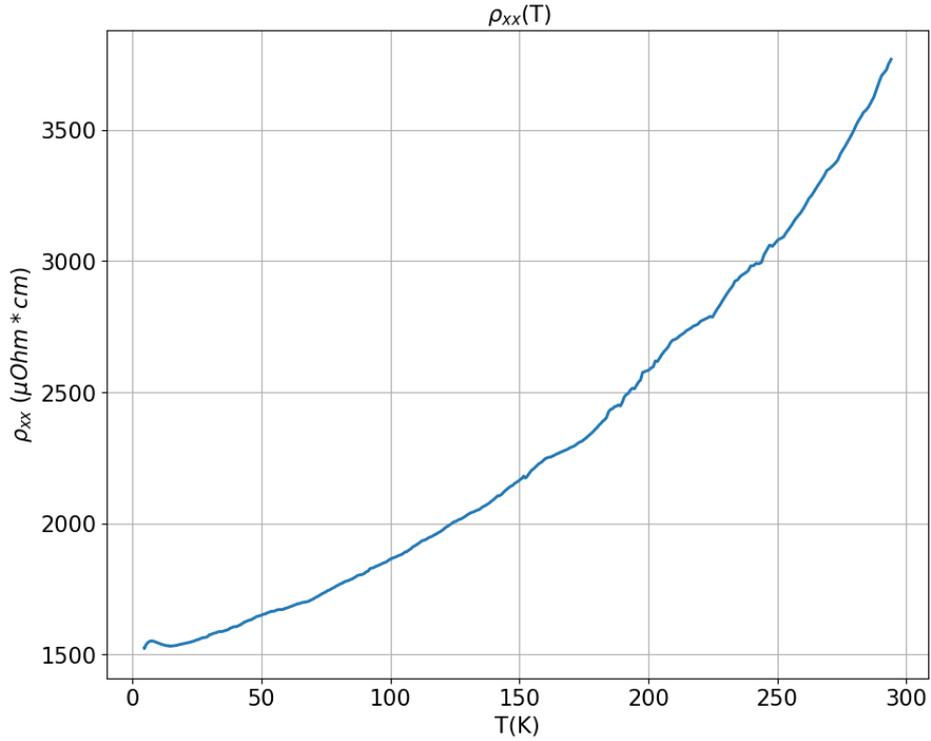


Рис. 3.1. Зависимость продольного сопротивления от температуры для объемного кристалла  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ .

где переменные  $l$  и  $d$  - расстояния между холловскими контактами в продольном и поперечном режимах соответственно. Соответствующие расстояния представлены на рис. 3.2, фотографии сделаны оптическим микроскопом, размеры в мкм.

В результате подстановки численного значения наклона холловского напряжения, приближенного линейной зависимостью методом наименьших квадратов, полученные значения концентрации и подвижности носителей при минимальной температуре 4К в Attocube соответственно равны:

$$n_h = \frac{1}{t} \cdot \frac{I}{e} \cdot \left( \frac{dV_y}{dB} \right)^{-1} \approx 1.2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}, \quad (3.3)$$

$$\mu_h = \frac{l}{d} \cdot \frac{1}{V_x(B=0)} \cdot \left( \frac{dV_y}{dB} \right) \approx 484 \frac{\text{cm}^2}{\text{B} \cdot \text{c}}, \quad (3.4)$$

Было определено, что в кристалле преобладают носители дырочного типа, что согласуется с литературными данными и результатами ARPES, полученными в работе [34] на этом же образце, выращенный нашей группой.

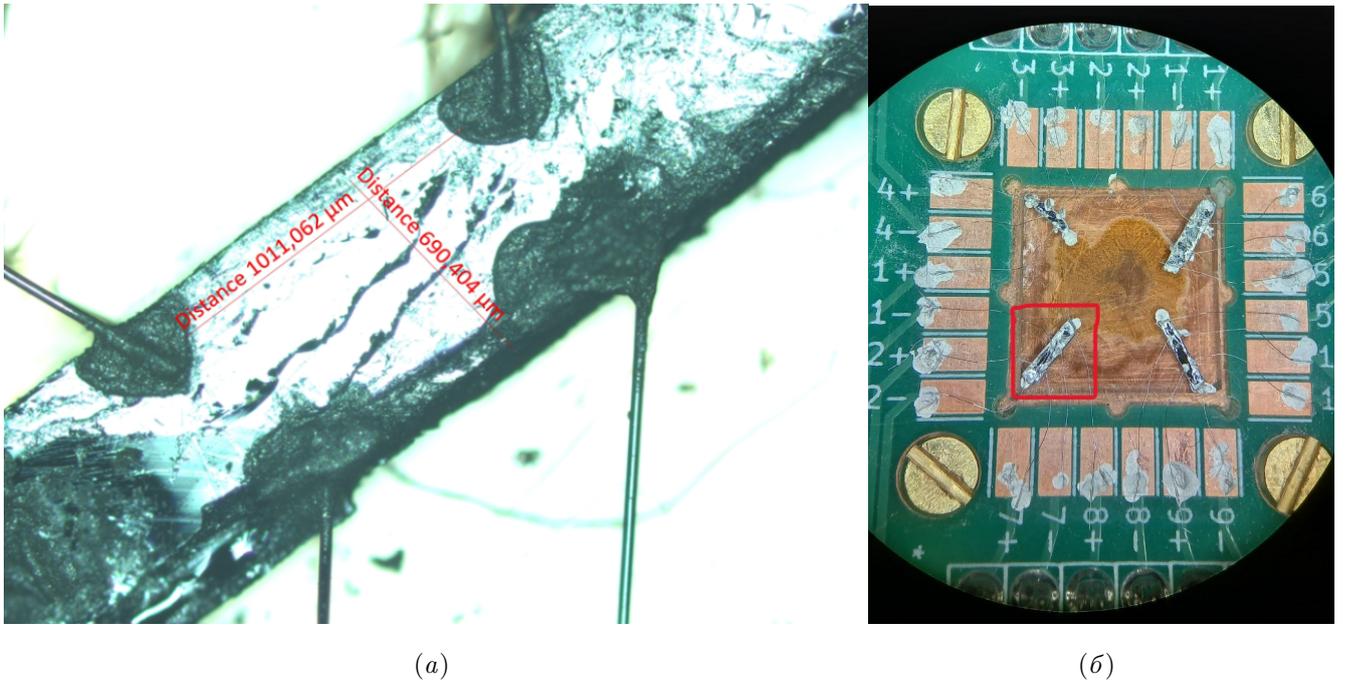


Рис. 3.2. (а) Образец  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  для объемных измерений, размеры в мкм изображены на рисунке. (б) Изображение кристалла на чипе для измерений в Attocube.

### 3.2. Холловские измерения для тонкого кристалла $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$

Измерения холловских сопротивлений в продольном и поперечном подсоединении контактов проводились на трех образцах топологического изолятора  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ . Их названия соответственно: Up, Nd, Lf. Измерения проводились в криостате BlueFors LD250, путем подключения вольтметров, источников тока к тем контактам, к которым подключался соответствующий образец при ультразвуковом бондировании. Схематичный рисунок с номерами контактов для образца Up и устройство подключения приборов изображены на рис. 3.3, красным цветом нарисованы токовые контакты и их номера, черным - холловские контакты (чтобы измерить, например, продольное сопротивление, вольтметр необходимо подключить к контактам 7L и 7H или 5L и 5H; для поперечного сопротивления вольтметр подключается к 7H и 5H или 7L и 5L).

Результаты холловских измерений были обработаны с помощью программы, написанной на языке Python. Из полученных вольт-амперных характеристик в диапазоне полей от  $-3$  Т до  $+3$  Т для каждого из трех образцов были построены зависимости продольного и поперечного сопротивлений от приложенного поля В.

Поперечное сопротивление холла ( $R_{diff}$ ) от поля В было построено при силе тока  $I = 30$  мкА. Чтобы определить значение  $R_{diff}$ , равное  $\frac{dV}{dI}$ , в конкретной точке ВАХ (приближенной прямой), брали несколько значений для силы тока и напряжения (в нашем случае по 4

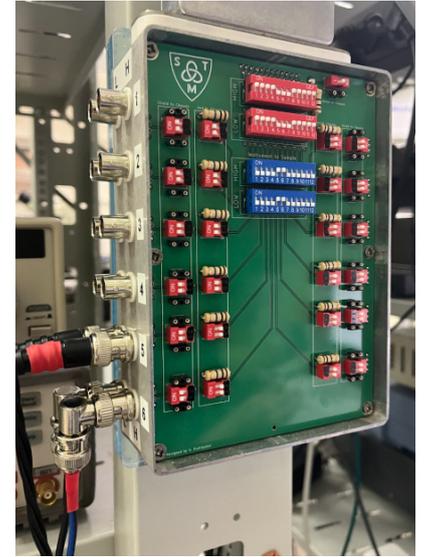
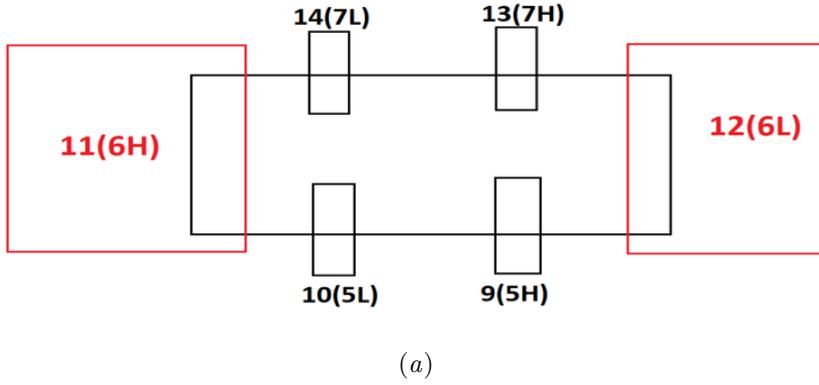


Рис. 3.3. (а) Схематичное изображение нумерации контактов для образца  $U_p$ , после ультразвукового бондирования. (б) Фотография коробки для подключения приборов для последующих транспортных измерений.

точки слева и справа), которые лежат в окрестности искомой точки. Так было определено поперечное сопротивление от поля при постоянном токе в 30 мкА. Зависимости для трех образцов представлены на рис. 3.4.

Для определения концентрации носителей антисимметризованный график зависимости  $R_{xy}$  от поля  $B$  (см. рис. 3.4 (г)) приближается линейной регрессией. С помощью найденного коэффициента к прямой определим концентрацию носителей поверхности по формуле (3.3). Толщина исследуемых образцов составляет примерно 200 нм (измерения проводились на атомно-силовом микроскопе). Значения полученных концентраций для образцов  $U_p$ ,  $Nd$ ,  $Lf$  соответственно равны:

$$n_{U_p} \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}, \quad (3.5)$$

$$n_{Nd} \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}, \quad (3.6)$$

$$n_{Lf} \approx 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}, \quad (3.7)$$

$$\mu_{U_p} \approx 180 \frac{\text{cm}^2}{\text{B} \cdot \text{c}}, \quad (3.8)$$

$$\mu_{Nd} \approx 133 \frac{\text{cm}^2}{\text{B} \cdot \text{c}}, \quad (3.9)$$

$$\mu_{Lf} \approx 177 \frac{\text{cm}^2}{\text{B} \cdot \text{c}}, \quad (3.10)$$

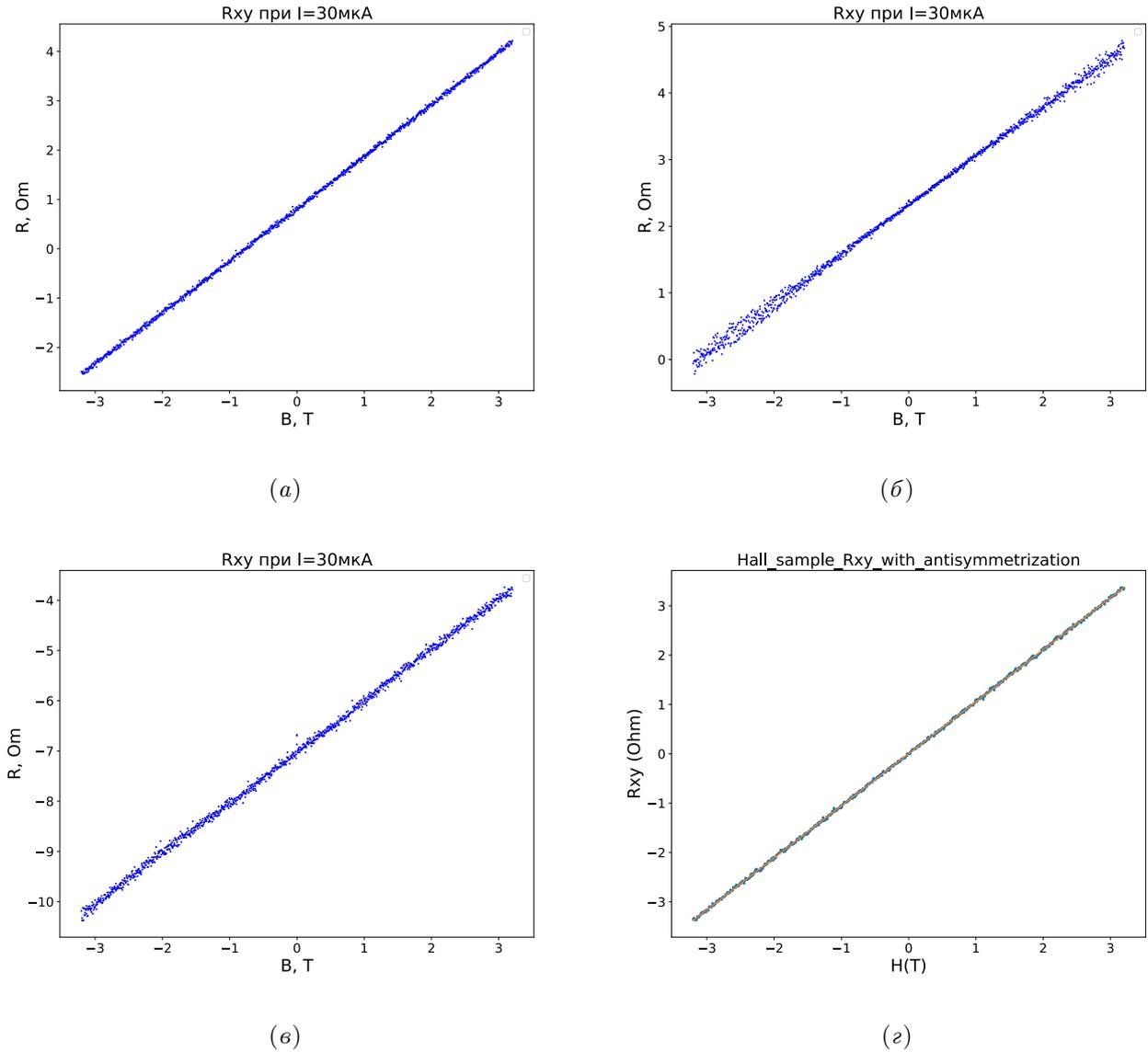


Рис. 3.4. (а), (б), (в) - Зависимости поперечного холловского сопротивления от поля  $B$  для образцов  $U_p$ ,  $Nd$  и  $Lf$  соответственно. (г) - пример антисимметризованной зависимости  $R_{xy}$  от поля  $B$  для образца  $U_p$

Данные концентрации дырок хорошо согласуются с концентрацией, измеренной для объемного образца. Различные значения концентрации для трех образцов скорее всего связаны с различными толщинами соответствующих образцов, что будет точно проверено после окончания всех измерений.

Аналогично выполним построения для зависимости продольного сопротивления от поля  $B$ . Результаты измерений для трех образцов представлены на рис. 3.5 при постоянном токе в  $0 \text{ мкА}$ . Вследствие симметричности по магнитному полю компоненты  $\rho_{xx}$  тензора сопротивления была произведена симметризация данных. В полученной зависимости явно выражены магнитные переходы ( $H_{c1}$  и  $H_{c2}$ ), значения которых приведены в таблице 3.2. При

увеличении магнитного поля до  $H_{c1}$  (спин-флоп переход) магнитные моменты подрешеток антиферромагнетика отклоняются от оси, сонаправленной с полем, на одинаковый угол, то есть осуществляется фазовый магнитный переход. Следующий магнитный переход происходит при приближении к полю  $H_{c2}$ , при котором система переходит в полностью поляризованное ферромагнитное состояние. В недавно вышедшей статье [35] обсуждалось уменьшение значений в точках спин-флоп перехода при увеличении легирования Ge топологического изолятора  $Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  вследствие уменьшения антиферромагнитной связи. Соответствующая зависимость приведена на рис. 3.5 (г). Полученные нами экспериментальные значения  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  согласуются с результатами работы [35], где изучался кристалл  $Ge_{0.75}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  (см. рис. 3.5 (г)).

Образец	Up	Nd	Lf
$H_{c1}$	0.7 Т	0.9 Т	0.8 Т
$H_{c2}$	2.3 Т	2.4 Т	2.2 Т

### 3.3. Зависимость продольного холловского сопротивления от температуры для $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$

Для примера возьмем в качестве объекта образец Lf. Зависимость сопротивления от температуры представлена на рисунке 3.6 (а).

Из графиков виден характерный спад сопротивления при повышении температуры. Такая зависимость наблюдается в определенной точке - точке Нееля. До точки Нееля наблюдается парамагнитное состояние (спины разупорядочены), далее при достижении температуры (Нееля) происходит переход в антиферромагнитное состояние, спиновая структура становится более упорядоченной. Этим обуславливается уменьшение сопротивления с повышением температуры, поскольку электрон имеет меньше возможностей для рассеивания в упорядоченной структуре. Для того, чтобы определить по данному графику температуру, в которой происходит переход структуры из парамагнитной в антиферромагнитную фазу, посчитаем значение в точке максимума сопротивления в выделенном интервале (см. рис. 3.6 (б)). Температура Нееля оказалась равной 4.2 К. Для образцов Nd и Up температуры перехода в антиферромагнитное состояние равны 4.6 К и 4.3 К соответственно. Полученное значение согласуется с данными из работы [34], где были получены значения точки Нееля семейства топологических изоляторов  $Ge_xMn_{1-x}Bi_2Te_4$ / см. рис. 3.6 (в). Из графика можно определить температуру Нееля. Она составила 4.6 К для  $x = 0.81$  (реальная концентрация Ge в исследуемом образце).

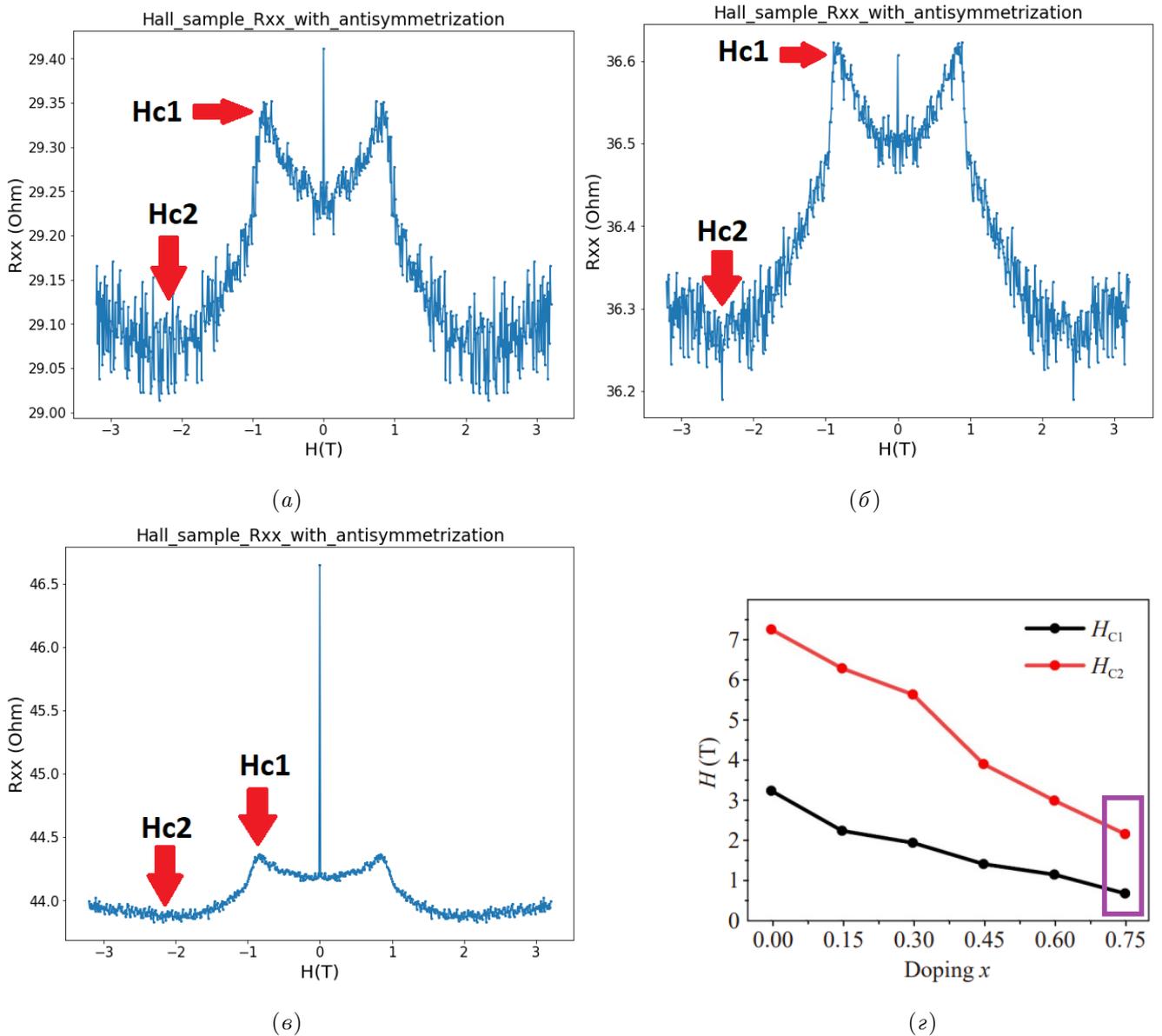
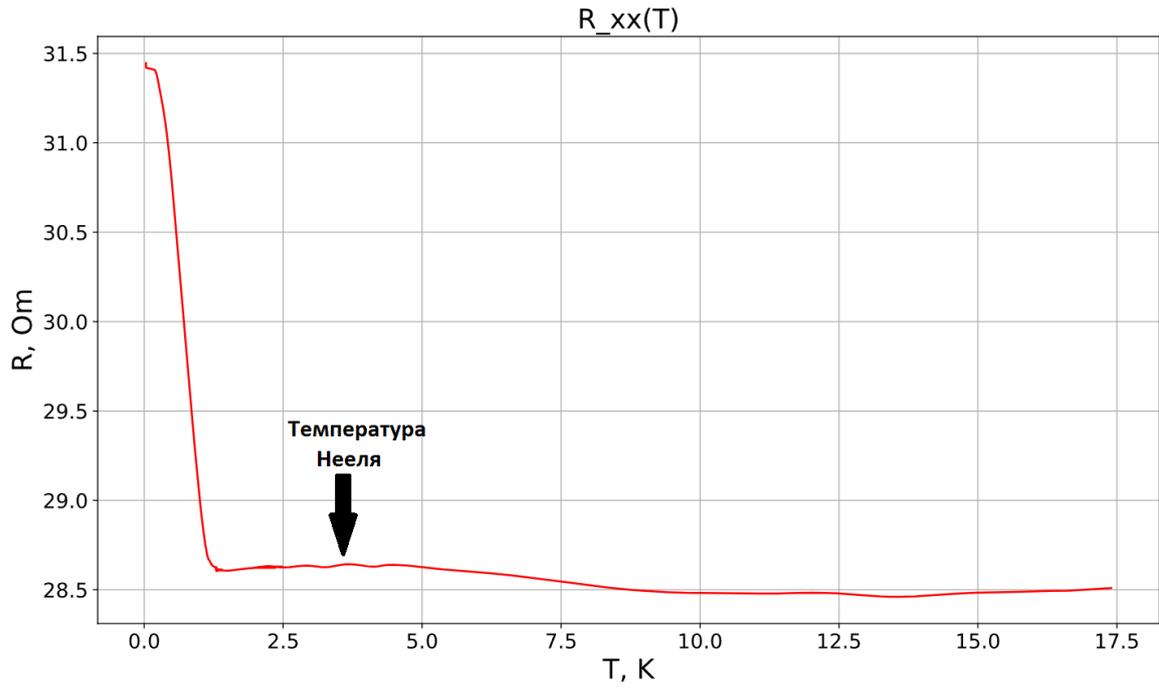


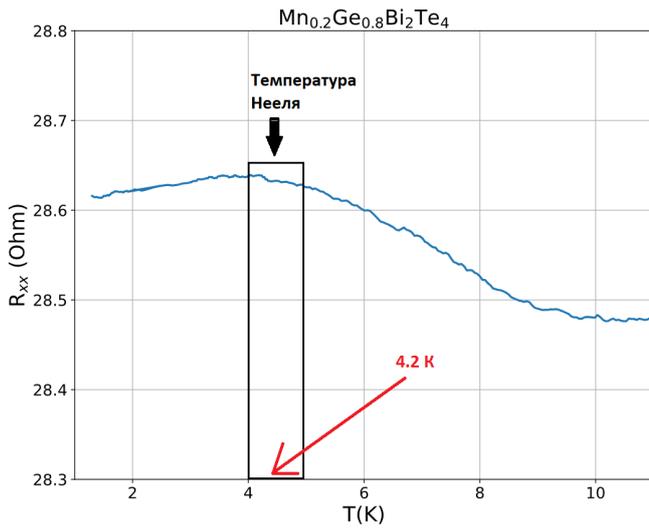
Рис. 3.5. (а), (б), (в) - Зависимости продольного холловского сопротивления от поля  $B$  для образцов  $U_r$ ,  $Nd$  и  $Lf$  соответственно. (г) - расчетные данные для топологического изолятора типа  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ , фиолетовым цветом выделены значения при допировании Ge  $x = 0.75$ . Заимствовано из [35].

### 3.4. Зависимость дифференциального сопротивления от тока при разных температурах

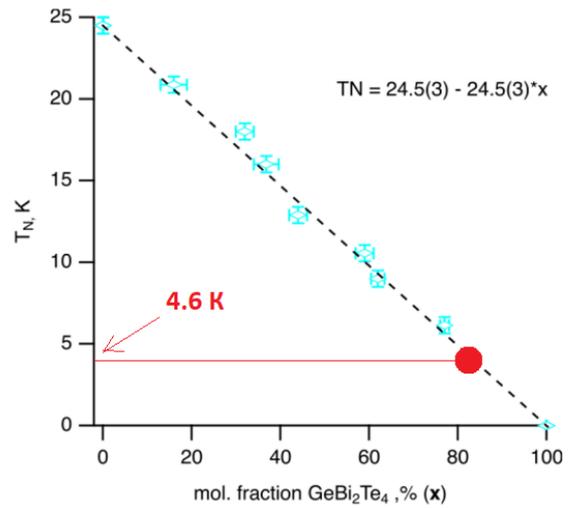
При охлаждении структур в установке BlueFors LD250 была построена зависимость  $R_{diff}$  от протекающего тока при различных температурах в пределах от 0.17 К до 1.62 К для образца  $U_r$  (см. рис. 3.8 (а)). Из графика видно, что при приближении к температуре 1.2К вольт-амперная зависимость становится линейной. Одной из возможных причин наблюдаемого явления является вклад сопротивления интерфейса (граница контакта сверхпроводника и



(a)



(б)



(с)

Рис. 3.6. (а) - зависимость продольного сопротивления от температуры для образца LF, (б) - приближение вблизи температуры Нееля для образца LF.

$Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ ). При приближении к критической температуре алюминия (1.2 K) и к критическому полю (74 Гс) вольт-амперные характеристики становятся линейными. На рис. 3.8 (б) видно, что до критической температуры алюминия измерения обуславливаются внутренними свойствами магнитного топологического изолятора.

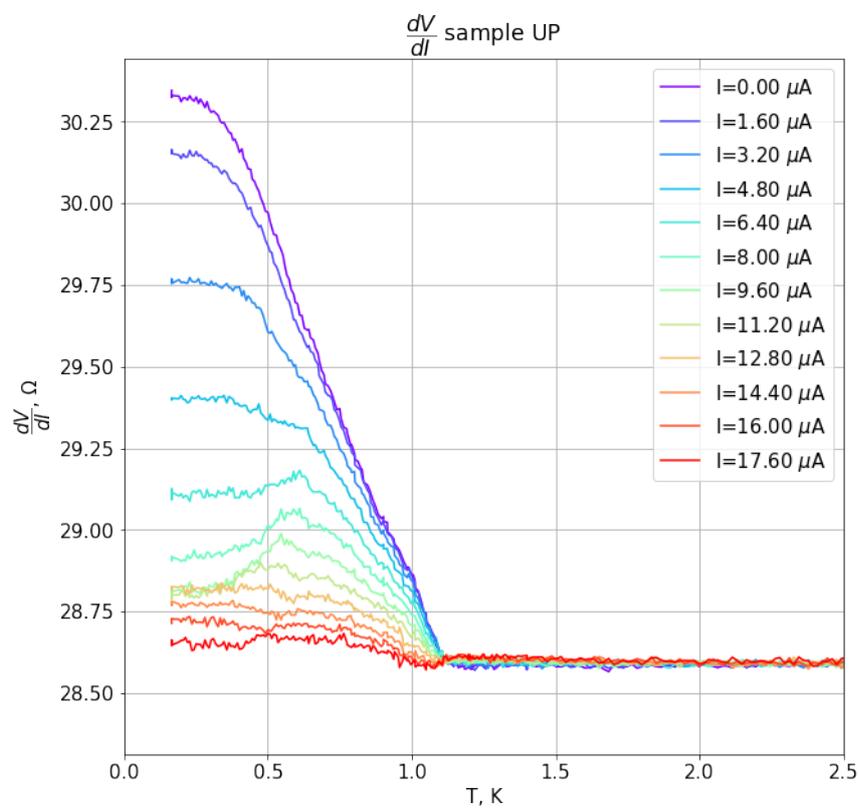
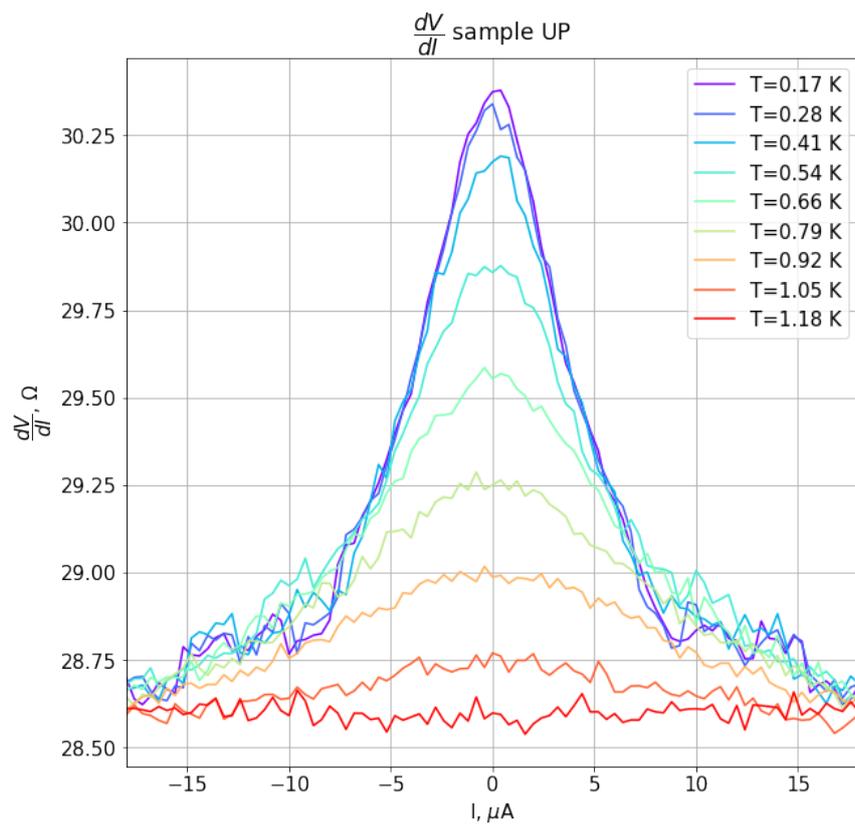
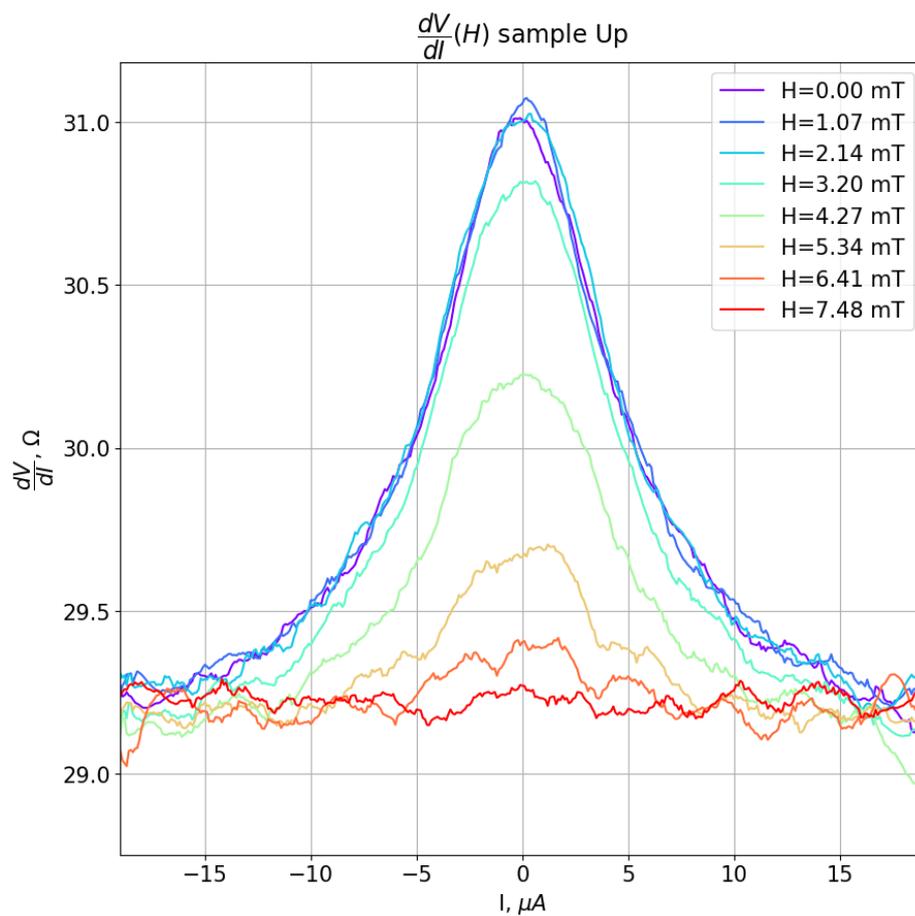


Рис. 3.7. (а) Зависимость дифференциального сопротивления от источника тока при различных температурах для образцов  $U_p$  (б) Зависимость дифференциального сопротивления от источника температуры при различных значениях показаний источника тока через образец  $U_p$



(a)

Рис. 3.8. (а) Зависимость дифференциального сопротивления от источника тока в различных полях, для образца Up.

## Заключение

Таким образом, в работе были изготовлены планарные структуры в холловской геометрии на основе собственного магнитного топологического изолятора  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$ . Были исследованы их вольтамперные характеристики в температурном диапазоне ( $T = 20$  мК - 18 К) и магнитных полях  $B$  от  $-3$  Т до  $+3$  Т на установке BlueFors LD250.

Для тонких кристаллов  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  были получены значения концентраций, которые согласуются с данными измерений объемного кристалла. Из зависимости продольного сопротивления от поля  $B$  были найдены критические магнитные поля для  $Ge_{0.8}Mn_{0.2}Bi_2Te_4$  и объяснена физика наблюдаемых магнитных фазовых переходов. По экспериментальным данным сопротивления от температуры была найдена температура Нееля, при которой происходит переход структуры из парамагнитной в антиферромагнитную фазу. Была обнаружена необычная нелинейная зависимость вольт-амперной характеристики в диапазонах полей и температур, не превосходящих критических параметров алюминиевых контактов.

В исследуемых образцах не удалось пронаблюдать аномальный эффект Холла. Это связано с тем, что толщина образцов составляла около 200 нм или 140 семислойных пакетов. Для квантового аномального Холла необходима ненулевая намагниченность связанная с нечетным числом слоев, которая проявляется в образцах с толщинами до 11 семислойных пакетов. Были сделаны многочисленные попытки изготовить образцы, удовлетворяющие этому критерию, что возможно при помощи электронной литографии. К сожалению, технические проблемы не позволили это осуществить. Поэтому было решено использовать фотолитографию, которая требует образцов, большой площади, что сопровождается увеличением толщины структур.

## Список литературы

- [1] Александр Михайлович Шикин, Дмитрий Алексеевич Естюнин, Дарья Алексеевна Глазкова, Сергей Олегович Фильнов и Илья Игоревич Климовских. «Электронная, спиновая структура и магнитные свойства собственных антиферромагнитных топологических изоляторов семейства  $\text{MnBi}_{-2}\text{Te}_{-4}$  ( $\text{Bi}_{-2}\text{Te}_{-3}$ ) $_m$  (Миниобзор)». В: *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики* 115.4 (2022), с. 241—255.
- [2] Michael Victor Berry. «Quantal phase factors accompanying adiabatic changes». В: *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences* 392.1802 (1984), с. 45—57.
- [3] Eliahu Cohen, Hugo Larocque, Frédéric Bouchard, Farshad Nejdatsattari, Yuval Gefen и Ebrahim Karimi. «Geometric phase from Aharonov–Bohm to Pancharatnam–Berry and beyond». В: *Nature Reviews Physics* 1.7 (2019), с. 437—449.
- [4] David J Thouless, Mahito Kohmoto, M Peter Nightingale и Marcel den Nijs. «Quantized Hall conductance in a two-dimensional periodic potential». В: *Physical review letters* 49.6 (1982), с. 405.
- [5] M Zahid Hasan и Charles L Kane. «Colloquium: topological insulators». В: *Reviews of modern physics* 82.4 (2010), с. 3045.
- [6] Liang Fu и Charles L Kane. «Time reversal polarization and a  $\mathbb{Z}_2$  adiabatic spin pump». В: *Physical Review B* 74.19 (2006), с. 195312.
- [7] Олег Александрович Панкратов. «Поверхностные состояния топологических изоляторов». В: *Успехи физических наук* 188.11 (2018), с. 1226—1237.
- [8] DF Liu и др. «Magnetic Weyl semimetal phase in a Kagomé crystal». В: *Science* 365.6459 (2019), с. 1282—1285.
- [9] N Klier, S Sharma, O Pankratov и S Shallcross. «Bulk physics entwined with a topological surface state». В: *arXiv preprint arXiv:1702.08784* (2017).
- [10] David Hsieh и др. «A topological Dirac insulator in a quantum spin Hall phase». В: *Nature* 452.7190 (2008), с. 970—974.
- [11] Joel E Moore. «The birth of topological insulators». В: *Nature* 464.7286 (2010), с. 194—198.
- [12] Haijun Zhang, Chao-Xing Liu, Xiao-Liang Qi, Xi Dai, Zhong Fang и Shou-Cheng Zhang. «Topological insulators in  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  and  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  with a single Dirac cone on the surface». В: *Nature physics* 5.6 (2009), с. 438—442.

- [13] Yuqi Xia и др. «Observation of a large-gap topological-insulator class with a single Dirac cone on the surface». В: *Nature physics* 5.6 (2009), с. 398—402.
- [14] YL Chen и др. «Experimental realization of a three-dimensional topological insulator, Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>». В: *science* 325.5937 (2009), с. 178—181.
- [15] Zhi Ren, AA Taskin, Satoshi Sasaki, Kouji Segawa и Yoichi Ando. «Optimizing Bi<sub>2-x</sub>Sb<sub>x</sub>Te<sub>3-y</sub>Se<sub>y</sub> solid solutions to approach the intrinsic topological insulator regime». В: *Physical Review B* 84.16 (2011), с. 165311.
- [16] Yoichi Ando. «Topological insulator materials». В: *Journal of the Physical Society of Japan* 82.10 (2013), с. 102001.
- [17] Zhi Ren, AA Taskin, Satoshi Sasaki, Kouji Segawa и Yoichi Ando. «Large bulk resistivity and surface quantum oscillations in the topological insulator Bi<sub>2</sub>Te<sub>2</sub>Se». В: *Physical Review B* 82.24 (2010), с. 241306.
- [18] YL Chen и др. «Massive Dirac fermion on the surface of a magnetically doped topological insulator». В: *Science* 329.5992 (2010), с. 659—662.
- [19] Edwin H Hall и др. «On a new action of the magnet on electric currents». В: *American Journal of Mathematics* 2.3 (1879), с. 287—292.
- [20] EH Hall. «On the "rotational coefficient" in nickel and cobalt». В: *Proceedings of the Physical Society of London* 4.1 (1880), с. 325.
- [21] Naoto Nagaosa, Jairo Sinova, Shigeki Onoda, Allan H MacDonald и Nai Phuan Ong. «Anomalous hall effect». В: *Reviews of modern physics* 82.2 (2010), с. 1539.
- [22] Jairo Sinova, Sergio O Valenzuela, Jörg Wunderlich, CH Back и T Jungwirth. «Spin hall effects». В: *Reviews of modern physics* 87.4 (2015), с. 1213.
- [23] Lars Onsager. «Interpretation of the de Haas-van Alphen effect». В: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 43.344 (1952), с. 1006—1008.
- [24] Alan B Fowler, Frank F Fang, William E Howard и Philip J Stiles. «Magneto-oscillatory conductance in silicon surfaces». В: *Physical review letters* 16.20 (1966), с. 901.
- [25] K v Klitzing, Gerhard Dorda и Michael Pepper. «New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance». В: *Physical review letters* 45.6 (1980), с. 494.
- [26] Charles L Kane и Eugene J Mele. «Z<sub>2</sub> topological order and the quantum spin Hall effect». В: *Physical review letters* 95.14 (2005), с. 146802.

- [27] Cui-Zu Chang и др. «Experimental observation of the quantum anomalous Hall effect in a magnetic topological insulator». В: *Science* 340.6129 (2013), с. 167–170.
- [28] Xiao-Liang Qi и Shou-Cheng Zhang. «Topological insulators and superconductors». В: *Reviews of modern physics* 83.4 (2011), с. 1057.
- [29] Hai-Zhou Lu, An Zhao и Shun-Qing Shen. «Quantum transport in magnetic topological insulator thin films». В: *Physical review letters* 111.14 (2013), с. 146802.
- [30] Yujun Deng и др. «Quantum anomalous Hall effect in intrinsic magnetic topological insulator MnBi<sub>2</sub>Te<sub>4</sub>». В: *Science* 367.6480 (2020), с. 895–900.
- [31] Weilun Tan, Jing Liu, Hui Li, Dandan Guan и Jin-Feng Jia. «MnBi<sub>2</sub>Te<sub>4</sub>—a good platform for topological quantum physics study». В: *Quantum Frontiers* 1.1 (2022), с. 19.
- [32] S-K Вас и др. «Topological response of the anomalous Hall effect in MnBi<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> due to magnetic canting». В: *npj quantum materials* 7.1 (2022), с. 46.
- [33] Виктор Леопольдович Бонч-Бруевич и Сергей Григорьевич Калашников. *Физика полупроводников*. Т. 672. М.: наука Москва, 1977.
- [34] Alexander S Frolov и др. «Magnetic Dirac semimetal state of (Mn, Ge) Bi<sub>2</sub>Te<sub>4</sub>». В: *Communications Physics* 7.1 (2024), с. 180.
- [35] Qingwang Bai и Mingxiang Xu. «Magnetic and electrical transport study of the intrinsic magnetic topological insulator MnBi<sub>2</sub>Te<sub>4</sub> with Ge doping». В: *Frontiers of Physics* 19.3 (2024), с. 33210.