

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики твердого тела Российской академии наук

На правах рукописи

КОНОНОВ Артем Александрович

**Исследование транспорта между двумерной
электронной системой со спин-орбитальным
взаимодействием и металлом с макроскопическим
параметром порядка**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

научный руководитель:
д.ф.-м.н., доцент
Э.В. Девятов.

Черноголовка – 2016

Содержание

Введение	4
1 Обзор литературы	11
1.1 Спин-орбитальное взаимодействие	11
1.2 Спиновый эффект Холла	13
1.3 Квантовый спиновый эффект Холла	15
1.4 Эксперименты по изучению квантового спинового эффекта Холла в HgTe квантовых ямах	17
1.5 Андреевское отражение	26
2 Методика эксперимента	28
2.1 Низкотемпературные измерения в магнитном поле	28
2.2 Измерительная схема	30
2.3 Образцы	33
3 Подавление андреевского отражения на границе двумерной системы с сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы	37
3.1 Экспериментальные результаты	40
3.2 Обсуждение	43
3.3 Заключение	47
4 Вызванная током спиновая поляризация в двумерной системе со спин-орбитальным взаимодействием и ее детектирование ферромагнитными контактами	48
4.1 Транспорт через одиночный ферромагнитный контакт	50

4.1.1	Экспериментальные результаты	50
4.1.2	Обсуждение	52
4.2	Транспорт между парой ферромагнитных контактов	56
4.3	Заключение	59
5	Осцилляции проводимости интерфейса между сверхпроводником и HgTe квантовой ямой	60
5.1	Экспериментальные результаты	63
5.2	Обсуждение	65
5.3	Заключение	70
6	Спин-поляризованный транспорт на макроскопические расстояния в HgTe квантовой яме	72
6.1	Экспериментальные результаты	75
6.2	Обсуждение	77
6.3	Заключение	81
	Заключение	83
	Публикации автора по теме диссертации	84
	Благодарности	85
	Литература	86

Введение

Спин орбитальное взаимодействие в системах, которые не имеют центра инверсии, может приводить к возникновению нетривиальных физических эффектов. К их числу, например, относятся спиновый эффект Холла, квантовый спиновый эффект Холла, состояние топологического изолятора, топологическая сверхпроводимость, майорановские фермионы и другие [1]. Исследование этих явлений представляет интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и из-за потенциальной применимости для нужд спинтроники и создания квантовых компьютеров.

Интерес к гибридным системам на основе электронных систем со спин-орбитальным взаимодействием в контакте со сверхпроводником во многом связан с поиском майорановских фермионов и состояния топологической сверхпроводимости [2, 3]. Одной из возможностей для формирования состояния топологической сверхпроводимости является использование обычного сверхпроводника со спариванием s-типа, связанного с материалом с сильным спин-орбитальным взаимодействием [4]. Значительная часть экспериментов в этой области использовала SNS-структуры (сверхпроводник - нормальный металл - сверхпроводник), в которых в качестве N-области использовались одномерные нанопровода со спин-орбитальным взаимодействием или поверхностные топологические состояния. Интересным для изучения является, например, использование геликоидальных краевых состояний в HgTe квантовых ямах. Эти состояния формируются в HgTe квантовых ямах, с толщиной более 6.3 нм, из-за инвертированной зонной структуры объемного HgTe [5, 6].

С другой стороны можно ожидать нетривиальных эффектов, вызванных модификацией спектра двумерной электронной системы со спин-орбитальным

взаимодействием из-за эффекта близости со сверхпроводником [7]. Для изучения этих эффектов можно исследовать транспортные свойства отдельного сверхпроводящего контакта к 2DEG (двумерный электронный газ) со спин-орбитальным взаимодействием.

Другим интересным типом гибридных структур являются системы с ферромагнитными контактами. Как и сверхпроводники ферромагнетики обладают макроскопическим параметром порядка. Ферромагнитные контакты позволяют осуществлять инжектирование и детектирование спин-поляризованных электронов в двумерную электронную систему. Таким образом открываются возможности по изучению спиновых эффектов в 2DEG. Например, можно исследовать спиновый эффект Холла, который проявляется, как возникновение спиновой поляризации по краям образца, вызванное электрическим полем в двумерной электронной системе с сильным спин-орбитальным взаимодействием [8].

Кроме того возможность инжектирования и детектирования спин-поляризованных носителей, предоставляемая ферромагнитными контактами, интересна для изучения состояния топологического изолятора в HgTe квантовых ямах. Ключевой особенностью этого состояния, является присутствие геликоидальных краевых состояний, т.е. состояний с противоположными спинами, распространяющихся навстречу друг-другу вдоль края 2DEG [6]. В настоящее время имеется значительное количество экспериментальных работ, посвященных транспорту заряда вдоль геликоидальных краевых состояний, но практически отсутствуют работы по изучению переноса спина [9].

На самом деле, помимо влияния контакта с макроскопическим параметром порядка на спектр 2DEG, можно ожидать и влияние спин-орбитального взаимодействия в 2DEG на свойства контакта. Например, при транспорте между сверхпроводником и двумерной системой со спин-орбитальным взаимодействием можно ожидать подавление андреевского отражения, поскольку спин-орбитальное взаимодействие влияет на образование куперовских пар в области контакта [7]. В случае ферромагнитного контакта, спин-поляризованный транспорт через F-2DEG (ферромагнетик - двумерный электронный газ) интерфейс может определять динамику намагниченности фер-

ромагнитного контакта [10], например за счет переноса спинового момента [11].

Основной целью данной работы было исследование транспорта между двумерной электронной системой со спин-орбитальным взаимодействием и металлом с макроскопическим параметром порядка. Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

1. Изготовлены образцы на основе гетероструктур с $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ и $HgTe$ квантовыми ямами со сверхпроводящими (Nb или NbN) и ферромагнитными (пермаллой) контактами
2. Разработана и протестирована схема измерения транспортных характеристик отдельного контакта к двумерной электронной системе
3. Исследованы транспортные свойства отдельных сверхпроводящего (Nb) и ферромагнитного контакта к двумерной электронной системе в 20 нм $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме
4. Исследованы транспортные свойства отдельного сверхпроводящего (NbN) контакта к гетероструктуре на основе $HgTe$
5. При помощи ферромагнитных контактов исследован спин-поляризованный транспорт в двумерной электронной системе в $HgTe$ квантовой яме

Положения выносимые на защиту:

1. При изучении транспорта через боковой сверхпроводящий контакт к двумерной электронной системе в $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме обнаружено подавление андреевского отражения в узкой области энергий. Это подавление проявляется в виде пика дифференциального сопротивления при нулевом напряжении. Универсальная ширина пика для разных образцов, его температурная эволюция и поведение в магнитном поле указывают на связь подавления андреевского отражения со

спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы, которое присутствует в исследуемой двумерной электронной системе. Формирование пика можно объяснить возникновением спиновой поляризации 2DEG вблизи углов контакта из-за спинового эффекта Холла.

2. Экспериментально исследован электронный транспорт через интерфейс между ферромагнетиком (пермаллой) и краем двумерной электронной системы в $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме с сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы. Обнаружен сильно нелинейный транспорт при околонулевых напряжениях при температуре меньше 1 К. Эта нелинейность полностью подавляется выше некоторых значений температуры, магнитного поля или тока через интерфейс. Такое поведение может быть вызвано аккумуляцией спиновой поляризации на интерфейсе из-за спинового эффекта Холла и перемагничиванием ферромагнетика спин-поляризованным током.
3. Проведено экспериментальное исследование транспорта через интерфейс между сверхпроводником и двумерной электронной системой с инверсией зон. Интерфейс реализован в виде бокового туннельного контакта из NbN к краю 8 нм HgTe квантовой ямы. Контакт демонстрирует андреевское поведение с конечным сопротивлением в сверхпроводящей щели. К большому удивлению, проводимость внутри щели модулирована равноудаленными по напряжению осцилляциями. Они присутствуют только при напряжениях $|eV| \leq \Delta_{NbN}$ при температурах меньших 1 К. Осцилляции исчезают при введении нормального к 2DEG магнитного поля. В параллельном магнитном поле, напротив, осцилляции присутствуют вплоть до максимального достижимого магнитного поля 14 Тл, при этом их период лишь немного уменьшается. Наблюдаемые осцилляции связаны с предсказанной в работе [12] интерференцией в геликоидальных краевых состояниях из-за эффекта близости со сверхпроводником.
4. Экспериментально исследован транспорт спин-поляризованных элек-

тронов между парой ферромагнитных контактов к границе двумерной электронной системы с инверсией зон. Двумерная система находится в узкой (8 нм) HgTe квантовой яме, ферромагнитные контакты сделаны из предварительно намагниченной пермаллоевой пленки. В нулевом магнитном поле наблюдается значительный вклад краевого тока в транспорт между ферромагнитными контактами. Экспериментально продемонстрировано, что этот транспорт чувствителен к взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных контактов, расположенных на расстоянии 200 мкм. Таким образом получено экспериментальное подтверждение спиновой когерентности краевого транспорта на макроскопические расстояния, что подтверждает геликоидальную природу краевых состояний.

Достоверность полученных результатов подтверждается воспроизводимостью наблюдавшихся результатов на различных образцах и совпадением получаемых результатов в предельных режимах с существующими теориями.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих международных и всероссийских конференциях: 56-я научная конференция МФТИ, Черноголовка, 2013; XVIII международный симпозиум «Нанозифика и Нанозлектроника», Нижний Новгород, 2014; Landau days 2014, Черноголовка; Fundamentals of Electronic Nanosystems «NanoPeter-2014», Санкт-Петербург; Пятая всероссийская молодёжная научная школа «Прикладные математика и физика: от фундаментальных исследований к инновациям», Долгопрудный, 2014; 6-ая Всероссийская конференция молодых ученых "Микро-, нанотехнологии и их применение" имени Ю. В. Дубровского, Черноголовка 2014; XIX международный симпозиум «Нанозифика и Нанозлектроника», Нижний Новгород, 2015; International workshop: Localization, Interactions and Superconductivity, Черноголовка, 2015; XII Российская конференция по физике полупроводников «Полупроводники-2015», Ершово. Кроме того результаты обсуждались на следующих научных семинарах: "Физика низких температур" и "Сверхпроводимость" ИФТТ РАН, семинары сектора квантовой мезоскопии ИТФ им. Ландау, семинар в ФИАН, семинар в

Курчатовском институте, семинар по физике конденсированного состояния физического факультета МГУ.

Личный вклад. Автор принимал активное участие в постановке задач, изготовлении образцов, разработке экспериментальной методики, проведении измерений, обработке полученных результатов и их осмыслении, а также в подготовке статей к публикации.

Публикации. Результаты исследований по теме диссертации опубликованы в 4 статьях [A1, A2, A3, A4].

Структура и объем диссертацию. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и библиографии. Полный объем диссертации составляет 97 страниц, на которых представлены 23 рисунка. Список литературы содержит 100 наименований.

Во введении показана актуальность темы диссертации, сформулированы цель и задачи работы, обозначены научная новизна и значимость работы, приведены защищаемые положения, и указаны степень их достоверности и уровень апробации.

В первой главе представлен обзор литературы, посвященной исследуемым в диссертации проблемам. В частности первый раздел посвящен краткому рассмотрению спин-орбитального взаимодействия. Во втором разделе рассматриваются экспериментальные и теоретические работы по исследованию спинового эффекта Холла. Следующие два раздела посвящены состоянию квантового спинового эффекта Холла и основным экспериментам по его изучению в двумерных системах в квантовых ямах $HgTe$. И завершающий раздел данной главы посвящен андреевскому отражению.

Во второй главе описывается методология данной работы. В первом разделе представлена методика низкотемпературных измерений в магнитном поле при помощи криостата растворения, снабженного сверхпроводящим соленоидом. Во втором разделе подробно рассматривается использованная измерительная схема с обоснованием ее выбора. И последний раздел описывает процесс изготовления образцов на основе гетероструктур с $InGaAs$ и $HgTe$ квантовыми ямами.

Третья глава посвящена изучению транспортных свойств отдельного сверх-

проводящего контакта к двумерной электронной системе со спин-орбитальным взаимодействием в $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме.

В четвертой главе описывается исследование транспорта между ферромагнетиком и двумерной электронной системой со спин-орбитальным взаимодействием в $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме.

Пятая глава содержит описание эксперимента по изучению транспорта между сверхпроводником и двумерной электронной системой в 8 нм $HgTe$ квантовой яме.

И шестая глава посвящена изучению транспорта спин-поляризованного тока, создаваемого при помощи ферромагнитных контактов, через двумерную электронную систему в 8 нм $HgTe$ квантовой яме.

В заключении кратко описаны основные полученные результаты.

Глава 1

Обзор литературы

1.1 Спин-орбитальное взаимодействие

Спин-орбитальное взаимодействие является релятивистским эффектом, природу возникновения которого легко понять, рассмотрев движение электрона в электрическом поле. Электрон в магнитном поле \vec{B} обладает зеемановской энергией $\mathcal{E} = \mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B}$. Рассмотрим теперь электрон с импульсом \vec{p} в электрическом поле \vec{E} . Если перейти в систему отсчета, в которой он покоится, на него будет действовать магнитное поле $\vec{B}_{eff} \sim \vec{E} \times \vec{p}/mc^2$. Это эффективное магнитное поле приводит к появлению зависящей от импульса зеемановской энергии, которая называется энергией спин-орбитального взаимодействия, $\mathcal{H}_{SO} \sim \mu_B \left(\vec{E} \times \vec{p} \right) \cdot \vec{\sigma}/mc^2$. Спин-орбитальное взаимодействие не разрушает симметрию по обращению времени.

Спин-орбитальное взаимодействие может приводить к энергетическому расщеплению состояний с противоположными спинами. Однако в твердых телах такое расщепление может быть запрещено кристаллической симметрией решетки. В кристаллах электрическое поле определяется градиентом потенциала $\vec{E} = -\nabla V$. В соответствии с теоремой Крамерса выполняется соотношение $\mathcal{E}(\vec{k}, \uparrow) = \mathcal{E}(-\vec{k}, \downarrow)$. Если кристалл имеет центр инверсии, получаем $\mathcal{E}(\vec{k}, \uparrow) = \mathcal{E}(-\vec{k}, \uparrow)$ и $\mathcal{E}(\vec{k}, \downarrow) = \mathcal{E}(-\vec{k}, \downarrow)$. Откуда легко получаем, что в кристаллах с центром инверсии не возникает расщепление уровней по спину $\mathcal{E}(\vec{k}, \uparrow) = \mathcal{E}(\vec{k}, \downarrow)$.

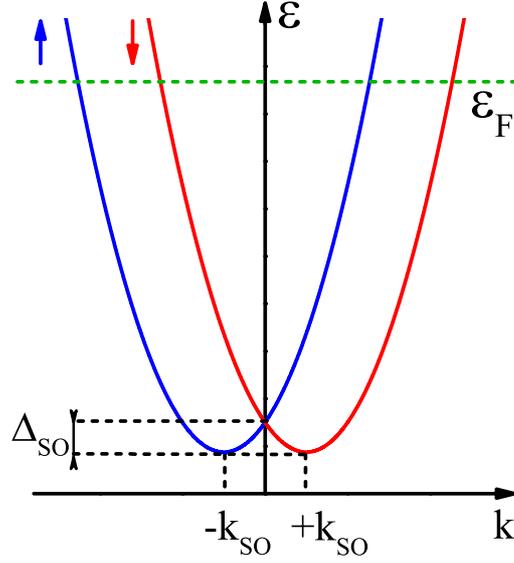


Рис. 1.1: Энергетический спектр двумерной электронной системы со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы.

Мы ограничимся рассмотрением спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы, которое возникает в квантовых ямах при нарушении симметрии вдоль направления роста (перпендикуляром плоскости квантовой ямы), гамильтониан в этом случае имеет вид [13]:

$$\mathcal{H}(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m} + \alpha [\vec{\sigma} \times \vec{k}] \vec{v}, \quad (1.1)$$

где $\vec{\sigma}$ - вектор матриц Паули, \vec{v} - единичный вектор перпендикулярный к плоскости двумерной электронной системы, а α - постоянная Рашбы. Энергетический спектр такой системы:

$$E_{\pm}(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm \alpha k, \quad (1.2)$$

представлен на рисунке 1.1.

1.2 Спиновый эффект Холла

Спиновый эффект Холла (СЭХ) представляет собой набор вызванных спин-орбитальным взаимодействием явлений, в которых продольный электрический ток приводит к появлению поперечного спинового тока или наоборот. Поскольку СЭХ позволяет электрически управлять спинами, он фактически является основой спинтроники и является объектом очень активного изучения как теоретически так и экспериментально. В связи с этим имеется огромное количество статей по данной теме, и здесь будет рассмотрена только часть наиболее значимых статей. Более подробно ознакомиться с исследованиями в этой области можно по обзорам [14, 1, 15, 16].

Спиновый эффект Холла был впервые предсказан Дьяконовым и Перелем в 1971 году [17, 18]. Они предсказали, что электрический ток в полупроводнике создает перпендикулярный спиновый ток за счет спин-орбитального взаимодействия, и что спиновый ток должен приводить к появлению спиновой поляризации в тонких приповерхностных областях. В их работах спин-орбитальное взаимодействие возникало при рассеянии на неполяризованных примесях. Предложенный механизм основывался на аналогии с Моттовским рассеянием [19] электронов, когда при рассеянии неполяризованных электронов на кулоновском поле ядер происходит пространственное разделение электронов с разными спинами.

СЭХ в котором, как и в предложенном Дьяконовым и Перелем механизме, эффект возникает за счет несимметричного рассеяния называют внешним. Помимо внешнего СЭХ существует внутренний спиновый эффект Холла, при котором за возникновение спиновых эффектов отвечает спин-орбитальное взаимодействие, присущее зонной структуре материала. Внутренний спиновый эффект Холла был впервые предсказан Эдельштейном в 1990 году [20]. В этой работе показывается, что при протекании тока в системе со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы может возникнуть спиновая поляризация электронов проводимости.

Экспериментальных наблюдений спинового эффекта Холла не было в течение долгого времени. Первыми экспериментами являются работы груп-

пы Флейшера [21, 22]. На самом деле в этих работах наблюдался обратный спиновый эффект Холла, т.е. возникновение фототока при рассеянии поляризованных электронов на заряженных примесных центрах в кристаллах $Ga_{0.73}Al_{0.27}As$ n-типа.

Перед появлением основной массы экспериментальных работ по спиновому эффекту Холла внутренний и внешний СЭХ были предсказаны еще раз [23, 24, 25, 26]. Первые эксперименты по наблюдению непосредственно спинового эффекта Холла появились лишь через 33 года после его предсказания: Като и др. [27, 28, 29] продемонстрировали возникновение спиновой поляризации на боковых краях тонких пленок GaAs и InGaAs при пропускании через них электрического тока, используя магнетооптический эффект Керра. Т.е. измерялось вращение плоскости поляризации отраженного от разных частей образца света при его облучении линейно поляризованным светом. Эксперименты проводились как на напряженных так и на свободных пленках. При этом в напряженных пленках не было обнаружено зависимости от кристаллографического направления, на основании чего был сделан вывод, что СЭХ вызван рассеянием на примесях, т.е. является внешним.

Немногим позднее было продемонстрировано [30] возникновение спинового эффекта Холла в двумерной дырочной системе, являющейся частью p-n перехода светодиода особой копланарной геометрии, которая позволяет детектировать спиновую поляризацию на краях двумерной дырочной системы. При этом микроскопический расчет квантового транспорта показал слабую зависимость от рассеяния, что свидетельствует в пользу внутреннего спинового эффекта Холла. После этого появилось огромное число экспериментальных работ, в частности спиновый эффект Холла был продемонстрирован в металлических пленках [31, 32, 33], и позднее в сверхбыстрых оптических экспериментах в полупроводниках [34, 35] было продемонстрировано, что СЭХ наблюдается на временах меньше времени рассеяния, что является прямым доказательством существования внутреннего СЭХ.

Несмотря на то, что в последнее десятилетие экспериментальное изучение спинового эффекта Холла приобрело большую популярность в этой области преобладают теоретические работы. При этом единой микроскопи-

ческой теории спинового эффекта Холла не существует. Спин-орбитальное взаимодействие крайне чувствительно к симметрии и поэтому различно для электронов и дырок, двумерных и трехмерных систем. Исходно была надежда, что универсальная теория спинового транспорта может быть построена в терминах рассмотрения спиновых токов, но похоже что она не оправдалась [14].

1.3 Квантовый спиновый эффект Холла

Активное изучение спинового эффекта Холла привело к идее, что возможна реализация спинового Холловского изолятора [36], т.е. материала, который является изолятором и обладает нулевой проводимостью, однако имеет ненулевую спиновую проводимость. Немногим позднее было показано, что в предложенной схеме невозможен спиновый ток при отсутствии электронов на уровне Ферми [37]. Но данная идея привела к двум независимым предложениям [38, 39] квантовой версии этого эффекта - состояния квантового спинового эффекта Холла (КСЭХ).

Состояние КСЭХ представляет собой инвариантное по обращению времени состояние с щелью в объемной спектре и бесщелевыми краевыми состояниями, которые обеспечивают транспорт тока и спина. Это состояние связано с топологическим Z_2 инвариантом, который отличает его от обычного изолятора. Краевые состояния характеризуются квантованной проводимостью, и представляют собой как бы пару состояний квантового эффекта Холла, распространяющихся вдоль края в противоположных направлениях. Важно, что в отличие от квантового эффекта Холла, краевые состояния возникают в отсутствии магнитного поля и обладают симметрией по обращению времени. Поскольку направление спина в этих состояниях связано с направлением движения электронов, они получили название геликоидальных краевых состояний.

Предполагалось возможным реализовать состояние КСЭХ благодаря спин-орбитальному взаимодействию в графене [40]. Но спин-орбитальное взаимодействие в графене оказалось слишком слабым для экспериментального под-

тверждения этой теории. Однако, вскоре появилась теоретическая работа [5], в которой предсказывалось, что в гетероструктурах с $HgTe$ квантовой ямой, зажатой между $CdTe$ барьерами, происходит квантовый фазовый переход с шириной ямы. Если ширина ямы меньше критической $d_c = 6.3$ нм система находится в состоянии обычного зонного изолятора, но при толщине выше критической происходит инверсия p- и s- орбитальных энергетических зон, приводящая к формированию состояния КСЭХ.

Качественно механизм фазового перехода легко понять, вспомнив о зонной структуре объемных $HgTe$ и $CdTe$. Спин-орбитальное взаимодействие в $HgTe$ приводит к тому, что s-орбитальный энергетический уровень оказывается ниже p-орбитального; энергетические уровни в $CdTe$ не инвертированы. Таким образом $HgTe$ является хорошим кандидатом для реализации состояния КСЭХ, но симметрия кристалла приводит к вырождению в Γ -точке зоны Бриллюэна, при этом щель между p- и s-орбитальными зонами отсутствует. Т.е. $HgTe$ является бесщелевым полупроводником. Однако если разместить $HgTe$ между слоями $CdTe$, возникающие из-за малого несовпадения постоянных решетки напряжения, приведут к нарушению симметрии и снятию вырождения в Γ -точке. Возникающая в такой квантовой яме система будет зонным диэлектриком, при этом если ширина $HgTe$ достаточно велика ($d > d_c$), она будет обладать инверсной зонной структурой.

Экспериментам по изучению КСЭХ в гетероструктурах на основе $HgTe$ будет посвящен следующий раздел. Состояние КСЭХ так же называют состоянием двумерного топологического изолятора. Было показано, что классификация в соответствии с Z_2 инвариантом может быть расширена на трехмерные системы [41]. Было предсказано существование трехмерных топологических изоляторов, которое было продемонстрировано экспериментально в транспортных измерениях [42] и при помощи ARPES [43, 44]. На самом деле существование поверхностных состояний на границе материалов с инвертированной и обычной зонной структурой было известно задолго до развития теории топологических изоляторов [45].

1.4 Эксперименты по изучению квантового спинового эффекта Холла в HgTe квантовых ямах

После предсказания КСЭХ в гетероструктурах на основе $HgTe/CdTe$ первые экспериментальные работы не заставили себя ждать. В 2007 году появилась первая экспериментальная работа [6], в которой изучалось состояние КСЭХ в $HgTe$ квантовых ямах. В работе использовались образцы на основе нескольких $HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$ квантовых ям разной ширины, имелись квантовые ямы с шириной больше и меньше критической ($d_c = 6.3$ нм). Межа образцов имела форму Холловского мостика разных размеров, образцы имели затвор. В работе было показано, что для образцов с характерным расстоянием между контактами порядка 1 мкм, если $d > d_c$, при помещении при помощи затворного напряжения уровня Ферми в щель, проводимость образцов соответствует предсказанному для КСЭХ квантованному значению $2e^2/h$. При этом проводимость не зависела от ширины образца, что соответствует краевому транспорту. На образцах с большим расстоянием между контактами проводимость в изолирующем состоянии была меньше ожидаемой, но оставалась не нулевой. Если ширина ямы была меньше критической ($d < 6.3$ нм), при установлении затвором образца в изолирующее состояние, проводимость при низкой температуре была исчезающе мала. Также в данной работе исследовался транспорт в магнитном поле, было продемонстрировано, что магнитное поле разрушает состояние КСЭХ. При этом влияние магнитного поля перпендикулярного плоскости двумерной электронной системы гораздо сильнее.

Демонстрация нелокального транспорта

Во второй работе [46] по наблюдению состояния топологического изолятора использовались образцы на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgTe толщинами 7.5 нм и 9 нм, которые превышают критическую толщину 6.3 нм. В этой работе использовались три различных дизайна образцов. Первый из них, представляет собой стандартный Холловский мостик, такая

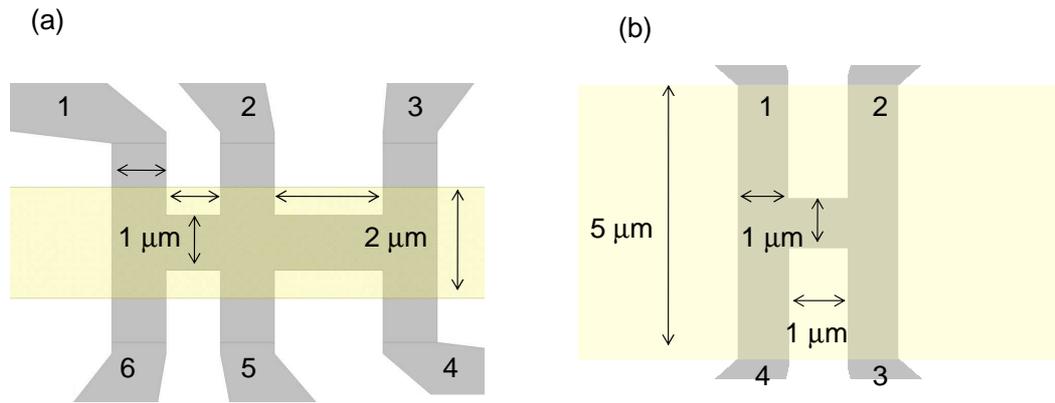


Рис. 1.2: Схема образцов, использовавшихся для измерения нелокального транспорта в работе [46]. Рисунок взят из работы [46].

форма использовалась и в предыдущей работе. Два другие дизайна образцов были специально разработаны для детектирования, так называемого нелокального транспорта, вызываемого краевыми токами. Схема этих образцов представлена на рисунке 1.2.

Для объяснения того, в чем заключается нелокальность транспорта, достаточно рассмотреть образец на рисунке 1.2(b). Если пропускать ток, например, между парой контактов 1 и 4, которые находятся на левой боковой полоске, при объемном транспорте ток будет протекать только вдоль этой боковой полоски. То есть, поскольку правая полоска соединена с левой лишь узкой перемычкой, в ней не будет переноса заряда между контактами 2 и 3. Соответственно измеренная разность потенциалов между этими контактами должна быть нулевой. Однако ситуация в корне меняется, если в образце преобладает краевой геликоидальный транспорт. В таком случае ток протекает вдоль всего края мезы, и в частности имеется ток между контактами 2 и 3, что приводит к ненулевой разности потенциалов между этими контактами.

Как и в первой работе, здесь было продемонстрировано квантованное значение проводимости для образца в форме Холловского мостика. Кроме того на образцах нового дизайна в различных конфигурациях контактов было показано, что действительно наблюдается существенный нелокальный транспорт, когда образец переведен затворным напряжением в изолирующее

состояние. При этом оказалось, что получающиеся значения нелокальной проводимости имеют значения, соответствующие некоторым долям кванта проводимости e^2/h . Для объяснения этого факта был привлечен формализм Бютикера-Ландауэра [47] для когерентного транспорта, который ранее успешно применялся для расчета проводимостей в режиме квантового эффекта Холла. При этом в расчете явно предполагалось, что транспорт геликоидальный, т.е. образован парой состояний квантового эффекта Холла с противоположными направлениями распространения. Результаты расчета показали хорошее соответствие с измеренными проводимостями для различных комбинаций контактов, когда объемный транспорт подавлен затворным напряжением. Таким образом продемонстрировано, что краевой транспорт в режиме КСЭХ геликоидален, а не хирален, как в квантовом эффекте Холла.

Наблюдение эффекта на российских структурах

Несколько позднее появились первые экспериментальные работы по изучению состояния квантового спинового эффекта Холла на образцах на основе HgTe квантовых ям, выращенных в Новосибирске. В первой такой работе [48] использовались образцы на основе квантовых ям шириной 8 и 8.3 нм, в обоих случаях ширина превышает критические 6.3 нм. Меза представляла собой узкую (5 мкм) и длинную полосу, имеющую 10 контактов: 2 с торцов и 8 по бокам. Фактически такая форма мезы эквивалентна 3 Холловским мостикам, расположенным друг за другом. Основным отличием геометрии образцов от предыдущих работ, являлся макроскопический затвор, который покрывал значительную часть контактных дорожек мезы. Это позволило изучать транспорт вдоль геликоидальных краевых состояний с длиной порядка 1 мм.

В данной работе исследовался локальный и нелокальный транспорт вдоль краевых состояний, когда образец установлен затвором в изолирующее состояние. Измеренные сопротивления в диапазоне 300 кОм-2 МОм значительно превышали квантованное значение. Такой результат находился в соответствии с предыдущими измерениями на больших образцах. При этом было обнаружено, что пропускание тока между любой парой контактов, приводило к возникновению токов, вдоль всего края образца, и они могли де-

тектироваться при помощи измерения разности потенциалов любой пары контактов. Таким образом, демонстрировалось отсутствие принципиальной разницы между локальными и нелокальными измерениями в режиме топологического изолятора.

Значительная величина сопротивления, обнаруженная в эксперименте, должна быть связана с рассеянием между геликоидальными состояниями с противоположными направлениями на больших расстояниях. Авторы попытались рассмотреть несколько предложенных к тому времени возможных механизмов такого рассеяния: (i) неупругое рассеяние [49], (ii) рассеяние с переворотом спина, вызванное спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы, и (iii) двухчастичные процессы [50, 51]. Авторы утверждают, что первые два типа рассеяния можно исключить, поскольку они должны приводить к сильной температурной зависимости сопротивления, которая не наблюдалась в эксперименте. Единственным возможным вариантом остались процессы двухчастичного рассеяния. Такое рассеяние ведет к дефазировке за счет неупругости взаимодействия между электронами. Тем самым подавляется интерференция, ответственная за возникновение Андерсоновской локализации при одномерном транспорте, что соответствует наблюдаемому отсутствию локализации в длинных краевых состояниях с высоким сопротивлением. Однако отсутствие теоретических расчетов температурной зависимости сопротивления не позволяло с уверенностью утверждать, что именно этот механизм отвечает за рассеяние на больших расстояниях.

Также в данной работе изучался транспорт при введении магнитного поля. Проводились измерения локального и нелокального магнетосопротивления при различных затворных напряжениях в параллельном и перпендикулярном двумерной электронной системе магнитном поле. Локальный и нелокальный сигнал выглядели схожим образом при всех условиях. Наблюдавшееся поведение магнетосопротивления имело нетривиальный вид, но оно в целом объяснялось в рамках существующих теорий. Пожалуй, стоит отдельно обсудить только магнетосопротивление в сильном (>10 Тл) параллельном магнитном поле. Локальное сопротивление значительно уменьшилось (10-50 кОм), нелокальное сопротивление при этом полностью исчезло в сильном

магнитном поле. Возможны две причины отсутствия нелокального сопротивления: или краевые состояния разрушаются в сильном параллельном магнитном поле, и в то же время восстанавливается объемная проводимость, или формируются новые краевые состояния одного направления, аналогичные состояниям квантового эффекта Холла. Однако если бы формировались сонаправленные краевые состояния, продольное сопротивление должно было быть нулевым, как это происходит в квантовом эффекте Холла. Таким образом, было обнаружено, что в сильном параллельном магнитном поле, краевые состояния разрушаются, и двумерная электронная система становится безщелевым полупроводником.

Демонстрация спиновой поляризации

Как говорилось ранее, наличие геликоидального краевого транспорта в системах HgTe можно было считать экспериментально установленным. Однако экспериментальных подтверждений спиновой поляризации краевых состояний не было. Поэтому было выполнено исследование, целью которого было восполнить этот пробел, а также продемонстрировать возможность изменения и детектирования спиновой поляризации электрическим полем.

В этой работе [9] использовались образцы, похожие на образцы для исследования нелокального транспорта, см. рисунок 1.2(b). Однако в данном случае затвор не был цельным, а состоял из двух половинок, которые разделены узким промежутком, что позволяло независимо изменять их затворное напряжение. Как и в предыдущих работах, здесь планировалось детектировать нелокальный сигнал, но отличен механизм возникновения этого сигнала. Эксперимент состоял из двух частей. В первой планировалось продемонстрировать, что спиновая поляризация, вызванная внутренним спиновым эффектом Холла, может приводить к нелокальному сигналу из-за поляризации краевых состояний. А во второй части планировалось продемонстрировать обратный процесс, когда спиновая поляризация геликоидальных краевых состояний при помощи обратного спинового эффекта Холла приводит к нелокальному сигналу.

В первой части эксперимента область, в которой находятся контакты для измерения напряжения, назовем ее детектором, сначала устанавливалась за-

твором в состояние квантового спинового эффекта Холла. При этом производилась запись зависимости детектируемого сигнала от затворного напряжения в области, через которую пропускается ток (в инжекторе). Полученный нелокальный сигнал имел максимум, когда инжектор и детектор находились в состоянии квантового спинового эффекта Холла. При этом величина нелокального сопротивления соответствовала значениям, полученным ранее для режима квантового спинового эффекта Холла при использовании единого затвора. Однако нелокальный сигнал был отличным от нуля и когда инжектор находился в состоянии электронной или дырочной проводимости. Затем для изучения этого факта подбирались тройка затворных напряжений, при которых инжектор находился в состоянии электронной проводимости, изолирующем состоянии или режиме дырочной проводимости. Для каждого из этих затворных напряжений инжектора, снималась зависимость нелокального сигнала от затворного напряжения детектора. При этом в нелокальном сигнале наблюдался максимум, когда затворное напряжение детектора соответствовало режиму квантового спинового эффекта Холла. Наблюдение нелокального сигнала такой величины в проводящем режиме инжектора можно ожидать, только если краевые состояния поляризованы по спину. Ток, протекающий через инжектор, благодаря внутреннему спиновому эффекту Холла приводит к разделению электронов с противоположными спинами к разным сторонам этой боковой палочки образца. Соответственно электрохимический потенциал для электронов с противоположными спинами не совпадает в области соединения детектора и инжектора. Исходящие из этой области, спин-поляризованные геликоидальные состояния выборочно уравниваются с соответствующими электрохимическими потенциалами и переносят эту разность на контакты детектора. Очевидно, что эффект не наблюдался бы при отсутствии спиновой поляризации краевых состояний.

Аналогичным образом наблюдался обратный эффект. Теперь инжектор устанавливался затвором в состояние квантового спинового эффекта Холла. При пропускании тока между контактами инжектора спин геликоидальные краевые состояния вызывали инжекцию спин-поляризованного тока в детектор, находящийся в металлическом состоянии. При этом возникала разница

электрохимических потенциалов электронов с противоположными спинами в области примыкания затворов. Благодаря обратному спиновому эффекту Холла спиновый ток приводит к появлению разности потенциалов контактов детектора.

Визуализация краевого транспорта

Существование краевых токов в HgTe квантовых ямах с шириной больше критической было непосредственно продемонстрировано при помощи восстановления распределения токов в образце по измеренному распределению индуцированных магнитных полей [52]. Идея данного эксперимента заключается в том, что закон Био-Савара-Лапласа связывает распределение квазистатических токов в плоскости с перпендикулярной компонентой магнитного поля. Таким образом, измеряя только перпендикулярную компоненту магнитного поля можно при помощи преобразований Фурье восстановить распределение токов. Для измерения магнитного поля использовался сканирующий сверхпроводящий квантовый интерферометр. Данная методика позволила реконструировать пространственное распределение токов с точностью до нескольких микрометров. Дополнительным преимуществом этой методики является то, что она, в отличие от многих других сканирующих методик, позволяет получать распределение токов даже при наличии верхнего затвора. В работе использовались несколько образцов на основе квантовых ям шириной 6.6, 8.5 и 5.0 нм. Образцы имели геометрию Холловской полоски шириной 30 мкм и длиной 50 мкм. Для управления режимом проводимости использовался затвор.

Начнем с описания результатов для образцов с инверсией зон. Было продемонстрировано, что при отрицательном затворном напряжении и малой концентрации носителей в двумерной электронной системе в образце преобладал краевой ток. При повышении затворного напряжения и увеличении концентрации носителей, преобладает объемный ток. При промежуточных затворных напряжениях наблюдалось сосуществование краевого и объемного транспорта.

В работе был изучен относительный вклад в сопротивление от объема образца, а также от краевых состояний, распространяющихся между контактами

вдоль границ 2DEG, при различных затворных напряжениях, в предположении, что эти три механизма проводимости работают параллельно. Как и ожидалось, объемная проводимость сильно зависела от затворного напряжения, и имелся диапазон напряжений, в котором объем находился в изолирующем состоянии. В тоже время сопротивление краевого транспорта не зависело от затворного напряжения. При этом величина краевого сопротивления оказалась выше квантованных значений, которые ожидались для баллистического транспорта вдоль края. Это значит, что в краевых состояниях присутствовало рассеяние, что ожидаемо для такой длины. Кроме того была исследована температурная зависимость проводимости. Сопротивление краевых состояний практически не зависело от температуры. Сопротивление объема уменьшалось при повышении температур, причем зависимость соответствовала активационному механизму.

Для того чтобы исключить тривиальные механизмы появления краевых состояний, такие как допирование края образца при изготовлении и вызванный этим загиб зон, были проведены контрольные измерения на образце с шириной квантовой ямы меньше критической. Образец можно было перевести в изолирующее состояние при помощи затворного напряжения. Однако используемая методика не позволяла исследовать образец при невозможности задать ток. Тем не менее, для конечных сопротивлений, значительно превосходящих максимальное сопротивление для образцов с инверсией зон, не было обнаружено признаков краевого транспорта.

Оценка ширины краевых состояний

Затем появилась еще одна работа [53], в которой демонстрировалось существование краевого и объемного транспорта. Идея заключалась в том чтобы использовать эффект Джозефсона для определения распределения токов в образце. Образцы имели прямоугольную мезу, к двум противоположным сторонам, которой были изготовлены сверхпроводящие контакты. Наличие геликоидального краевого транспорта в таком образце влияло на распределение сверхпроводящего тока. Краевой транспорт должен был быть представлен в виде пиков плотности сверхпроводящего тока у каждого края. Поместив такой образец в перпендикулярное магнитное поле, можно было

получить распределение плотности сверхпроводящих токов. В общем случае максимальный сверхпроводящий ток, который мог протекать через такой Джозефсоновский мостик, осциллировал в магнитном поле. Точная форма интерференционной зависимости критического тока от магнитного поля должна была определяться суммированием сверхпроводящих токов с учетом фазы. Очевидно, что разные распределения сверхпроводящих токов должны приводить к разным интерференционным картинам.

При изменении затворного напряжения вид зависимости критического поля от магнитного потока изменялся между двумя предельными случаями. При положительных затворных напряжениях и более высокой концентрации носителей наблюдаемая картина была похожа на интерференцию на одиночной щели. Что говорит о том, что распределение плотности токов было примерно одинаковым вдоль образца. Такое равномерное распределение плотности токов означает, что образец при этом являлся тривиальным проводником. При меньших затворных напряжениях и меньшей концентрации носителей, интерференционная картина имела синусоидальный вид, похожий на зависимость для сверхпроводящего квантового интерферометра. Это означает, что основная плотность токов была сосредоточена в узких областях вдоль края образца.

Была произведена оценка ширины краевых геликоидальных состояний. Для этого пики плотности тока на краях двумерной электронной системы аппроксимировались Гауссовым распределением. Таким образом, ширина краевых состояний получилась в пределах 180-410 нанометров.

Помимо транспортных измерений, краевые состояния в структурах на основе $HgTe/CdTe$ с шириной квантовой ямы выше критической были непосредственно продемонстрированы при помощи восстановления распределения токов в образце по измеренному распределению индуцированных магнитных полей [52].

1.5 Андреевское отражение

В данной работе значительное внимание уделяется изучению транспорта между двумерной электронной системой и сверхпроводником. Ключевую роль в таком транспорте играет процесс андреевского отражения. Чтобы понять суть андреевского отражения достаточно рассмотреть электрон, налетающий на границу сверхпроводника и нормального металла. Предположим, что энергия электрона относительно уровня Ферми сверхпроводника меньше сверхпроводящей щели Δ . В таком случае электрон не может проникнуть в сверхпроводник, поскольку отсутствуют квазичастичные состояния с энергией меньше Δ . В то же время изменение импульса электрона на границе со сверхпроводником можно оценить как $\delta p \sim (dU/dx) \cdot \delta t$, где $dU \sim \Delta$, $dx \sim \xi_0$ и $\delta t \sim \xi_0/v_f$. Т.е. изменение импульса $\delta p \sim p_f \cdot (\Delta/\mathcal{E}_f) \ll p_f$, что значительно меньше необходимого для обычного отражения изменения импульса $\sim 2p_f$. Андреев предложил [54], как можно разрешить данное противоречие. В нормальный металл отражается дырка, которая имеет противоположно направленную групповую скорость, но её импульс отличается от импульса исходного электрона на величину порядка δp . При этом заряд $2e$ переносится в сверхпроводник в виде куперовской пары. Данный процесс приводит к тому, что дифференциальная проводимость при $|eV| < \Delta$ возрастает в 2 раза по сравнению с нормальной величиной.

Мы рассмотрели процесс андреевского отражения в случае идеального интерфейса между сверхпроводником и нормальным металлом, в реальных образцах на интерфейсе довольно часто имеется потенциальный барьер. Он может быть вызван, например, различием скоростей Ферми или оксидным слоем на границе. Для описания транспорта в случае наличия потенциального барьера в работе [55] использовался модельный потенциал $H\delta(x)$. Авторы вычислили вероятности всевозможных видов отражений электрона на интерфейсе в зависимости от энергии при различной высоте барьера $Z = H/\hbar v_f$, решая уравнения Боголюбова - де Жена. Используя полученные вероятности, авторы смогли вычислить зависимости дифференциальной проводимости от напряжения для барьеров разной высоты, результат их расчета пред-

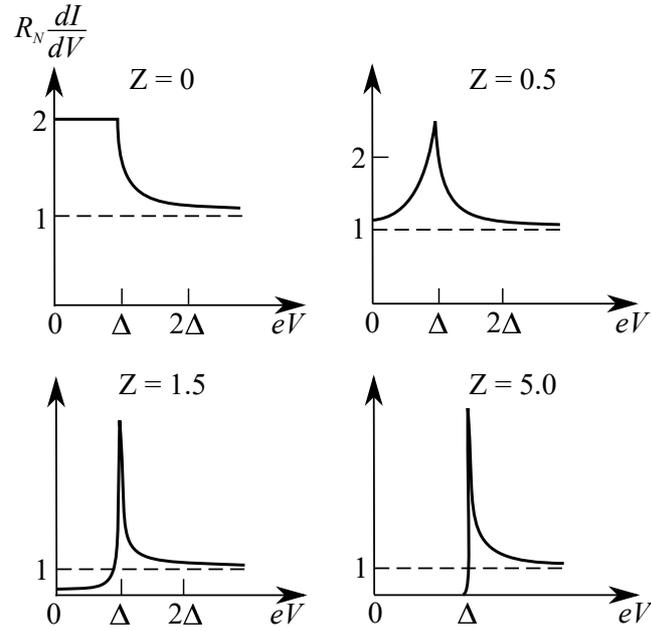


Рис. 1.3: Зависимость дифференциальной проводимости от напряжения для различной высоты потенциального барьера Z при $T = 0$. Рисунок взят из работы [55].

ставлен на рисунке 1.3. В пределе отсутствия барьера $Z = 0$ получился хорошо известный результат, когда дифференциальная проводимость внутри щели вдвое больше нормальной проводимости. В пределе высокого барьера $Z = 5$ проводимость внутри щели оказывается экспоненциально малой.

Глава 2

Методика эксперимента

2.1 Низкотемпературные измерения в магнитном поле

Поскольку одной из основных задач данной работы было изучение роли спин-орбитального взаимодействия в транспорте, необходимо было проводить измерения в условиях, когда температура не превышает энергии спин-орбитального взаимодействия. Энергия спин-орбитального взаимодействия в 2DEG в 20 нм $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме $\Delta_{SO} \approx 0.1$ мэВ [56, 57]. В связи с этим измерения производились при температуре 0.03-1.2 К. Кроме того нас интересовали спиновые эффекты в транспорте, для изучения которых, полезно иметь возможность ввести магнитное поле. Мы производили измерения на рефрижераторе растворения Oxford TLM-400, который оборудован сверхпроводящим соленоидом.

Детальное описание принципа работы рефрижератора растворения имеется в книге [58], поэтому здесь мы лишь кратко рассмотрим базовые идеи. Смесь изотопов ${}^3He/{}^4He$ при температуре ниже 0.87 К, зависящей от соотношения концентраций изотопов, разделяется на две фазы. Фаза более богатая 3He при низких температурах практически полностью состоит из 3He и после разделения оказывается над фазой богатой 4He в силу меньшей плотности. Фаза богатая 4He при этом всегда содержит конечную долю растворенного 3He , которая не опускается ниже 6% даже при минимальной температуре.

Охлаждение достигается за счет откачки паров богатой ${}^4\text{He}$ фазы, при этом откачивается преимущественно ${}^3\text{He}$. Таким образом нарушается равновесие между фазами, приводя к эндотермическому процессу перехода ${}^3\text{He}$ из насыщенной фазы в растворенную, который обеспечивает охлаждения камеры растворения. Если не возвращать ${}^3\text{He}$ в камеру растворения, то охлаждение прекратится после израсходования обогащенной фазы, таким образом работают рефрижераторы растворения в одноразовом режиме.

Наш рефрижератор обеспечивает возможность непрерывного охлаждения. Для этого откачанный ${}^3\text{He}$ предварительно охлаждается и сжижается в конденсаторе присоединенном к камере с ${}^4\text{He}$ при температуре около 1.1 К. После этого жидкий ${}^3\text{He}$ проходит через теплообменник камеры испарения ($T \approx 0.7$ К). И наконец, ${}^3\text{He}$ проходит еще через несколько теплообменников с выходящей из камеры растворения смесью и возвращается в камеру растворения, тем самым завершая цикл. Базовая температура нашего криостата составляет 30 мК. При необходимости измерения можно проводить при температуре до 1.2 К, используя систему стабилизации температуры, которая контролируемо подогревает камеру растворения. Во время измерений образец погружен в камеру растворения глубже границы раздела фаз. Нахождение образца в жидкости обеспечивает хороший тепловой контакт.

Дополнительным преимуществом рефрижератора растворения, которым мы в полной мере воспользовались в данной работе, является нечувствительность данного метода охлаждения к магнитным полям. Наш криостат оборудован сверхпроводящим соленоидом, погруженным в ванну с ${}^4\text{He}$, который позволяет достигать магнитного поля 14 Тл. Однако после ввода сильного магнитного поля (~ 10 Тл) в соленоиде остается замороженный поток. В связи с этим необходимо либо проводить измерения без магнитного поля до первого ввода поля после охлаждения, либо компенсировать замороженный поток введением соответствующего тока.

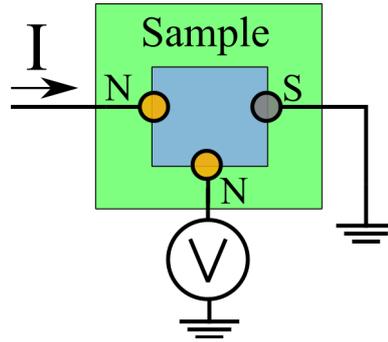


Рис. 2.1: Принципиальная модель трехточечной схемы измерений.

2.2 Измерительная схема

Значительное внимание в нашей работе уделялось транспортным свойствам отдельного контакта металла с макроскопическим параметром порядка к двумерной электронной системе. Для того, чтобы отделить эти свойства от остальных эффектов как в двумерной системе, так и в других контактах мы использовали так называемую трехточечную схему измерений. Модель данной схемы показана на рисунке 2.1. Контакт, свойства которого предполагается изучать, заземлен. Один из омических контактов используется для задачи тока (в дальнейшем будем называть его токовым). Второй омический контакт используется для измерения напряжения (в дальнейшем будем называть его потенциальным). Поскольку через потенциальный контакт в стационарном режиме не протекает ток (входное сопротивление гораздо больше сопротивления образца), измеряемое напряжение соответствует электрохимическому потенциалу двумерной электронной системы вблизи этого контакта. Таким образом свойства потенциального и токового контактов не оказывают влияния на измеряемые зависимости. Измеряемое напряжение складывается из падения напряжения на изучаемом контакте и некоторого вклада связанного с протеканием тока по 2DEG. В наших измерениях сопротивление двумерной электронной системы было значительно меньше сопротивления изучаемого контакта. Кроме того вклад двумерной электронной системы зависит от положения потенциального контакта, при этом вклад изучаемого контакта остается постоянным. В части измерений мы использовали двухточечную схему, которая получается из трехточечной, если в

качестве токового и потенциального контактов использовать один контакт. Измеряемый сигнал в таком случае складывается из сопротивлений заземленного контакта, токового контакта и двумерной электронной системы.

Описанная ранее схема позволяет, изменяя величину протекающего тока, получить зависимость $V(I)$ для исследуемого контакта. Однако гораздо более информативной является зависимость $dV/dI(V)$. Чтобы получить такую характеристику, можно вместе с постоянным током задать через токовый контакт модулирующий переменный ток. При этом на потенциальном контакте надо измерять помимо постоянного напряжения переменное напряжение при помощи синхронного детектора. Отношение сигнала измеряемого синхронным детектором к амплитуде модулирующего тока V_{ac}/I_{ac} соответствует дифференциальному сопротивлению $dV/dI(V)$ при данном напряжении $V(I)$ при условии, что амплитуда модуляции достаточно мала. Если амплитуда модулирующего тока подобрана правильно при ее изменении, например в 2 раза, в каждую сторону пропорционально должно изменяться измеряемое синхронным детектором напряжение.

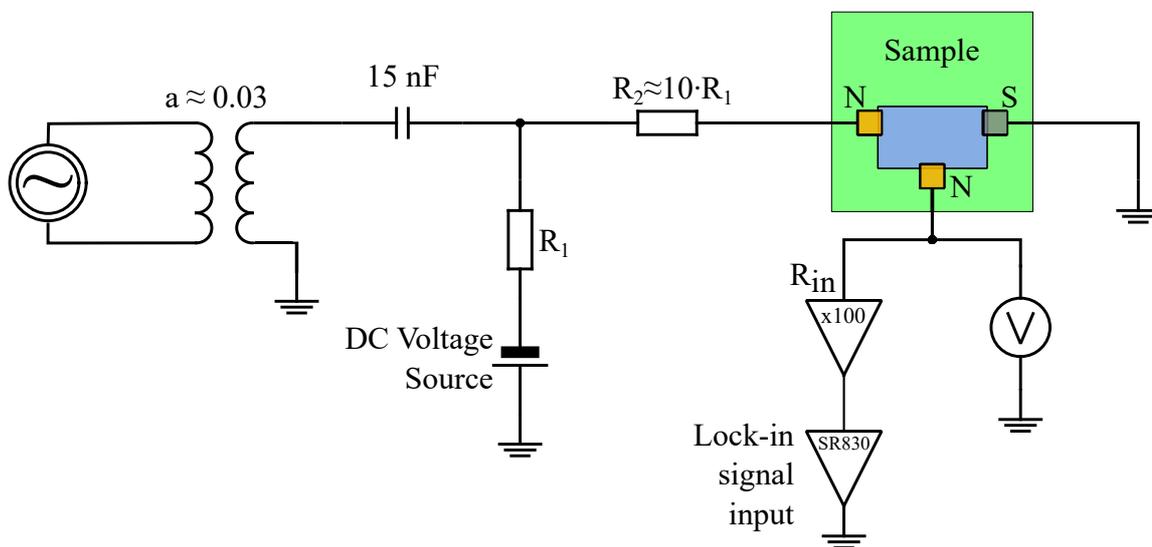


Рис. 2.2: Полная измерительная схема.

Полная измерительная схема, которую мы использовали, представлена на рисунке 2.2. Схема является довольно универсальной, она позволила нам проводить все измерения лишь с небольшими изменениями параметров. Они в каждом случае подбирались так, чтобы обеспечить максимальную точ-

ность измерений и уменьшить влияние различных паразитных сигналов. К параметрам, которые изменялись, относятся сопротивления R_1 и $R_2 \approx 10 \cdot R_1$, входное сопротивление предусилителя синхронного детектора R_{in} , частота f_{ac} и амплитуда V_{ac}^0 модулирующего сигнала а также предел изменений постоянного тока.

Для задачи постоянного тока использовался калибратор напряжения Keithley 6487 и пара резисторов R_1 и R_2 . Сопротивление R_2 должно быть много больше сопротивления образца между заземленным и токовым контактами. В таком случае ток через образец равен $V_{dc}/(R_1 + R_2)$. При этом конденсатор в цепи переменного тока использовался для того, чтобы предотвратить утеkanie постоянного тока через трансформатор. Емкость конденсатора определяется двумя соображениями. Во-первых, конденсатор не должен вносить ощутимого сдвига фаз в переменный ток. Сдвиг фазы пропорционален $1/\omega C$, что ограничивает емкость снизу. Во-вторых, когда мы изменяем постоянный ток, происходит перезарядка конденсатора за время пропорциональное $R_1 C$. Время перезарядки должно быть меньше времени на одну точку зависимости $dV/dI(V)$, что ограничивает сверху емкость конденсатора.

В качестве синхронного детектора использовался SR830 (Stanford Research Systems). Переменный ток задавался при помощи встроенного генератора данного синхронного детектора. На выходе генератора использовался трансформатор с коэффициентом передачи ~ 0.03 . Использование трансформатора позволяет добиться двух целей. Во-первых, уменьшить влияние паразитных земляных токов на измерения, развязав землю образца и генератора. Во-вторых, использовать малые амплитуды модуляции, не занижая амплитуду генератора, и тем самым сохраняя правильную форму сигнала. Повышение амплитуды модуляции помогает уменьшить количество шума на кривых. Однако, как указывалось ранее надо не выходить за пределы линейного режима. Кроме того, амплитуда модуляции не должна превышать расстояние между соседними точками по постоянному току.

Измерения в нашей схеме можно производить в некотором ограниченном диапазоне частот. Снизу частоту ограничивает упоминавшийся ранее

сдвиг фазы на конденсаторе. Ограничение сверху связано со скоростью перезарядки 2DEG при низкой температуре, а также с паразитными емкостями проводов, которые будут шунтировать образец на высоких частотах. Мы всегда выбирали частоту таким образом, что в окрестности выбранного значения сигнал не зависел от частоты.

Для борьбы с шумами на входе синхронного детектора использовался предусилитель. В каждом эксперименте использовался один из двух предусилителей SR552 и SR560 от Stanford Research Systems. В обоих случаях использовался коэффициент усиления 100. Предусилитель SR552 имеет входное сопротивление 100 кОм, а SR560 имеет входное сопротивление 100 МОм. При этом SR560 может использоваться для усиления как постоянного, так и переменного напряжения; SR552 может использоваться только для переменного напряжения. Мы использовали SR552 в тех измерениях, в которых сопротивление образцов было много меньше 100 кОм, при этом удалось добиться меньшего уровня шума. Но поскольку этот предусилитель не пригоден для постоянного напряжения, оно измерялось непосредственно с потенциального контакта электрометром Keithley 614. Для образцов с большими сопротивлениями использовался предусилитель SR560. При этом постоянный сигнал тоже усиливался, и постоянное напряжение измерялось на выходе усилителя мультиметром HP 34401A. Если использование предусилителя не помогало добиться приемлемого уровня шума, производилась многократная запись зависимостей с последующим усреднением.

2.3 Образцы

В данной работе мы использовали 2 вида гетероструктур: (i) гетероструктура с $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой ямой, (ii) гетероструктура с $HgTe$ квантовой ямой. Далее мы рассмотрим, чем примечательна каждая из структур.

Гетероструктура с $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой ямой была выращена Giorgio Biasiol (Триест, Италия) методом молекулярно лучевой эпитаксии на GaAs подложке. $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовая яма имеет толщину 20 нм, она сосредоточена между нижним $In_{0.75}Al_{0.25}As$ барьером толщиной 50 нм и верхним

барьером из того же материала толщиной 120 нм, покрытого сверху 10 нм защитным слоем $In_{0.75}Ga_{0.25}As$. Подробное описание параметров роста данной структуры приведено в статье [59].

Использованная гетероструктура на основе $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ обладает несколькими примечательными свойствами, которые привели к ее выбору в качестве объекта изучения. Во-первых, узкая квантовая яма в данной структуре асимметрична, что приводит к сильному спин-орбитальному взаимодействию типа Рашбы. Наличие спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы подтверждается как измерениями на аналогичных структурах [57], так и нашими ранними измерениями на данной структуре [56]. Во-вторых, при использовании жидкостного травления для формирования мезы, для получения хорошего контакта к двумерной электронной системе достаточно нанести металл на границу мезы, не используя специальной процедуры вжигания контактов. Это особенно важно в нашем случае, т.к. мы изучали свойства контакта между металлом с макроскопическим параметром порядка и двумерной электронной системой. При вжигании контактов появляется промежуточное звено в виде трехмерного проводящего слоя, сформированного за счет диффузии атомов материала контакта в гетероструктуру. Наличие промежуточной области может внести искажение в полученные результаты или даже сделать невозможным наблюдение некоторых эффектов. Кроме того отсутствие необходимости вжигания контактов позволяет использовать контакты из тугоплавких материалов, попытка вжигания которых приведет к деградации гетероструктуры. В-третьих, данная гетероструктура обладает высокой по сравнению с другими структурами с In подвижностью. С помощью стандартных магнетотранспортных измерений при температуре 4 К нами были получены следующие характерные значения подвижности $\sim 5 \cdot 10^5$ см²/(В·с) и концентрации $\sim 4 \cdot 10^{11}$ см⁻².

Для формирования мезы в гетероструктуре на основе $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ мы использовали трехкомпонентный жидкостный травитель $H_2O_2 : H_2SO_4 : H_2O$ с соотношением 1:3:100. Он обеспечивает скорость травления ~ 1 нм/с. Время травления 150 с.

Вторым типом используемых гетероструктур была квантовая яма $HgTe$

толщиной 8 нм с ориентацией поверхности [013], выращенная методом молекулярно лучевой эпитаксии Н.Н. Михайловым и С.А. Дворецким в Новосибирске. Квантовая яма находится между двумя 30 нм $Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$ барьерами, верхний барьер покрыт 40 нм слоем $HgTe$. Более подробное описание структуры приведено в статьях [60, 61]. Интерес к гетероструктурам на основе $HgTe$ связан с тем, что при толщине ямы выше критического значения $d_c \approx 6.3$ нм двумерная электронная система обладает инверсией зон, и в ней должно реализовываться состояние квантового спинового эффекта Холла[5]. При помощи магнетотранспортных измерений при температуре 4 К на данной структуре мы получили следующие значения подвижности $\sim 2 \cdot 10^5$ см²/(В·с) и концентрации $\sim 1.5 \cdot 10^{11}$ см⁻².

Как и в гетероструктуре с $InGaAs$, в данной структуре с $HgTe$ квантовой ямой для создания контакта двумерной электронной системе достаточно нанести металл на границу мезы. Для формирования мезы в данной структуре оптимальным способом оказалось травление в аргоновой плазме. Глубина травления составляла 200 нм.

При изготовлении образцов для определения формы мезы и контактов использовалась стандартная фотолитография. Образцы изготавливались с контактами нескольких типов. В качестве омических контактов использовались либо двухслойные контакты из Ni/Au, либо контакты из In. Данные контакты изготавливались при помощи обычного термического напыления тонкой металлической пленки с последующей взрывной фотолитографией. В двухслойных контактах толщина слоя Ni значительно меньше толщины Au, при этом основная роль никеля - улучшение адгезии золота к поверхности образца.

Исследуемые контакты с макроскопическим параметром порядка были сделаны из трех типов металлических пленок, двух сверхпроводящих и одной ферромагнитной: Nb, NbN и пермаллоя ($Fe_{20}Ni_{80}$). Контакты из Nb создавались напылением пленки толщиной 100 нм при помощи магнетрона постоянного напряжения. Полученная пленка имела температуру сверхпроводящего перехода $T_{Nb} \approx 9.5$ К. Для подавления сверхпроводимости магнитным полем параллельным пленке было необходимо поле ≈ 4 Тл.

Контакты из NbN создавались распылением Nb магнетроном постоянного тока в атмосфере N_2 . Толщина напыленной пленки составляла 50 нм. Характеристики получаемой пленки получились несколько хуже, чем для объемного NbN. Температура сверхпроводящего перехода $T_{NbN} \approx 11$ К, нам не удалось полностью подавить сверхпроводимость магнитным полем 14 Тл. Про пленки из NbN известно, что их параметры очень зависят от материала подложки и условий напыления. Для получения пленки наилучшего качества подложку обычно значительно подогревают во время напыления. В нашем случае образец не нагревался при напылении, чтобы избежать деградации двумерной электронной системы. Именно этим, по-видимому, объясняется относительно низкая критическая температура.

Ферромагнитные контакты из пермаллоя изготавливались распылением магнетроном переменного напряжения. При напылении пермаллоя образцы устанавливались на магнитный столик. За счет этого контакты обладают исходной намагниченностью в направлении параллельном плоскости двумерной электронной системы. На образцах с *InGaAs* квантовой ямой толщина пленки составляла 50 нм, на образцах с *HgTe* квантовой ямой толщина пленки пермаллоя составляла 30 нм.

Перед напылением Nb, NbN и пермаллоя образцы подвергались очистке аргоновой плазмой в течении нескольких секунд. При этом во время напыления образцы не подвергались значительному нагреву, т.к. они были установлены на массивных металлических держателях, обеспечивающих хороший теплоотвод. Напыление NbN производилось сотрудниками группы Гольцмана в МГПУ. Напыление Nb и пермаллоя осуществлялось сотрудниками лаборатории сверхпроводимости ИФТТ. Мы напыляли омические контакты на установке термического распыления лаборатории квантового транспорта ИФТТ. Весь остальной процессинг образцов осуществлялся нами в центре коллективного пользования ИФТТ.

Глава 3

Подавление андреевского отражения на границе двумерной системы с сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы

Данная глава посвящена изучению транспорта через интерфейс между сверхпроводником и краем двумерной электронной системы со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы. Во многом интерес к подобным исследованиям связан с потенциальной возможностью реализации состояния топологической сверхпроводимости в окрестности SN-интерфейса. Данный режим характеризуется модификацией спектра двумерной электронной системы [4, 62, 63, 64], вызванной энергией спин-орбитального взаимодействия Δ_{SO} , зеемановского расщепления \mathcal{E}_Z и индуцированной сверхпроводящей щели Δ_{ind} .

В отличие от работы [65], где было получено хорошее соответствие между

экспериментальными транспортными характеристиками отдельного контакта и теорией ВТК [55], мы сосредоточились на низкотемпературном пределе, чтобы обнаружить влияние спин-орбитального взаимодействия. А наличие такого влияния было предсказано теоретически [7] даже без учета спинового эффекта Холла.

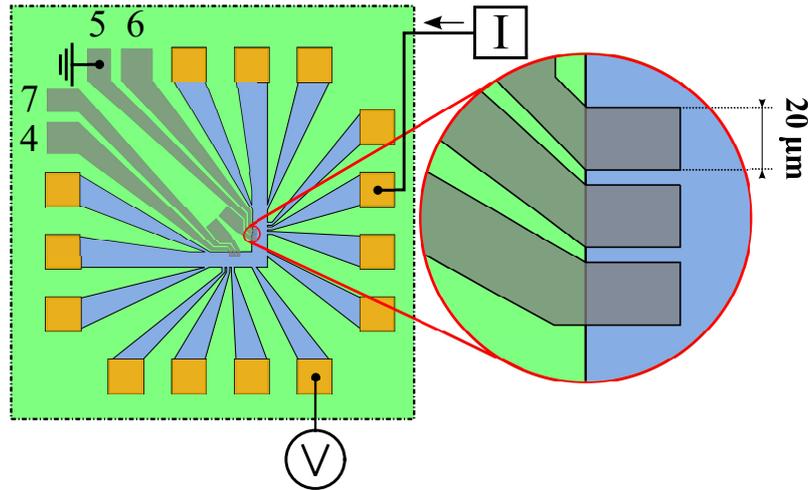


Рис. 3.1: Схема образца с подключениями (не в масштабе). Зеленым цветом показана вытравленная область, голубым - меза, желтым обозначены омические контакты из Ni-Au, серым цветом - сверхпроводящие контакты из Nb.

Мы исследовали транспортные свойства отдельного планарного сверхпроводящего контакта из ниобия к краю двумерной электронной системы в узкой $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме, описание которой представлено в разделе 2.3. На рисунке 3.1 представлена схема образца. Меза имеет Г-образную форму, с несколькими ответвлениями для омических контактов из Ni-Au, ширина мезы 100 мкм. Перпендикулярные грани мезы ориентированы вдоль кристаллографических направлений $[011]$ и $[01\bar{1}]$. Меза была сформирована при помощи жидкостного травления на глубину 200 нм.

Важно что в нашей гетероструктуре на основе $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ высококачественный контакт к двумерной электронной системе может быть получен напылением металла на границу мезы [66], без необходимости вжигания. Для изготовления омических контактов мы термически напылили 10 нм Ni и 100 нм Au. Полученные омические контакты обладают строго линейной зависимостью $V(I)$ и сопротивлением около 500 Ом при низкой температу-

ре. Для изготовления сверхпроводящих контактов при помощи магнетрона постоянного напряжения было напылено 100 нм ниобия с перекрытием края мезы. Область пересечения с мезой каждого контакта имеет ширину 20 мкм. Перед напылением ниобия поверхность образца очищалась при помощи аргонной плазмы.

Даже при чистом интерфейсе ниобиевый контакт представляет собой планарную структуру сверхпроводник (S) - изолятор (I) - нормальный металл (N). Поскольку из-за электростатики на краю [67], электронная концентрация постепенно уменьшается при приближении к краю мезы, там всегда присутствует область обеднения (I) конечной ширины [67]. Эта область слишком узкая, чтобы повлиять на омическое поведение Ni-Au контактов. Однако, при расположении между сверхпроводником и нормальным металлом, она определяет транспортные свойства получившейся SIN-структуры [55]. В работе [65] было показано, что область обеднения можно удалить вжиганием контактов. Однако, в нашей работе мы специально изучали краевой контакт без вжигания, что разумно т.к. наша структура обладает краем высокого качества [56].

Измерения производились при температурах в диапазоне 0.03-1.2 К. Похожие результаты были получены для двух разных образцов в нескольких охлаждениях. Чтобы избежать орбитальных эффектов в 2DEG мы использовали параллельное магнитное поле. Полученные результаты не зависят от направления магнитного поля в плоскости двумерной электронной системы.

Мы изучали транспортные свойства отдельного сверхпроводящего контакта при помощи трехточечной схемы: сверхпроводящий контакт заземлялся, а два омических контакта использовались для задачи тока и измерения падения напряжения на сверхпроводящем контакте. Для получения зависимостей $dV/dI(V)$, изображенных на рисунках 3.2-3.4, мы задавали постоянный ток из диапазона от -1 до +1 мкА, который модулировался переменным током с амплитудой 0.85 нА. При этом мы измеряли как постоянную V так и переменную $\sim dV/dI$ компоненты падения напряжения на контакте при помощи электрометра и синхронного детектора соответственно. Получавшиеся зависимости $dV/dI(V)$ не изменялись при замене омических контак-

тов, используемых для задачи тока и измерения напряжения. Правильность измерительной схемы так же подтверждается тем, что для омических контактов измеряемое дифференциальное сопротивление dV/dI не зависело от напряжения.

3.1 Экспериментальные результаты

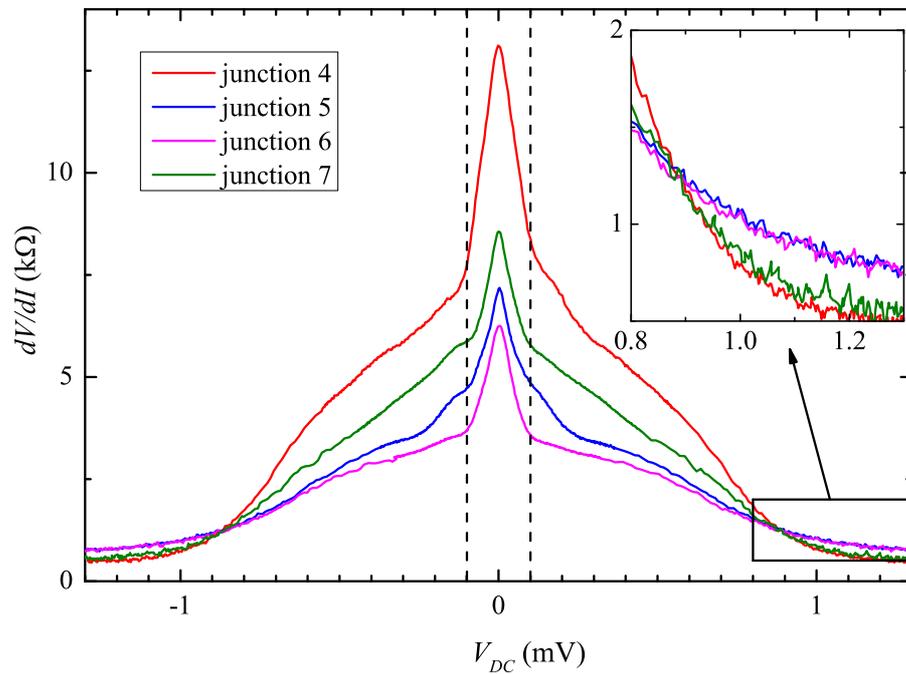


Рис. 3.2: Дифференциальное сопротивление dV/dI одиночного сверхпроводящего контакта в зависимости от падения напряжения на нем. Номера контактов соответствуют схеме образца, представленной на рисунке 3.1. Вставка демонстрирует различие в нормальном сопротивлении сверхпроводящих контактов на границах мезы с разной ориентацией.

Примеры полученных зависимостей $dV/dI(V)$ приведены на рисунке 3.2 для разных сверхпроводящих контактов. Все зависимости демонстрируют конечное сопротивление при напряжениях в сверхпроводящей щели ($|eV| < \Delta_{Nb}$), соответствующей критической температуре $T_c = 9.5$ К. Проводимость частично подавлена внутри узкой области центрального пика дифференциального сопротивления при малых напряжениях. Ширина пика ≈ 2 мВ одинакова для всех контактов, во всех циклах охлаждения. Зависимость

$dV/dI(V)$ симметрична по напряжению.

При больших напряжениях $dV/dI(V)$ приближается к значению нормального сопротивления, см. рис. 3.2, которое одинаково для контактов, расположенных на одной границе мезы. При этом, как видно из вставки к рисунку 3.2, значения нормального сопротивления немного отличаются для контактов к границам мезы с ориентацией $[011]$ и $[01\bar{1}]$. Такое различие отражает присущую 2DEG в $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме анизотропию подвижностей [66].

Рисунок 3.3(a) демонстрирует эволюцию зависимости $dV/dI(V)$ одиночного сверхпроводящего контакта при повышении температуры. Пик в дифференциальном сопротивлении присутствует только при низких температурах, он полностью исчезает к 0.88 К. При этом остальная часть зависимости не изменяется до температуры 1.2 К, что ожидаемо, поскольку измерения проводились при температурах значительно меньших критической температуры ниобия $T_{Nb} = 9.5$ К.

На рисунке 3.3(b) представлена эволюция зависимости $dV/dI(V)$ при введении магнитного поля, ориентированного в плоскости двумерной электронной системы. Параллельное магнитное поле полностью подавляет нелинейность зависимости $dV/dI(V)$ к 3 Тл. При этом центральный пик сопротивления более чувствителен к магнитному полю. Уровень $dV/dI(V)$ сразу за пределами пика остается постоянным до 0.75 Тл, а высота пика в таком магнитном поле уменьшается в 2 раза. Центральный пик полностью исчезает к 1.5 Тл.

Мы проверили независимым способом, что ниобиевая пленка, из которой изготовлены контакты, остается сверхпроводящей до магнитного поля 3.8 Тл. Сопротивление при больших напряжениях ($|eV| > \Delta_{Nb}$) абсолютно не чувствительно к магнитному полю, что подтверждает точность установки образца параллельно магнитному полю. При измерениях в нулевом магнитном поле (рисунки 3.2 и 3.3(b)) магнитное поле полностью скомпенсировано, что мы проверяли, изменяя полярность подключения соленоида.

Рисунок 3.4 более подробно демонстрирует поведение пика дифференциального сопротивления в магнитном поле параллельном плоскости 2DEG

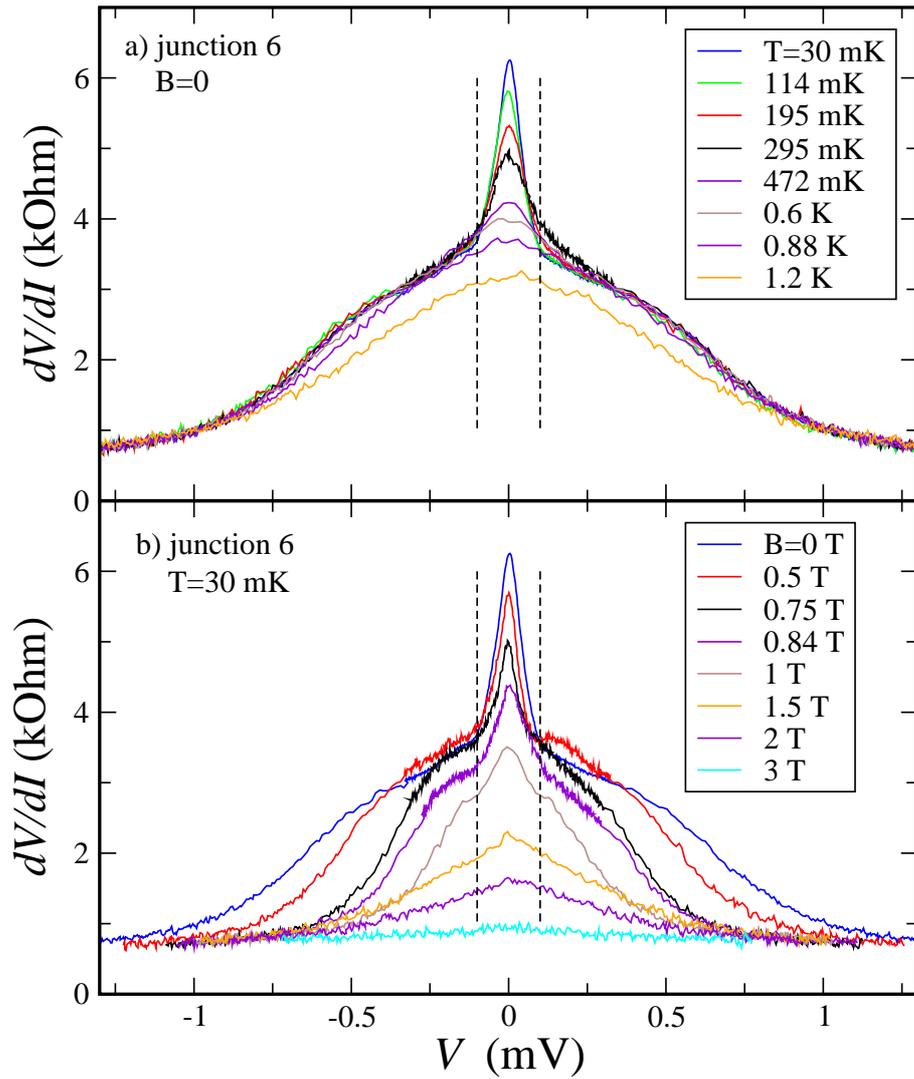


Рис. 3.3: Эволюция зависимости дифференциального сопротивления dV/dI одиночного сверхпроводящего контакта от падения напряжения на нем (а) при повышении температуры и (б) при введении магнитного поля, параллельного плоскости 2DEG.

для контактов 6 и 7 в обозначениях рисунка 3.1. Полученные зависимости $dV/dI(V)$ сдвинуты вдоль вертикальной оси для наглядности. В отличие от монотонного подавления пика дифференциального сопротивления, наблюдаемого для контакта 6, контакт 7 обладает нетривиальным поведением. При магнитном поле около 0.58 Тл в дифференциальном сопротивлении начинает формироваться узкий провал в окрестности $V = 0$. Провал имеет максимальную глубину при магнитном поле 0.67-0.85 Тл и полностью подавляется в поле выше 1 Тл.

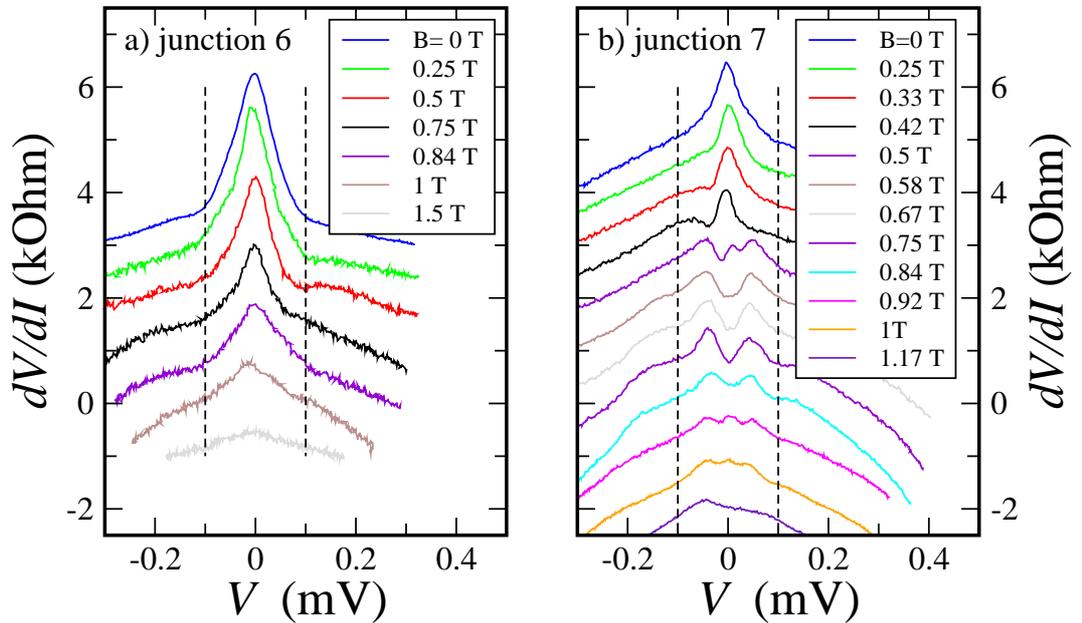


Рис. 3.4: Сравнение эволюции зависимостей $dV/dI(V)$ в области центрального пика дифференциального сопротивления в магнитном поле параллельном плоскости 2DEG для контактов 6 и 7 рисунка 3.1. Экспериментальные зависимости $dV/dI(V)$ сдвинуты вдоль вертикальной оси для наглядности.

3.2 Обсуждение

Давайте сначала обсудим зависимость $dV/dI(V)$, не обращая внимание на центральный пик сопротивления, для этого можно рассмотреть кривую для температуры 0.88 К на рисунке 3.2. В этом случае зависимость имеет вид характерный для обычного SIN-контакта, который хорошо описывается в рамках ВТК-теории [55].

В нашем эксперименте, как видно из рисунка 3.2, дифференциальное сопротивление при $|eV| < \Delta_{Nb}$ остается конечным при $T \ll T_c$, что возможно только благодаря андреевскому отражению, поскольку одночастичное туннелирование не возможно при энергиях внутри сверхпроводящей щели. Дифференциальное сопротивление при $|eV| < \Delta_{Nb}$ увеличено по сравнению с нормальным сопротивлением, что говорит о наличии потенциального барьера (области обеднения) на SN-интерфейсе[55].

Зависимости $dV/dI(V)$ на рисунке 3.2 для различных контактов качественно похожи. Различие в абсолютном значении дифференциального сопротивления в области сверхпроводящей щели связано с различной шириной области обеднения для разных контактов. А андреевское отражение очень чувствительно к потенциальному барьеру, поскольку требует одновременного двухчастичного туннелирования[55].

Стоит отметить, что нормальное сопротивление контактов не изменяется от охлаждения к охлаждению. В режиме нормального транспорта контакты не чувствительны к области обеднения, что демонстрируется, как линейной зависимостью $dV/dI(V)$ в сильных магнитных полях, так и омическим поведением контактов из Ni-Au. Одинаковое нормальное сопротивление контактов вдоль каждой из границ мезы говорит о примерно одинаковом короткопериодном беспорядке, который определяет подвижность, вдоль каждой из границ. По величине нормального сопротивления и ширине контакта мы можем оценить вероятность одночастичного туннелирования $\mathcal{T} \approx 0.3$.

Основным экспериментальным результатом является обнаружение пика дифференциального сопротивления при малых напряжениях. Появление этого пика свидетельствует о частичном подавлении андреевского отражения, причем такое поведение оказывается универсальным для разных контактов и охлаждений.

Подавление андреевского отражения в узком диапазоне напряжений внутри сверхпроводящей щели очень необычно для SN-структур с двумерным электронным газом [68, 69]. Такое подавление не может быть результатом присутствия барьера Шотки на краю 2DEG: (i) на границе двумерной системы в нашей $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме нет значительного барьера Шот-

ки [66]; (ii) пик в дифференциальном сопротивлении симметричен по напряжению; (iii) зависимости $dV/dI(V)$ линейны для омических контактов из Ni-Au и для сверхпроводящих контактов в сильном магнитном поле.

Мы связываем наблюдаемое подавление андреевского отражения при малых напряжениях с сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы в нашей двумерной электронной системе [56]. При этом энергия спин-орбитального расщепления $\Delta_{SO} = \hbar^2 k_{SO}^2 / 2m \approx 0.1$ мэВ, где $k_{SO} = \alpha m / \hbar^2$ является параметром, определяющим ширину области подавления андреевского отражения. В принципе, возможность влияния спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы на процесс андреевского отражения была показана теоретическим расчетом [7]. Однако, предсказанный эффект был весьма мал, и кроме того не предсказывалось наличия особенностей именно в области малых напряжений.

Ясное физическое объяснение наблюдаемого подавления андреевского отражения может быть связано со спиновым эффектом Холла [26], который был продемонстрирован в исследуемой 2DEG при помощи боковых ферромагнитных контактов [70]. В случае сильного спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы ожидается, что ток в плоскости 2DEG будет вызывать отличную от нуля спиновую поляризацию в перпендикулярном направлении на краях образца даже в нулевом магнитном поле [8]. В условиях нашего эксперимента при протекании тока через S-2DEG контакт области спиновой поляризации будут сосредоточены вблизи углов контакта. Транспорт из этих областей в сверхпроводник с участием андреевского отражения будет подавлен, из-за нарушения требований [55] к проекции спина электронов образующих куперовские пары. При этом эффективная ширина контакта уменьшается, что приводит к увеличению дифференциального сопротивления в окрестности $V = 0$, продемонстрированному на рисунках 3.2 и 3.3. Ширина центрального пика дифференциального сопротивления определяется разностью электрохимических потенциалов для электронов с противоположными проекциями спина в областях спиновой поляризации и очевидно не зависит от беспорядка на интерфейсе, как видно из рисунка 3.2.

Такой механизм возникновения пика дифференциального сопротивления

также согласуется с продемонстрированной на рисунке 3.3(а) сильной температурной зависимостью высоты пика при $T \ll T_c$. Если температура превосходит энергию спин-орбитального расщепления $\Delta_{SO} \approx 0.1$ мэВ, все эффекты спиновой поляризации в 2DEG исчезают. Соответственно эффективная ширина контакта восстанавливается, и дифференциальное сопротивление уменьшается, как при температуре 0.88 К на рисунке 3.3(а). Похожим образом влияет параллельное плоскости 2DEG магнитное поле. В нашей $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме зеемановское расщепление превосходит Δ_{SO} в магнитном поле $B \approx 1.5$ Тл [57], при этом спиновый эффект Холла разрушается и сопротивление падает, как показано на рисунке 3.3(b).

Последним эффектом, который необходимо обсудить является появление провала в дифференциальном сопротивлении (пика проводимости) при $V = 0$, который наблюдается в магнитном поле 0.6-0.9 Тл на некоторых контактах, см. рисунок 3.4(b). Возможной причиной появления пика проводимости может являться реализация режима топологической сверхпроводимости [4, 62, 63, 64]. Действительно, в магнитном поле до 1.5 Тл спин-орбитальное взаимодействие превосходит энергию зеемановского расщепления $\Delta_{SO} > E_z$ [57]. При этом ниобиевый контакта индуцирует сверхпроводимость в прилегающей области 2DEG. Индуцированная щель Δ_{ind} сильно зависит от ширины области обеднения на S-2DEG интерфейсе [55] и всегда меньше исходной щели $\Delta_{ind} < \Delta_{Nb}$. Индуцированная щель уменьшается при удалении от сверхпроводящего контакта вглубь 2DEG, поэтому условие появления режима топологической сверхпроводимости $\Delta_{ind} < E_z$ всегда выполняется в какой-либо области 2DEG. При этом пик проводимости наблюдался для контактов с минимальным сопротивлением внутри щели. Минимальное сопротивление внутри щели соответствует меньшей ширине области обеднения на интерфейсе, и соответственно большей величине индуцированной щели Δ_{ind} . Именно в этом случае можно ожидать выполнения условия $\Delta_{ind} > T$.

Однако не стоит забывать, что реализация состояния топологической сверхпроводимости не единственный механизм, который мог бы привести к появлению пика проводимости при $V = 0$ в некотором диапазоне магнитных

полей. В частности, к похожему эффекту может привести усиление андреевского отражения беспорядком [71]. В рамках полученных экспериментальных результатов нельзя с уверенностью утверждать, что именно является причиной появления пика проводимости.

3.3 Заключение

При изучении транспорта через боковой сверхпроводящий контакт к двумерной электронной системе в $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме обнаружено подавление андреевского отражения в узкой области энергий. Это подавление проявляется в виде пика дифференциального сопротивления при нулевом напряжении. Универсальная ширина пика для разных образцов, его температурная эволюция и поведение в магнитном поле указывают на связь подавления андреевского отражения со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы, которое присутствует в исследуемой двумерной электронной системе. Формирование пика можно объяснить возникновением спиновой поляризации 2DEG вблизи углов контакта из-за спинового эффекта Холла.

Глава 4

Вызванная током спиновая поляризация в двумерной системе со спин-орбитальным взаимодействием и ее детектирование ферромагнитными контактами

Данная глава посвящена изучению транспорта в гибридной низкоразмерной структуре на основе двумерной электронной системы с сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы с ферромагнитными контактами. Использование ферромагнитных контактов представляет большой интерес поскольку они позволяют осуществлять инжектирование и детектирова-

ние спин-поляризованных электронов. В частности это может быть весьма полезно, для изучения спинового эффекта Холла, который, как мы знаем из главы 1, проявляется в виде спиновой поляризации по краям образца при приложении напряжения в 2DEG со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы.

Использование ферромагнитных контактов к 2DEG со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы, имеет интерес не только с точки зрения исследования спиновых эффектов в двумерной системе, но и с точки зрения потенциальной возможности управления намагниченностью контакта [10], например, за счет переноса спинового момента [11]. Этот эффект в основном исследовался в слоистых структурах [72, 73, 74], которые состоят из набора нормальных и ферромагнитных слоев. При этом 2DEG, образуемая в полупроводниковой квантовой яме, существенно отличается от тонких металлических пленок. В частности, край 2DEG может обладать особыми одномерными свойствами как при наличии квантующего магнитного поля [75], так и без магнитного поля [67].

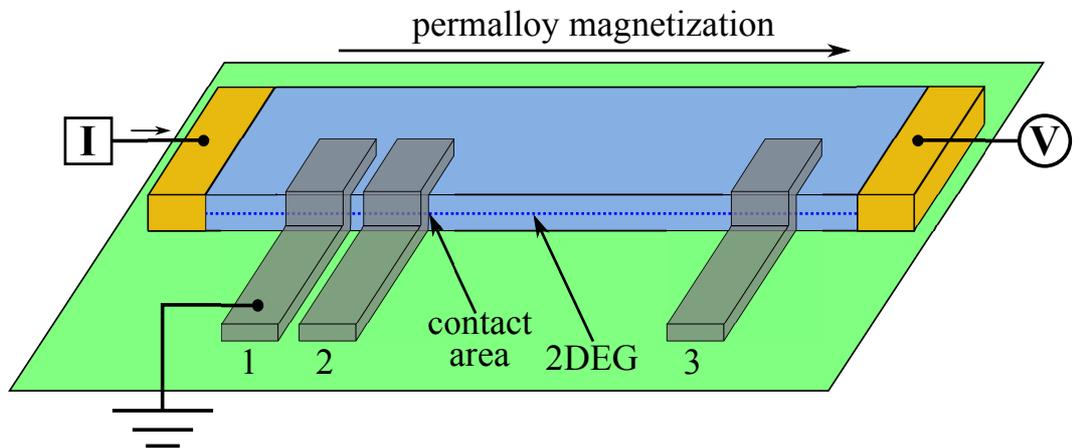


Рис. 4.1: Схема образца с подключениями (не в масштабе). Голубым цветом показана меза, ферромагнитные контакты из пермаллоя имеют серый цвет, омические контакты из Ni/Au - желтый. Стрелкой обозначено исходное направление намагниченности пермалловых контактов.

Схема образца представлена на рисунке 4.1. В качестве основы для образцов использовалась гетероструктура с $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой ямой, описание которой дано в разделе 2.3. Процедура изготовления образцов была

описана там же. Образец имеет несколько нормальных контактов из Ni/Au , которые имеют омическое поведение и характеризуются сопротивлением ≈ 1 кОм. Кроме того имеются несколько контактов из пермаллоя, имеющих намагниченность параллельную плоскости 2DEG.

Для изучения транспорта между ферромагнитным контактом и 2DEG мы использовали трехточечную схему, описание которой приведено в разделе 2.2. При этом заземлялся один из пермалловых контактов, а пара омических использовались для задачи тока и измерения напряжения. Для получения зависимости $dV/dI(V)$ мы изменяли постоянный ток в интервале от -5 до $+5$ мкА. Постоянный ток модулировался переменным током амплитудой 0.85 нА и частотой 110 Гц. Переменная и постоянная компоненты напряжения измерялись электрометром и синхронным детектором с предусилителем со входным сопротивлением 100 кОм соответственно. Если не указано иное, измерения проводились при температуре 30 мК. Похожие результаты были получены на разных образцах в нескольких переохлаждениях.

4.1 Транспорт через одиночный ферромагнитный контакт

4.1.1 Экспериментальные результаты

На рисунке 4.2(а) представлены зависимости $dV/dI(V)$ для трех различных F-2DEG контактов на одном из образцов, нумерация соответствует рисунку 4.1. Все экспериментальные зависимости на рисунке 4.2(а) имеют схожий вид. Они отличаются только сдвигом на постоянную, не зависящую от падения напряжения на контакте величину. Амплитуды сдвига, полученные для разных контактов в нескольких сериях измерений, не коррелируют с положением контакта на границе мезы. В частности, на представленных зависимостях максимальный сдвиг наблюдается для контакта 2, который не является ближайшим ни для потенциального, ни для токового омических контактов. Это дополнительно подтверждает, что измеряемое дифференциальное сопротивление является именно характеристикой отдельного F-2DEG

контакта.

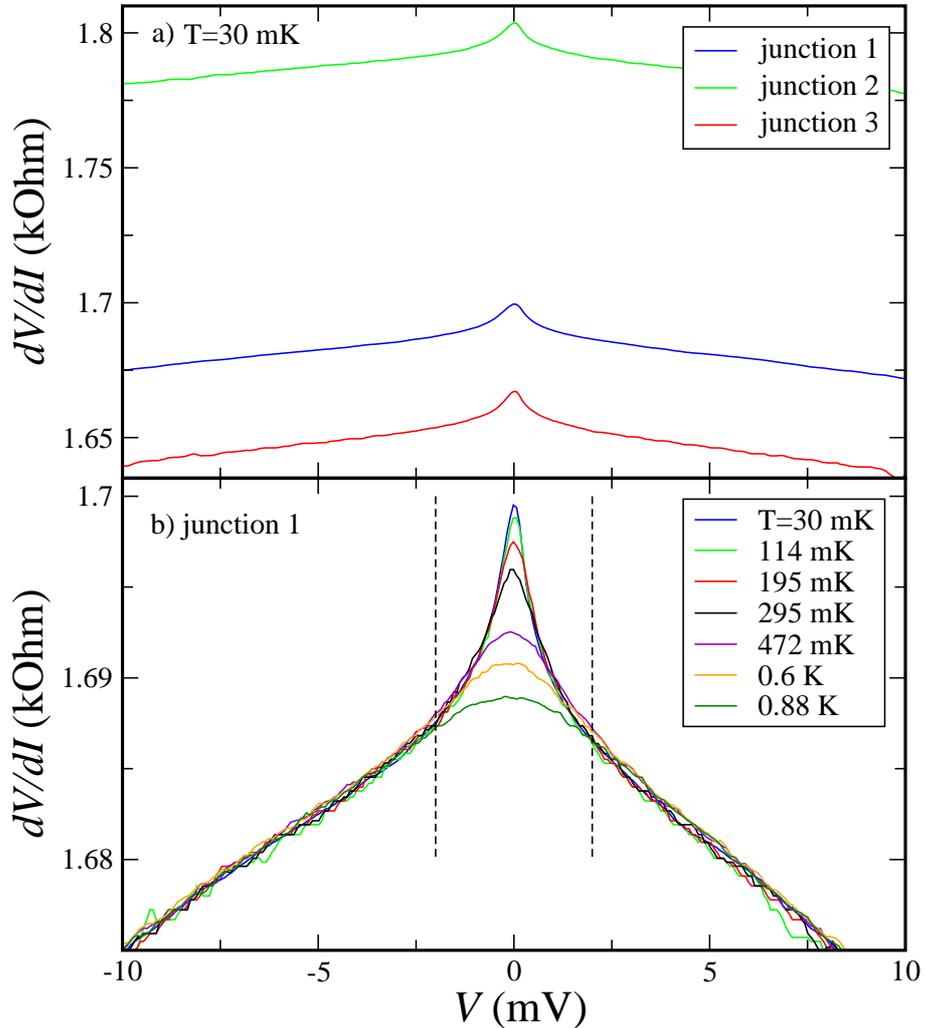


Рис. 4.2: (а) Дифференциальное сопротивление dV/dI одиночного F-2DEG контакта в зависимости от падения постоянного напряжения на контакте. Номера кривых отвечают номеру контакта на рисунке 4.1. (б) Эволюция зависимости $dV/dI(V)$ одиночного F-2DEG контакта при повышении температуры.

Каждая зависимость на рисунке 4.2(а) демонстрирует сильно нелинейное поведение, которое показано более подробно на рисунке 4.2(б) на примере контакта 1. График слегка не симметричен относительно нулевого напряжения, при этом он характеризуется строго линейной зависимостью $dV/dI(V)$ везде кроме узкой области около нулевого напряжения. Нелинейность полностью подавляется при повышении температуры до 0.88 К. При этом линейные области зависимости $dV/dI(V)$ не изменяются в диапазоне температур

30 мК-0.88 К.

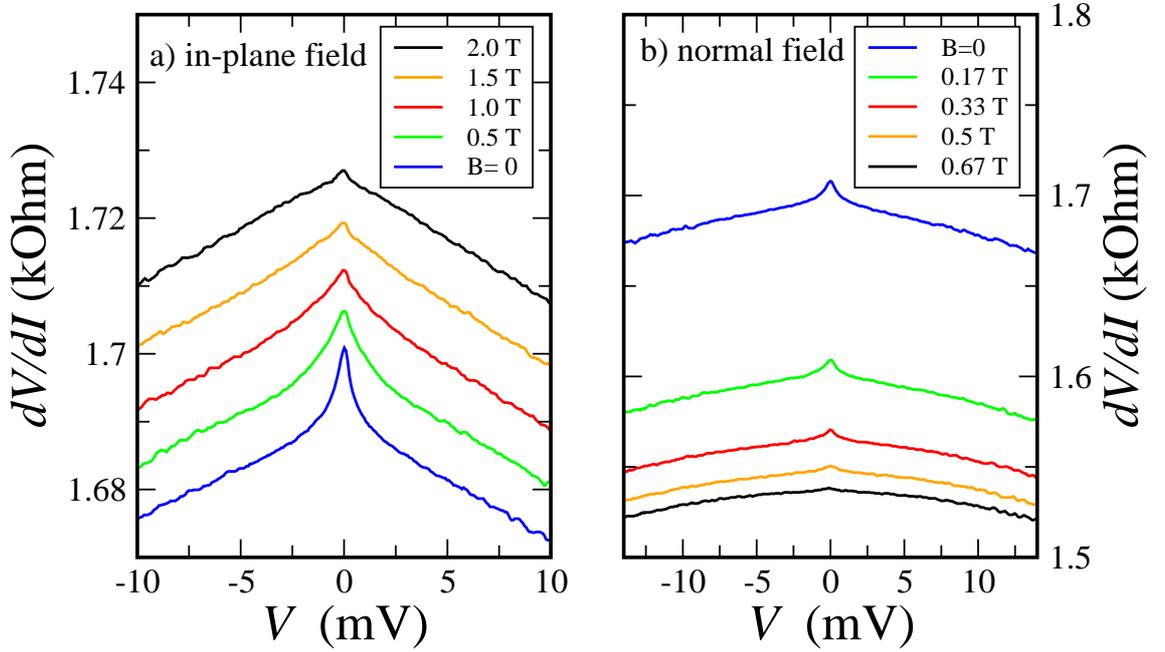


Рис. 4.3: Подавление нелинейности в окрестности нулевого напряжения (а) параллельным и (б) перпендикулярным плоскости 2DEG магнитным полем при $T = 30$ мК. Полное подавление нелинейности происходит при $B = 2$ Тл для параллельного магнитного поля, и при $B = 0.67$ Тл для перпендикулярного. Линейные ветви $dV/dI(V)$ демонстрируют (а) положительное или (б) отрицательное не зависящее от напряжения магнетосопротивление.

Как показано на рис 4.3, нелинейности dV/dI при околонулевом напряжении также подавляются магнитным полем. Для полного подавления в параллельном поле необходима значительная напряженность $B = 2$ Тл, в то же время подавление в перпендикулярном магнитном поле происходит к $B = 0.67$ Тл. Линейные ветви зависимости $dV/dI(V)$ обладают независимым от напряжения магнетосопротивлением, положительным или отрицательным для параллельного или перпендикулярного магнитного поля соответственно.

4.1.2 Обсуждение

Для начала обсудим вид зависимостей $dV/dI(V)$ при подавлении нелинейности около $V = 0$, например, при температуре 0.88 К на рисунке 4.2(b)

или при магнитном поле более 1.5 Тл на рисунке 4.3(а). Линейная зависимость $dV/dI(V)$ при ненулевом напряжении и очевидная несимметричность кривых отличаются от поведения обычного омического контакта, у которого dV/dI равно константе, независящей от напряжения. Такое поведение говорит о присутствии узкого потенциального барьера на интерфейсе между ферромагнетиком и краем 2DEG [67]. Поскольку наклон линейной части зависимости $dV/dI(V)$ не изменяется на рисунках 4.2 и 4.3, мы можем сделать вывод, что барьер не зависит от температуры и магнитного поля. Кроме потенциального барьера на сопротивление контакта влияет одночастичное рассеяние, вызванное беспорядком в 2DEG вблизи контакта. Беспорядок приводит к сдвигу кривых на рисунке 4.2(а) для различных контактов. Потенциальный барьер и беспорядок определяют величину коэффициента одночастичного туннелирования \mathcal{T} , который мы можем оценить как $\mathcal{T} \approx 0.1$ из ширины контакта и его сопротивления. Значения \mathcal{T} различаются в пределах 10% для разных контактов, что находится в соответствии с величиной флуктуаций беспорядка, которые наблюдались в работе [66] на похожих образцах.

Тем не менее и потенциальный барьер, и беспорядок являются характеристиками конкретного контакта, поэтому они не могут быть причиной появления одинаковой нелинейности $dV/dI(V)$ при околонулевом напряжении для различных контактов. При этом характерные величины температуры ($T \approx 1$ К) и магнитного поля ($B_{\parallel} \approx 1.5 - 2$ Тл), при которых происходит подавление нелинейности, являются известными величинами для 2DEG в нашей $In_{0.75}Ga_{0.25}Al$ квантовой яме. Они связаны с энергией спин-орбитального взаимодействия, которая равна $\Delta_{SO} \approx 1$ мэВ в нулевом магнитном поле [76, 57]. Таким образом при температуре 1 К тепловая энергия сравнивается с Δ_{SO} . А в магнитном поле более 1.5 Тл зеемановское расщепление превосходит энергию спин-орбитального взаимодействия [76, 57]. Поэтому логично связать наблюдаемые при малых напряжениях нелинейности в зависимости $dV/dI(V)$ со спиновыми эффектами, вызванными спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы.

Ожидается, что спиновые эффекты в окрестности контакта должны быть

весьма нетривиальными [8]. В нулевом магнитном поле электрическое поле E_x , связанное с протекающим током, должно вызывать в чистой, бесконечной и однородной двумерной системе ненулевой спиновый ток j_y^z [26]. Это явление называется спиновым эффектом Холла. Однако прямое измерение этого спинового тока невозможно, поэтому его физический смысл не совсем ясен [8]. В данном случае более осмысленной величиной чем спиновый ток является спиновая поляризация. Расчеты, которые учитывают рассеяние [77, 78, 79], предсказывают $j_y^z = 0$, кроме того равенство нулю спинового тока при отсутствии рассеяния тоже было непосредственно продемонстрировано [80]. Несмотря на это, спиновая поляризация S_z даже в отсутствии спинового тока была предсказана в нескольких теоретических работах, например [81, 82]. Таким образом, спиновая поляризация S_z вне плоскости 2DEG, аккумулируется вблизи углов контакта [8], см. рисунок 4.4. Поскольку контакт из пермаллоя имеет намагниченность в плоскости 2DEG, транспорт электронов в него из областей со спиновой поляризацией вне плоскости затруднен из-за необходимости поглощения компоненты поляризации, перпендикулярной намагниченности пермаллоя. Таким образом, ширина контакта эффективно уменьшается, что приводит к увеличению дифференциального сопротивления dV/dI при около нулевом напряжении, которое наблюдается на рисунке 4.2.

При увеличении тока через интерфейс между 2DEG и ферромагнитным контактом ток из спин-поляризованных областей может привести к перемагничиванию пермаллоя [11]. При этом транспорт из областей спиновой поляризации более не затруднен, а значит эффективная ширина контакта теперь совпадает с реальной шириной. Дифференциальное сопротивление в таком случае уменьшается до величины, которая получается при повышении температуры, как продемонстрировано на рисунке 4.2(b). Перемагничивание контакта спин-поляризованным током характеризуется некоторой критической величиной тока [11], которую можно оценить по рисунку 4.2(b) как ≈ 2 мкА. Такое относительно низкое значение [10] возникает из-за необычной геометрии контакта, который сформирован при соприкосновении тонкой пленки пермаллоя с почти вертикальной границей мезы. Если учесть малую

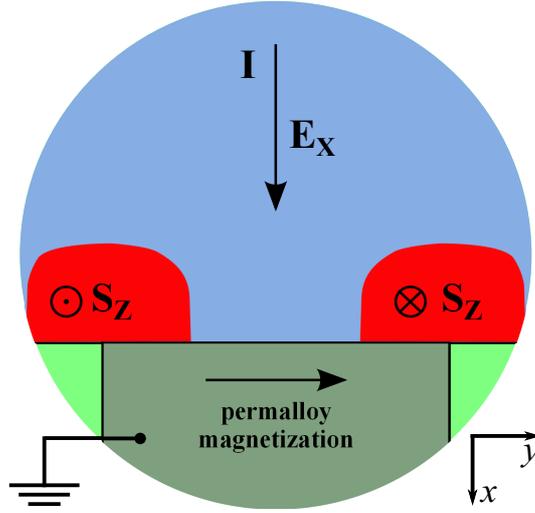


Рис. 4.4: Вид сверху на область 2DEG вблизи ферромагнитного контакта (детали см. в работе [8]) в нулевом магнитном поле в случае сильного спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы. Электрический ток I протекает через 2DEG к интерфейсу F-2DEG. Соответствующее электрическое поле E_x создает ненулевую спиновую поляризацию S_z по углам контакта (красные области) из-за спинового эффекта Холла. Намагниченность пермаллоя, обозначенная стрелкой, лежит в плоскости 2DEG.

толщину области протекания тока, взяв ширину квантовой ямы в качестве оценки толщины 2DEG, мы получим разумное значение [11] для плотности критического тока $10^4 - 10^5$ А/см².

Описанный механизм основан на наличии в 2DEG сильного спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы. Если температура превышает энергию спин-орбитального взаимодействия $\Delta_{SO} \approx 0.1$ мэВ, все эффекты связанные со спиновой поляризацией в 2DEG исчезают, и сопротивление контакта уменьшается, как мы и наблюдаем на рисунке 4.2(b) при температуре $T \approx 1$ К. Нелинейность зависимости $dV/dI(V)$ при малых напряжениях действительно определяется током, поскольку область нелинейности по напряжению на рисунке 4.2(b) (≈ 4 мэВ) значительно превосходит характерную температуру $T \approx 1$ К подавления нелинейности. Параллельное магнитное поле влияет схожим образом: когда зеемановское расщепление превосходит Δ_{SO} при $B \approx 1.5$ Тл, спиновый эффект Холла исчезает, и сопротивление контакта уменьшается, как показано на рисунке 4.3(a). Положительное не зависящее от напряжение магнетосопротивление линейных участков зависи-

мости $dV/dI(V)$ отражает спиновую поляризацию 2DEG [83] и не чувствительно к эффектам, вызванным спин-орбитальным взаимодействием.

Основное влияние перпендикулярного магнитного поля не связано с подавлением спинового эффекта Холла. Уже малого перпендикулярного поля ($B \approx 0.67$ Тл) достаточно для пермагничивания пермаллоя в направлении поля, т.е. в направлении S_z . Транспорт через F-2DEG интерфейс при этом не требует поглощения перпендикулярной компоненты намагниченности. Таким образом сопротивление контакта уменьшается как на рисунке 4.3(b). Отрицательное магнетосопротивление линейных ветвей $dV/dI(V)$ определяется орбитальными эффектами в 2DEG в перпендикулярном магнитном поле.

4.2 Транспорт между парой ферромагнитных контактов

Приведенные ранее рассуждения подтверждаются характеристиками электронного транспорта между парой ферромагнитных контактов в магнитном поле. Для получения этих характеристик мы измеряли зависимость дифференциального сопротивления от напряжения в двухточечной конфигурации, т.е. мы заземлили один из ферромагнитных контактов на рисунке 4.1 и использовали другой пермалловый контакт для одновременной задачи тока и измерения падения напряжения.

Сначала мы продемонстрируем, что наблюдавшаяся нелинейность действительно определяется интерфейсом между ферромагнитным контактом и 2DEG. На рисунке 4.5(a) представлена зависимость $dV/dI(V)$ для транспорта между контактами 1 и 2 (рисунок 4.1), которые находятся на расстоянии 2 мкм, меньшем длины свободного пробега (10 мкм) в нашей двумерной системе. Неудивительно, что зависимость $dV/dI(V)$ в нулевом магнитном поле является в точности суммой двух зависимостей для соответствующих отдельных контактов, представленных на рисунке 4.2(a). При этом положительное магнетосопротивление довольно мало, это объясняется тем, что бал-

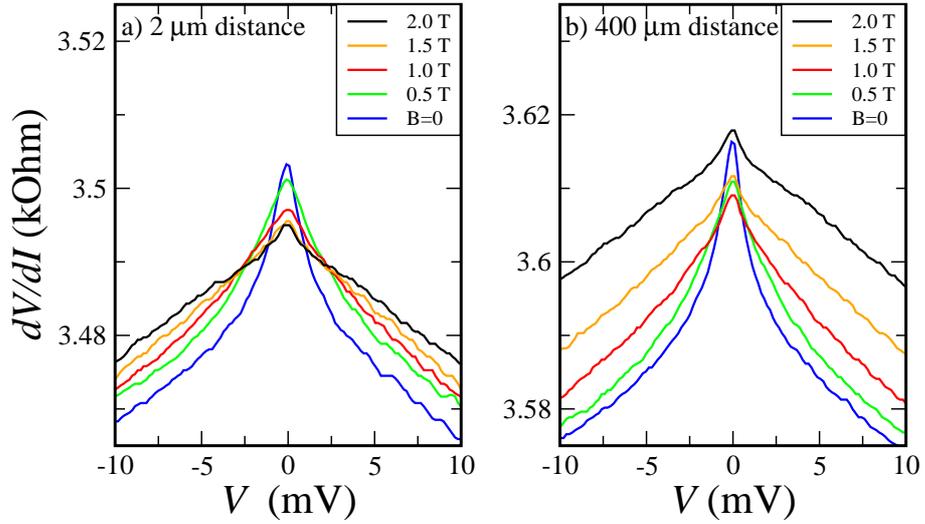


Рис. 4.5: Зависимости дифференциального сопротивления $dV/dI(V)$ для транспорта между парой ферромагнитных контактов при введении магнитного поля в плоскости 2DEG. (а) Для контактов на расстоянии 2 мкм зависимость $dV/dI(V)$ в нулевом магнитном поле в точности совпадает с суммой зависимостей для одиночных контактов. (б) Для контактов на расстоянии 400 мкм, зависимость $dV/dI(V)$ имеет значительную добавку к сопротивлению (около 100 Ом) по сравнению с суммой сопротивлений одиночных контактов. Подавление нелинейности при малых напряжениях магнитным полем происходит одинаково в обоих случаях.

листоческий транспорт менее чувствителен к свойствам двумерной системы между ферромагнитными контактами. Зависимость $dV/dI(V)$ для транспорта между ферромагнитными контактами на расстоянии 400 мкм, представленная на рисунке 4.5(б), включает в себя заметное сопротивление 2DEG (около 100 Ом). При этом положительное магнетосопротивление практически восстанавливается.

Тем не менее, подавление нелинейности дифференциального сопротивления при околонулевых напряжениях магнитным полем в обоих случаях происходит одинаково и в точности совпадает с поведением отдельного контакта. Таким образом мы можем сделать вывод, что нелинейность определяется именно свойствами F-2DEG интерфейса.

На рисунке 4.6 представлены зависимости дифференциального сопротивления пары контактов от перпендикулярного магнитного поля при нулевом напряжении. Для удаленных ферромагнитных контактов (400 мкм), зави-

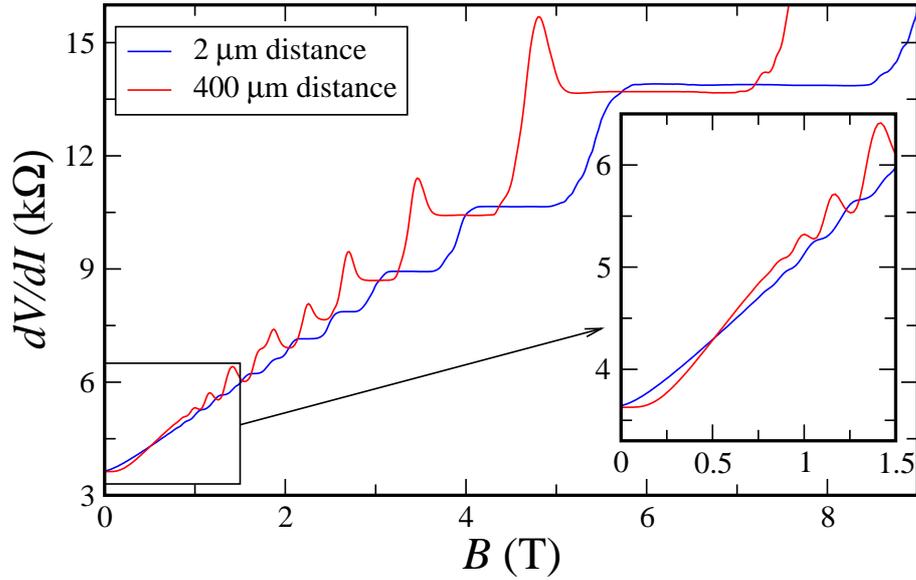


Рис. 4.6: Магнетосопротивление $dV/dI(B_{\perp})$ в перпендикулярном магнитном поле при транспорте между парой ферромагнитных контактов при нулевом напряжении. На вставке более подробно показана область малых магнитных полей.

симось $dV/dI(B_{\perp})$ представляет собой сумму xx и xy компонент магнетосопротивления, как и ожидается для двухточечных измерений в режиме квантового эффекта Холла. Однако, для соседних ферромагнитных контактов (2 мкм) зависимость $dV/dI(B_{\perp})$ очевидно демонстрирует Холловское поведение (xy) уже в довольно слабых полях (см. вставку на рисунке 4.6).

В квантующем магнитном поле объемный спектр 2DEG формируется из набора уровней Ландау с зеемановским спиновым расщеплением. Токонесущие состояния по краям образца характеризуются при этом проекцией спина на направление перпендикулярное плоскости двумерной электронной системы [75]. Перпендикулярное магнитное поле легко перемагничивает пермаллой в направлении поля. Электроны инжектируются из ферромагнитного контакта в краевое состояние с соответствующей проекцией спина на нормаль к плоскости двумерной системы. При транспорте между соседними ферромагнитными контактами электроны двигаются вдоль краевых состояний и поглощаются контактом с одинаковой проекцией спина. В случае удаленных ферромагнитных контактов во время движения между контактами вдоль краевых состояний происходит перераспределение заряда, со-

проводимое перевертыванием спина. Таким образом только часть электронов достигает второго ферромагнитного контакта. Этим объясняется идеальное Холловское поведение при двухточечных измерениях между близкими ферромагнитными контактами, в то время как, между дальними контактами транспорт демонстрирует обычную сумму xx и xy компонент. Данное поведение демонстрирует баллистический спин-зависимый транспорт вблизи F-2DEG интерфейса.

4.3 Заключение

Экспериментально исследован электронный транспорт через интерфейс между ферромагнетиком (пермаллой) и краем двумерной электронной системы в $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме с сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы. Обнаружен сильно нелинейный транспорт при околонулевых напряжениях при температуре меньше 1 К. Эта нелинейность полностью подавляется выше некоторых значений температуры, магнитного поля или тока через интерфейс. Такое поведение может быть вызвано аккумуляцией спиновой поляризации на интерфейсе из-за спинового эффекта Холла и перемагничиванием ферромагнетика спин-поляризованным током.

Глава 5

Осцилляции проводимости интерфейса между сверхпроводником и HgTe квантовой ямой

Данная глава посвящена изучению транспорта через интерфейс между сверхпроводником и краем двумерной электронной системы с инверсией зон. Интерес к подобному рода исследований во многом связан с поиском майорановских фермионов. Обычно в связи с этим изучают различные SNS-структуры, в которой роль N-области выполняет или одномерный квантовый нанопровод [84, 85, 86, 87, 88, 89], или топологическое поверхностное состояние [4, 53]. Поскольку двумерные электронные системы с инверсией зон на основе HgTe характеризуются наличием геликоидальных краевых состояний, в них можно попытаться реализовать состояние топологической сверхпроводимости [62, 63].

С другой стороны даже для одиночного SN-интерфейса предсказывается наличие некоторых интригующих эффектов, например, осцилляции проводимости из-за эффекта близости [90, 12], гигантское спиновое вращение [91] и локализованные краевые состояния [92]. Вышеупомянутые осцилляции Фабри-

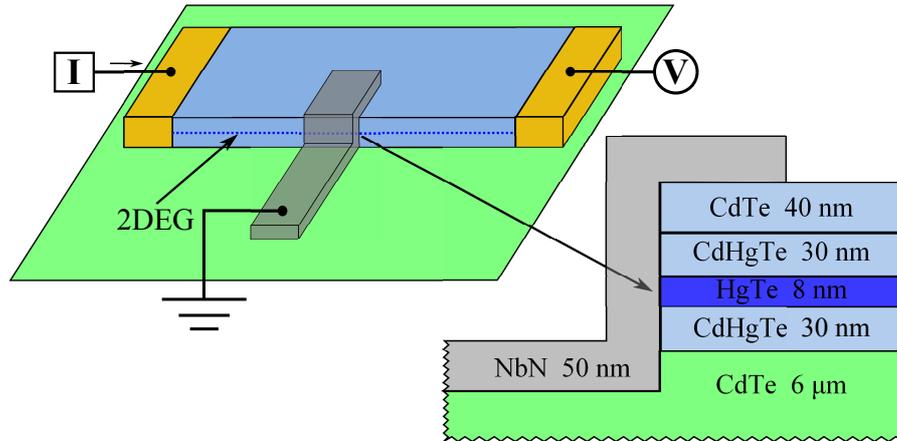


Рис. 5.1: Схема образца (не в масштабе) с подключениями. Меза шириной 100 мкм изображена голубым, омические контакты из индия - желтым, боковой контакт из NbN - серым. Справа представлен вид с боку на контакт из NbN.

Перо были экспериментально продемонстрированы в образцах, представляющих собой трехмерный топологический изолятор на основе Bi_2Se_3 , расположенный между сверхпроводником и нормальным металлом [93]. В этой работе эффект близости со сверхпроводником удваивал период осцилляций, хотя они также наблюдались и в нормальном режиме. Таким образом исследование транспортных свойств одиночного сверхпроводящего контакта к краю HgTe квантовой ямы является интересной задачей.

Наша $Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te/HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$ квантовая яма толщиной 8 нм выращена на подложке с ориентацией [013] методом молекулярно лучевой эпитаксии. Подробное описание структуры можно найти в следующих статьях [60, 61]. Поскольку толщина d квантовой ямы превышает критическое значение $d_c = 6.3$ нм, квантовая яма характеризуется инверсией зон [48, 94]. Двумерная электронная система в наших образцах имеет электронную концентрацию $1.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью при низкой температуре $2 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, согласно результатам стандартных измерений магнетосопротивления.

Схема образца представлена на рисунке 5.1. Меза шириной 100 мкм и высотой 200 нм сформирована травлением в аргоновой плазме. Мы изготовили пару омических контактов к двумерной электронной системе вжиганием In.

Кроме того мы изготовили сверхпроводящий контакт в виде полоски шириной 20 мкм с перекрытием мезы на 2-3 мкм. Контакт сформирован методом взрывной литографии напыленной при помощи магнетронного напыления пленки NbN толщиной 50 нм.

Поскольку верхний слой мезы изолирующий, формируется боковой контакт между сверхпроводником и краем двумерной электронной системой на границе мезы. В образцах, в которых мезы получена травлением, обычно присутствует узкий изолирующий регион на краю двумерной электронной системы [67, 95]. В наших образцах эта область приводит к значительному нормальному сопротивлению (0.5-1.5 МОм) S-2DEG интерфейса.

Мы изучали транспорт через одиночный сверхпроводящий контакт при помощи измерений в трехточечной схеме. Изучаемый NbN контакт заземлялся, ток задавался через один из In омических контактов, второй омический контакт использовался для измерения потенциала двумерной электронной системы. Для получения зависимостей $dV/dI(V)$ мы задавали постоянный ток от -4 нА до +4 нА, модулированный слабым переменным током (амплитуда 4 пА, частота 2 Гц). При этом мы измеряли одновременно постоянную (V) и переменную ($\sim dV/dI(V)$) компоненты потенциала 2DEG при помощи вольтметра и синхронного детектора соответственно. Последний был подключен к выходу предусилителя с входным сопротивлением 100 МОм. Мы убедились, что сигнал синхронного детектора не зависит от частоты в интервале 1-6 Гц, определяемой используемыми в измерительной схеме *ас*-фильтрами.

Поскольку сопротивления двумерной электронной системы (~ 1 кОм) относительно мало, полученные зависимости $dV/dI(V)$ отражают поведение NbN-2DEG интерфейса. Для того, чтобы обнаружить особенности транспорта связанные, с краевыми состояниями в HgTe квантовой яме измерения производились при температуре 30 мК. Качественно одинаковые результаты были получены для разных образцов в нескольких охлаждениях при различных нормальных сопротивлениях сверхпроводящего контакта.

5.1 Экспериментальные результаты

Примеры полученных зависимостей $dV/dI(V)$ представлены на рисунке 5.2(а). Они демонстрируют поведение характерное для одиночного андреевского SN-контакта [55]. Положение сверхпроводящей щели можно легко определить $\Delta_{NbN} = 1.58$ мВ, что соответствует независимо измеренной критической температуре $T_c = 11$ К аналогичной пленки из NbN.

В сверхпроводящей щели ($|eV| < \Delta_{NbN}$) максимальное дифференциальное сопротивление $R_{max} \approx 3$ МОм несомненно конечно, что возможно только в случае андреевского отражения [55]. Согласно ВТК-теории [55], одночастичное рассеяние на SN-интерфейсе играет значительную роль поскольку R_{max} превышает нормальное сопротивление $R_N \approx 0.5$ МОм. Соответствующее значение коэффициента одночастичного туннелирования \mathcal{T} можно оценить как $\mathcal{T} = R_N/R_{max} \approx 0.16$. Вставка к рисунку 5.2(а) демонстрирует, что такое же значение \mathcal{T} получается для другого сверхпроводящего контакта с сильно отличающимся нормальным сопротивлением $R_N \approx 1.5$ МОм.

С другой стороны, коэффициент одночастичного туннелирования можно оценить по величине нормального сопротивления, зная ширину контакта и концентрацию носителей в 2DEG. Как видно из вставки к рисунку 5.2(а) сверхпроводящие контакты характеризуются высоким нормальным сопротивлением $R_N = 0.5$ МОм и 1.5 МОм. Для контакта шириной 20 мкм при концентрации 10^{11} см $^{-2}$ эти сопротивления R_N должны соответствовать очень малому значению коэффициента туннелирования $\mathcal{T} < 10^{-3}$. Такой коэффициент одночастичного туннелирования заведомо должен привести к нулевой проводимости при $|eV| < \Delta_{NbN}$ [55]. Что очевидно не наблюдается на полученных зависимостях $dV/dI(V)$ на рисунке 5.2(а), таким образом имеется явное несоответствие между наблюдаемой андреевской зависимостью и высоким нормальным сопротивлением R_N .

Другой удивительной особенностью полученных зависимостей являются осцилляции $dV/dI(V)$ в сверхпроводящей щели ($|eV| < \Delta_{NbN}$) при минимальной температуре 30 мК, представленные на рисунке 5.2(а). Осцилляции полностью подавляются при температуре выше 0.88 К, которая значительно

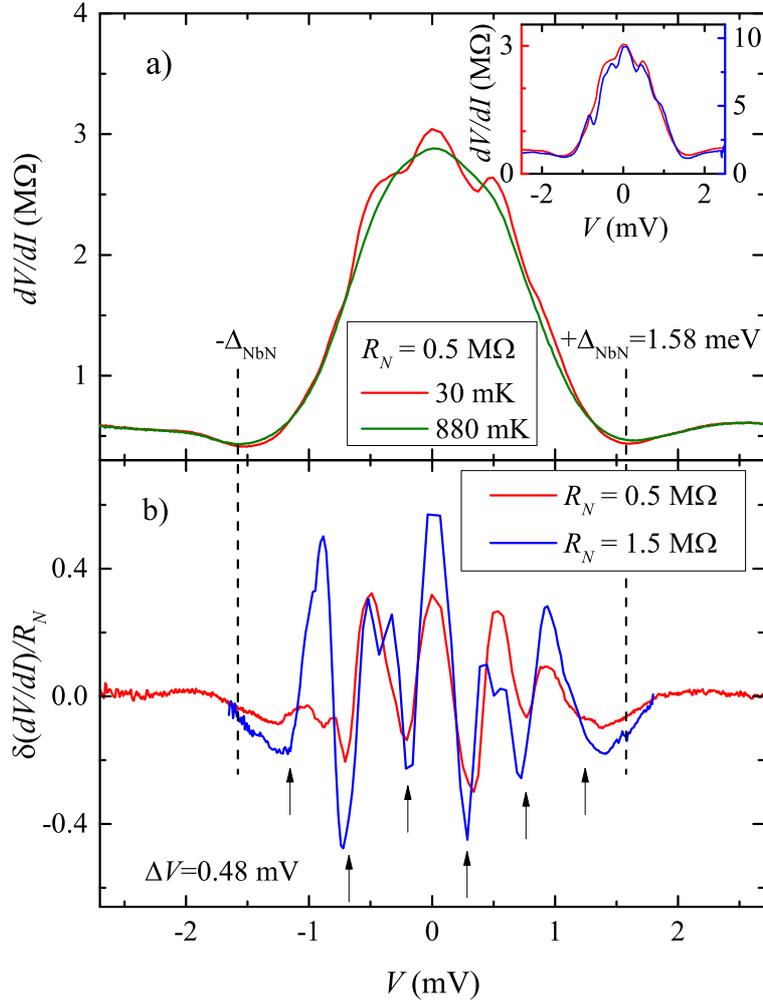


Рис. 5.2: (а) Примеры зависимостей $dV/dI(V)$ для транспорта через боковой NbN контакт в нулевом магнитном поле для двух различных температур $T \ll T_c = 11$ К. Пунктирными линиями обозначена сверхпроводящая щель Δ_{NbN} . На вставке показано, как зависимости для различных значений R_N можно совместить растяжением вдоль вертикальной оси. На кривой, соответствующей $T = 30$ мК, видны осцилляции дифференциального сопротивления при $|eV| < \Delta_{NbN}$. Осцилляции подавляются при температуре выше 0.88 К, при этом общая форма зависимости не изменяется. (б) Разница между зависимостями $dV/dI(V)$ при температурах $T = 30$ мК и $T = 0.88$ К, нормированная на нормальное сопротивление R_N , для двух контактов с различными значениями сопротивления ($R_N = 0.5$ МОм и $R_N = 1.5$ МОм). Положения осцилляций обозначены стрелками, они хорошо совпадают для разных R_N . Период осцилляций $\Delta V = 0.48$ мВ.

меньше критической температуры $T_c = 11$ К нашей NbN пленки.

Осцилляции лучше заметны, если вычесть из зависимости $dV/dI(V)$ при

минимальной температуре 30 мК, зависимость $dV/dI(V)$, полученную при температуре 0.88 К, на которой осцилляции отсутствуют. Результат такой операции представлен на рисунке 5.2(b). Поскольку нормальные сопротивления R_N значительно различались, мы поделили полученные зависимости на R_N . Позиции осцилляций обозначены стрелками на рисунке 5.2(b). Положения осцилляций хорошо совпадают для контактов с различным R_N , период осцилляций $\Delta V = 0.48$ мВ. При этом видность осцилляции заметно лучше для контакта с бóльшим нормальным сопротивлением $R_N = 1.5$ МОм. Осцилляции сосредоточены в области сверхпроводящей щели $|eV| < \Delta_{NbN}$, причем при нулевом напряжении имеется максимум $dV/dI(V)$.

Обнаруженные осцилляции дифференциального сопротивления чувствительны к магнитному полю. Они полностью исчезают к 2 Тл в магнитном поле нормальном к плоскости 2DEG, как показано на рисунке 5.3(a). Осцилляции не появляются снова при увеличении магнитного поля. В параллельном плоскости 2DEG магнитном поле осцилляции, напротив, не исчезают вплоть до максимального магнитного поля 14 Тл, см. рисунки 5.3(b, c). Как видно из рисунка 5.3(c) сверхпроводимость не подавляется до 14 Тл, при этом величина сверхпроводящей щели очевидно уменьшается. В параллельном магнитном поле выше 10 Тл период осцилляций тоже уменьшается.

Таким образом мы наблюдаем (i) андреевское поведение зависимостей $dV/dI(V)$ одиночного сверхпроводящего контакта при высоком нормальном сопротивлении $R_N \sim 1$ МОм; (ii) осцилляции дифференциального сопротивления в сверхпроводящей щели $|eV| < \Delta_{NbN}$ при температуре 30 мК.

5.2 Обсуждение

Имеет смысл начать обсуждение с зависимости $dV/dI(V)$ при температуре 0.88 К, представленной на рисунке 5.2(a). Зависимость имеет типичный андреевский вид для случая не очень сильного рассеяния на интерфейсе, но нормальное сопротивление R_N слишком велико. Это противоречие можно преодолеть, предположив, что внутри изолирующей области на интерфейсе присутствует проводящее состояние. В таком случае нормальное сопротивле-

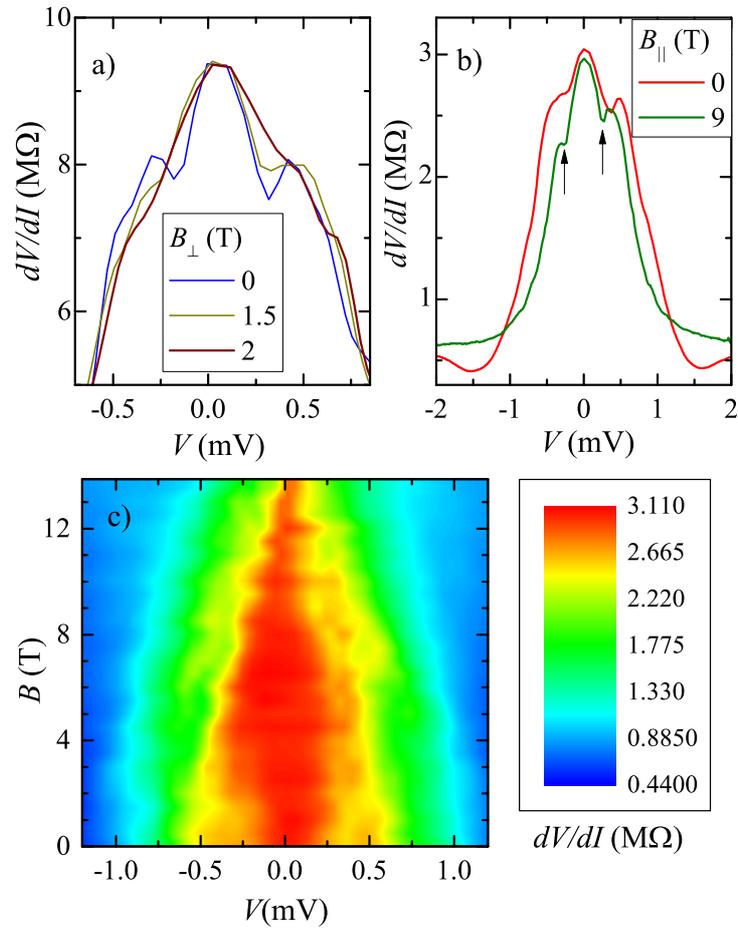


Рис. 5.3: (а) Подавление осцилляций дифференциального сопротивления магнитным полем, нормальным к плоскости 2DEG. Осцилляции полностью подавляются к $B_{\perp} = 2$ Тл и не появляются в более сильных полях. (б) Осцилляции $dV/dI(V)$ в параллельном 2DEG магнитном поле, период осцилляций слегка уменьшился к 9 Тл. (с) Эволюция зависимости $dV/dI(V)$ при введении магнитного поля в плоскости 2DEG. Сверхпроводимость полностью не подавляется при $B_{\parallel} = 14$ Тл. Все представленные зависимости получены при температуре 30 мК.

ние R_N может определяться произведением одночастичных коэффициентов туннелирования $1/\mathcal{T}_1\mathcal{T}_2$, где коэффициент $\mathcal{T}_1 \sim R_N/R_{max} \approx 0.16$ соответствует хорошей связи между этим проводящим состоянием и боковым контактом из NbN, при этом это состояние слабо связано ($\mathcal{T}_2 < 10^{-2}$) с объемом двумерной системы, см. рисунок 5.4.

Роль проводящего состояния в изолирующей области могут играть широко известные геликоидальные краевые состояния [6], которые имеются в

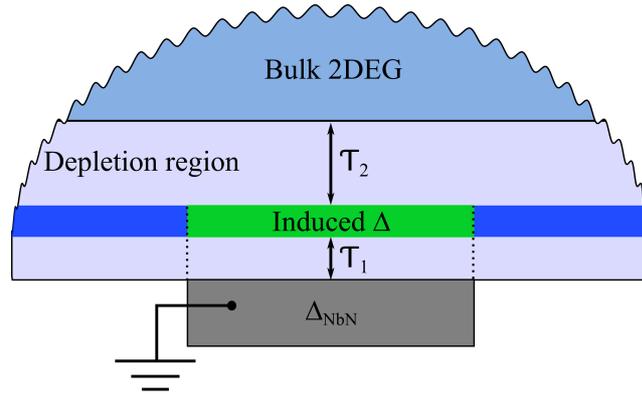


Рис. 5.4: Вид сверху на область двумерной электронной системы вблизи сверхпроводящего контакта. Светло-голубым показана изолирующая область на краю двумерной электронной системы, внутри которой сосредоточено проводящее состояние обозначенное синим. Из-за эффекта близости со сверхпроводником в краевом геликоидальном состоянии в области контакта индуцируется сверхпроводящая щель $\Delta \sim \mathcal{T}_1 \Delta_{NbN} \ll \Delta_{NbN}$. Таким образом, вблизи NbN контакта формируется одномерная NSN-структура [12].

HgTe квантовых ямах, если ширина ямы превышает критическое значение 6.3 нм [45, 36, 38, 39]. Сосуществование геликоидальных краевых токов с проводимостью в объеме двумерной электронной системы было непосредственно продемонстрировано в эксперименте по визуализации краевых состояний [52]. Кроме того такое сосуществование возможно с теоретической точки зрения [45, 96], однако оно требует, чтобы туннелирование между краевыми состояниями и объемом двумерной электронной системы было малым. Реализация такого сценария, возможна в образцах с мезой сформированной травлением [52], где область обеднения конечной ширины всегда присутствует на границе 2DEG из-за гладкости краевого потенциала [67, 95].

Таким образом, в соответствии с предыдущими экспериментами [6, 52], можно ожидать, что наблюдаемая выраженная андreeвская зависимость определяется транспортом между NbN боковым контактом и проводящим геликоидальным состоянием. Соответствующий коэффициент туннелирования \mathcal{T}_1 в основном определяется несовпадением скоростей Ферми в NbN и краевом геликоидальном состоянии. И поэтому \mathcal{T}_1 примерно одинаков для разных контактов, что демонстрируется возможностью совместить зависимости $dV/dI(V)$ на вставке к рисунку 5.2(а). В то же время, большие нормальные

сопротивления $R_N \sim 1/\mathcal{T}_1\mathcal{T}_2$ главным образом определяется малым \mathcal{T}_2 , который отражает слабую проводимость области обеднения на краю 2DEG. При этом коэффициент \mathcal{T}_2 чувствителен к длиннопериодным флуктуациям краевого потенциала [67, 95], т.е. может быть разным для разных контактов.

При низких температурах мы наблюдаем эквидистантные по напряжению осцилляции дифференциального сопротивления. Наличие осцилляций можно ожидать в случае одномерного токнесущего состояния вблизи сверхпроводника или из-за многократного андреевского отражения [55, 97], или при формировании связанных андреевских состояний [90]. В первом случае должны наблюдаться экстремумы при $|eV| = 2\Delta_{NbN}/n$ (где $n = 1, 2, 3\dots$), которые очевидно не являются эквидистантными. Во втором случае действительно образуются эквидистантные осцилляции плотности состояний [90]. Однако, для реализации этого сценария необходима малая длина контакта $L < \xi = \hbar v_F/\Delta$, где ξ - длина когерентности, v_F - скорость Ферми, а Δ - сверхпроводящая щель, индуцированная в одномерном токнесущем состоянии.

Противоположный предел протяженного сверхпроводящего контакта $L \gg \xi$ был рассмотрен в работе [12] для геликоидальных краевых состояний в узкой HgTe квантовой яме. Из-за эффекта близости с NbN сверхпроводящая щель $\Delta \sim \mathcal{T}_1\Delta_{NbN} < \Delta_{NbN}$ индуцируется в одномерном краевом состоянии, см. рисунок 5.4. Тогда это одномерное состояние вблизи NbN контакта эквивалентно NSN-структуре. При движении вдоль этого краевого состояния электроны с энергией $E < \Delta$ испытывают полное андреевское отражение (с вероятностью 1) на каждом из SN интерфейсов, поскольку обычное отражение невозможно из-за геликоидальности краевого состояния [12]. Электроны с высокой энергией $E \gg \Delta$ беспрепятственно преодолевают область индуцированной сверхпроводимости. При промежуточных значениях энергии $E > \Delta$ образующиеся боголюбовские квазичастицы испытывают резонансы Фабри-Перо при прохождении области индуцированной сверхпроводимости вблизи контакта.

В нашем эксперименте краевое токнесущее состояние хорошо связано с боковым NbN контактом, поэтому резонансы модулируют коэффициент

туннелирования \mathcal{T}_1 . Таким образом наша система в некотором роде похожа на описанную в работе [93], в которой исследовался трехмерный топологический изолятор Bi_2Se_3 , помещенный между сверхпроводником и нормальным контактом. Однако имеются существенные отличия: другая размерность топологического поверхностного состояния, другой предел $L < \xi$ и отличная геометрия образцов. Период осцилляций можно оценить [12] как $\mathcal{T}_1 e \Delta V \sim \pi \hbar v_F / L$. Подставляя в формулу полученные в эксперименте значения периода $\Delta V = 0.48$ мВ, ширины контакта $L = 20$ мкм и коэффициента туннелирования $\mathcal{T}_1 \approx 0.16$, мы можем оценить скорость Ферми $v_F \approx 8 \times 10^7$ см/с, которая хорошо соответствует результатам расчета [98] $v_F \approx 5 \times 10^7$ см/с. Стоит отметить, что связанные андреевские состояния должны привести к аналогичному выражению для периода осцилляций [90]. Однако, мы считаем более вероятным механизм из работы [12], поскольку (i) в наших образцах реализуется другой предел $L = 20$ мкм $> \xi \approx 2$ мкм, и (ii) т.к. андреевские связанные состояния должны в первую очередь проявляться в когерентном транспорте, т.е. в сверхпроводящем токе.

Осцилляции проводимости, таким образом, связаны только с электронами, которые приближаются к NbN контакту вдоль геликоидального краевого состояния. Отсюда легко понять, почему видность осцилляций на рисунке 5.2(b) выше в случае большего нормального сопротивления контакта $R_N = 1.5$ МОм: большее R_N соответствует худшей связи между геликоидальным краевым состоянием и объемом двумерной электронной системы (т.е. меньшему \mathcal{T}_2), что увеличивает долю электронов, подходящих к NbN контакту вдоль краевого состояния. При этом период осцилляций не зависит от \mathcal{T}_2 , что соответствует постоянству наблюдаемого периода $\Delta V = 0.48$ мВ для образцов с сильно разными R_N на рисунке 5.2(b). Причина отсутствия осцилляций при $|eV| > \Delta_{NbN}$ пока не ясна. Возможно, из-за усиления туннелирования в NbN контакт при энергиях выше Δ_{NbN} (см. рисунок 5.2(a)), квазичастицы поглощаются контактом до того, как они успеют проинтерферировать в SNS области достаточное количество раз.

Представленный механизм формирования осцилляций проводимости качественно согласуется с подавлением осцилляций при повышении темпера-

туры, а также с поведением в магнитных полях. (i) Температура превосходит индуцированную щель при $T \sim \Delta \sim \mathcal{T}_1 \Delta_{NbN} \approx 1$ К, при этом сверхпроводимость в геликоидальном краевом состоянии не наводится. Данная оценка температуры исчезновения осцилляций соответствует наблюдаемой в эксперименте $T = 0.88$ К. (ii) Нормальное к плоскости 2DEG магнитное поле приводит к квантованию Ландау в двумерной электронной системе. Одномерный краевой транспорт тоже возможен в этом случае [75], поэтому андреевское поведение зависимости $dV/dI(V)$ на рисунке 5.3(a) практически не изменяется. Однако краевые состояния при этом хиральные [75], что приводит к невозможности формирования Фабри-Перо резонансов предложенных в работе [12]. В использованных образцах квантование Ландау начинает проявляться в магнитном поле 2 Тл, что соответствует напряженности поля, при котором исчезают осцилляции. (iii) Магнитное поле параллельное плоскости 2DEG не разрушает геликоидальные краевые состояния [98]. Сверхпроводящая щель, как видно из рисунка 5.3(c), не подавляется полностью параллельным магнитным полем, и осцилляции наблюдаются вплоть до максимально достижимых 14 Тл. Кроме того, согласно расчету [98] v_F должна уменьшаться в сильных магнитных полях в плоскости 2DEG, что согласуется с наблюдаемым уменьшением периода осцилляций.

5.3 Заключение

Проведено экспериментальное исследование транспорта через интерфейс между сверхпроводником и двумерной электронной системой с инверсией зон. Интерфейс реализован в виде бокового туннельного контакта из NbN к краю 8 нм HgTe квантовой ямы. Контакт демонстрирует андреевское поведение с конечным сопротивлением в сверхпроводящей щели. К большому удивлению, проводимость внутри щели модулирована равноудаленными по напряжению осцилляциями. Они присутствуют только при напряжениях $|eV| \leq \Delta_{NbN}$ при температурах меньших 1 К. Осцилляции исчезают при введении нормального к 2DEG магнитного поля. В параллельном магнитном поле, напротив, осцилляции присутствуют вплоть до максимального достижимо-

го магнитного поля 14 Тл, при этом их период лишь немного уменьшается. Наблюдаемые осцилляции связаны с предсказанной в работе [12] интерференцией в геликоидальных краевых состояниях из-за эффекта близости со сверхпроводником.

Глава 6

Спин-поляризованный транспорт на макроскопические расстояния в HgTe квантовой яме

Данная глава посвящена исследованию спин-поляризованного транспорта в двумерной электронной системе с инверсией зон в HgTe квантовой яме. Интерес к изучению гетероструктур на основе HgTe связан с возникновением состояния квантового спинового эффекта Холла при ширине квантовой ямы выше критической [6, 48]. При этом на краю двумерной электронной системы возникают геликоидальные краевые состояния. Эти состояния, как описано в разделе 1.4, довольно подробно изучались в транспортных экспериментах. Тем не менее спиновые свойства геликоидальных краевых состояний непосредственно исследовались лишь в одной работе [9].

Спиновые эффекты должны проявляться наиболее выражено в гибридных структурах ферромагнетик-полупроводник [10, 99]. При этом ферромагнитные контакты обеспечивают возможность инжектирования и детектиро-

вания спин-поляризованных токов [70].

Исследуемая $Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te/HgTe/Cd_{0.65}Hg_{0.35}Te$, представленная на рисунке 6.1, выращена на подложке с ориентацией [013] методом молекулярно-лучевой эпитаксии и имеет ширину $d = 8 - 8.3$ нм. Подробное описание данной структуры приведено в работах [60, 61]. Поскольку d больше критического значения 6.3 нм, квантовая яма характеризуется инверсией зон [48, 94]. Двумерная электронная система в наших образцах обладает концентрацией $1.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $2 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В с}$, согласно нашим магнетотранспортным измерениям при температуре 4 К.

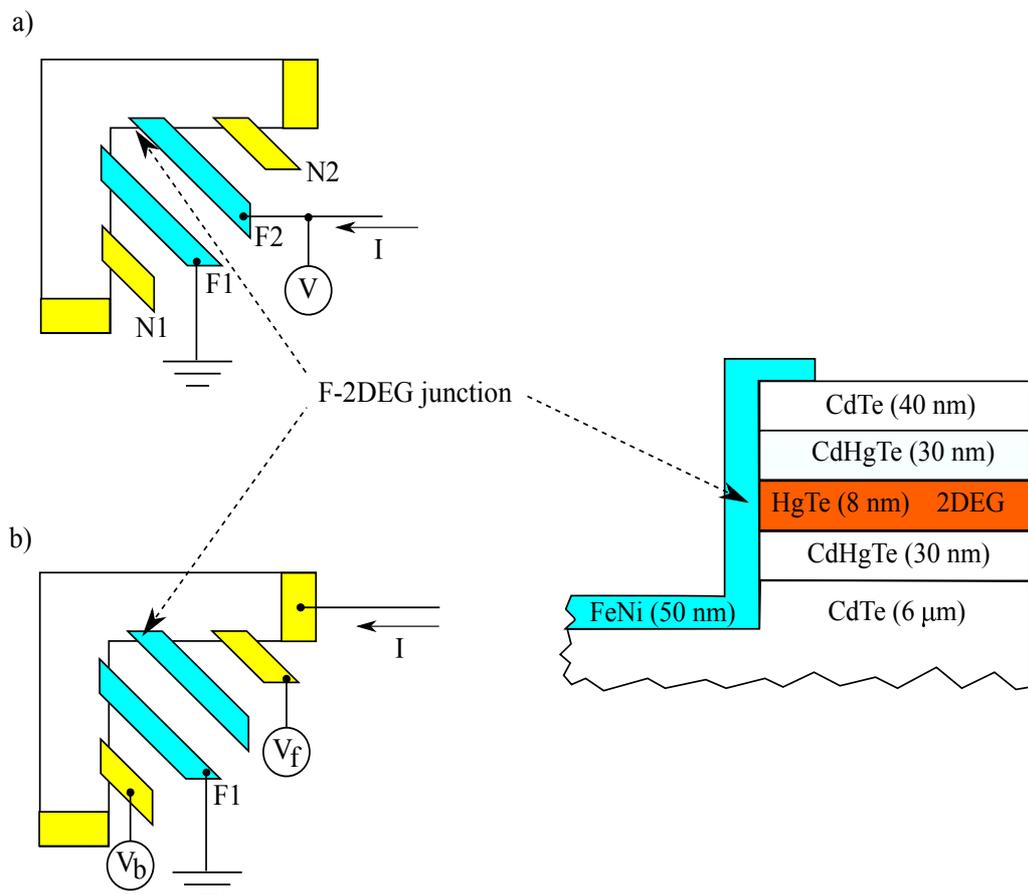


Рис. 6.1: Схема образца (не в масштабе) с подключениями в различных экспериментальных конфигурациях. Голубым цветом показаны ферромагнитные ($Fe_{20}Ni_{80}$) контакты, желтым - омические контакты из Ni/Au . Справа показаны вид сбоку на ферромагнитный контакт и последовательность слоев в гетероструктуре.

На рисунке 6.1 представлена схема образца. Меза шириной 100 мкм угловой формы сформирована при помощи травления в аргоновой плазме на глу-

бину 200 нм. Для изготовления ферромагнитных контактов использовалось магнетронное распыление пермаллоя ($Fe_{20}Ni_{80}$) толщиной 30 нм. Контакты были изготовлены в виде полосок шириной 20 мкм с небольшим перекрытием ($\approx 2-3$ мкм) с мезой. Помимо ферромагнитных контактов при помощи термического напыления 100 нм золота были изготовлены омические контакты (обозначены желтым на рисунке 6.1). Без вжигания возможен только боковой контакт к двумерной электронной системе на границе мезы, поскольку верхний CdTe слой гетероструктуры является изолирующим.

Мы производили измерения в двух различных конфигурациях. Транспорт между парой ферромагнитных контактов мы изучали при помощи стандартной двухточечной схемы, представленной на рисунке 6.1(a). При этом один ферромагнитный контакт заземлялся, а второй использовался одновременно для задачи тока и измерения напряжения. Кроме этого мы изучали транспортные свойства отдельного ферромагнитного контакта при помощи трехточечной схемы, которая изображена на рисунке 6.1(b). В этом случае исследуемый ферромагнитный контакт заземлялся, один из омических контактов использовался для задачи тока, а потенциал двумерной электронной системы с двух сторон от ферромагнитного контакта V_f и V_b измерялся при помощи соответствующих омических контактов.

Для получения зависимостей $V(I)$ мы изменяли задаваемый ток от -1 нА до +1 нА, измеряя напряжение при помощи электрометра. Для получения зависимостей $dV/dI(V)$ постоянный ток модулировался переменным (амплитуда 0.01 нА, частота 2 Гц). Переменное напряжение измерялось при помощи синхронного детектора с предусилителем с входным сопротивлением 100 МОм. Мы проверили, что измеряемый сигнал не зависит от частоты в интервале 1-6 Гц, который определяется используемыми частотными фильтрами.

Измерения проводились при температуре 30 мК кроме случаев, когда явно указана другая температура. Для изучения спин-поляризованного транспорта пермалловые контакты имели исходную намагниченность, параллельную плоскости двумерной электронной системы. Образец находился внутри сверхпроводящего соленоида, благодаря чему исходную параллельную на-

магничность можно было изменить на нормальную введением магнитного поля более 1 Тл. После перемагничивания магнитное поле выводилось из соленоида, таким образом основная часть измерений производилась в нулевом магнитном поле. Качественно похожие результаты были получены для разных образцов при нескольких охлаждениях.

6.1 Экспериментальные результаты

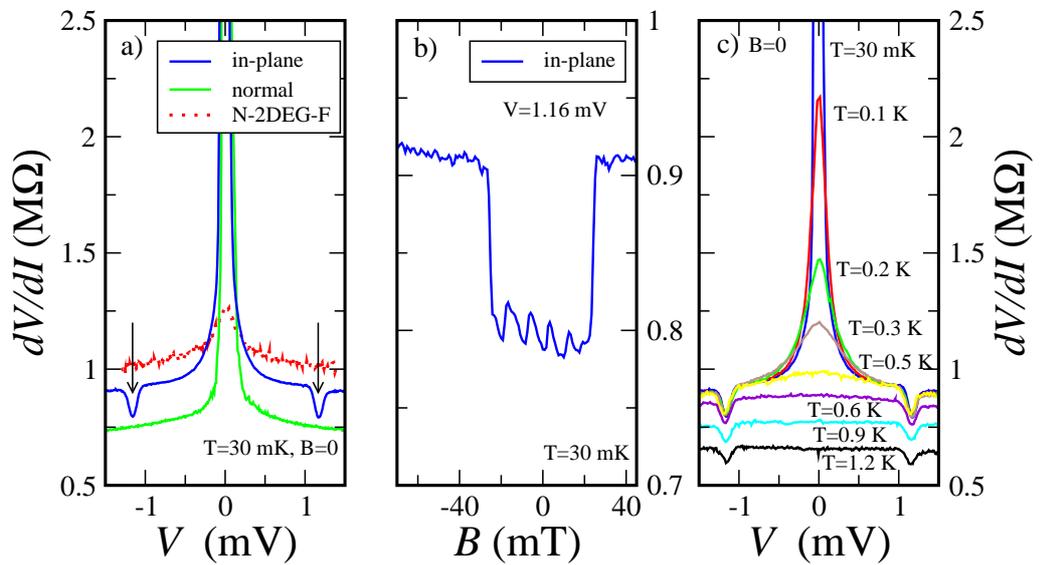


Рис. 6.2: (а) Зависимости $dV/dI(V)$ для транспорта между парой ферромагнитных контактов при различных направлениях намагничности и при транспорте между ферромагнитным и нормальным контактами. При транспорте между ферромагнитными контактами с параллельной 2DEG намагничностью наблюдаются узкие провалы в дифференциальном сопротивлении при $V = \pm 1.16$ мВ. (б) Подавление провалов дифференциального сопротивления магнитным полем. При $|B| < 25$ мТл на зависимости $dV/dI(B)$ имеются воспроизводимые осцилляции с периодом $\Delta B \approx 10$ мТл. (с) Эволюция зависимости $dV/dI(V)$ для транспорта между парой ферромагнитных контактов с намагничностью в плоскости 2DEG при повышении температуры.

На рисунке 6.2(а) представлены зависимости $dV/dI(V)$ для транспорта между парой ферромагнитных контактов (т.е. в конфигурации рисунка 6.1(а)) для параллельной и перпендикулярной плоскости 2DEG намагничностей. В этой конфигурации вклад в транспорт дают сопротивления

каждого из F-2DEG контактов и сопротивление двумерной электронной системы между ними. Мы проверили, что представленные зависимости не изменяются при перемене контактов F1 и F2 местами. Обе зависимости характеризуются наличием узкого пика сопротивления при низких напряжениях и линейных ветвей при больших напряжениях. Пик дифференциального сопротивления при низких напряжениях не демонстрирует зависимости от направления намагниченности контактов, однако его высота резко возрастает во внешнем магнитном поле более 2 Тл. Поэтому мы связываем этот пик с малым потенциальным барьером на F-2DEG интерфейсе, возникающим из-за намагничивания края 2DEG прилежащим ферромагнитным контактом. Пик $dV/dI(V)$ при малых напряжениях полностью подавляется при температуре более 0.3 К, как показано на рисунке 6.2(с).

Наиболее интересным наблюдением являются, продемонстрированные на рисунке 6.2(а), узкие провалы $dV/dI(V)$ при $V = \pm 1.16$ мВ, которые имеют место при транспорте между парой ферромагнитных контактов с намагниченностью в плоскости 2DEG. Эти особенности не наблюдаются, если направление намагниченности контактов изменено на перпендикулярное к плоскости 2DEG. Они также отсутствуют, если заменить один из ферромагнитных контактов омическим.

Для изучения влияния магнитного поля на пики проводимости мы задали постоянный ток, соответствующий падению напряжения $V = 1.16$ мВ, и сняли зависимость дифференциального сопротивления $dV/dI(B)$ от напряженности магнитного поля в плоскости 2DEG. На рисунке 6.2(б) показано, что при этом внешнее магнитное поле резко подавляет провалы в дифференциальном сопротивлении при $|B| > 25$ мТл. При этом в полях $|B| < 25$ мТл в магнетосопротивлении $dV/dI(B)$ имеются воспроизводимые осцилляции с периодом $\Delta B \approx 10$ мТл.

Рисунок 6.2(с) демонстрирует эволюцию зависимостей $dV/dI(V)$ для транспорта между парой ферромагнитных контактов с намагниченностью в плоскости 2DEG при повышении температуры. Мы видим, что особенности dV/dI при $V = \pm 1.16$ мВ слабо чувствительны к температуре до 1 К.

6.2 Обсуждение

Тот факт, что наличие провалов в дифференциальном сопротивлении определяется направлением намагниченности ферромагнитных контактов (см. рис. 6.2(a)) и слабым магнитным полем (рис. 6.2(b)), является прямым экспериментальным свидетельством наличия спиновой когерентности при транспорте на макроскопическое расстояние в двумерной электронной системе с инверсией зон. Рассмотрим аргументы подтверждающие это утверждение.

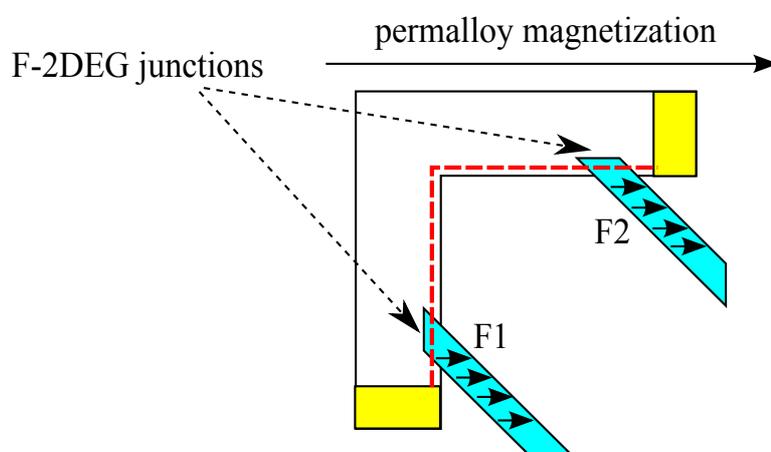


Рис. 6.3: Схема образца с указанием направлений намагниченности ферромагнитных контактов (стрелки) и краевого тока (красная пунктирная линия) в случае намагниченности в плоскости 2DEG.

Мы наблюдаем пики дифференциальной проводимости (провалы в dV/dI) только при намагниченности ферромагнитных контактов в плоскости 2DEG. При этом, как легко заметить при помощи рисунка 6.3, контакты F1 и F2 характеризуются различными направлениями намагниченности относительно края 2DEG (перпендикулярным и параллельным, соответственно), поскольку меза имеет угловую форму. В случае намагниченности нормальной к плоскости 2DEG, напротив, оба ферромагнитных контакта имеют перпендикулярное краевым состояниям направление намагниченности, но пики проводимости при этом не наблюдаются. Кроме того пики проводимости отсутствуют, если вместо любого из ферромагнитных контактов использовать омический. Т.е. пики проводимости возникают не из-за отдельного F-2DEG интерфейса и не из-за свойств двумерной системы самой по себе. Таким об-

разом мы экспериментально продемонстрировали, что F-2DEG-F транспорт, определяется взаимным соотношением направлений намагниченности пары контактов, разделенных макроскопическим расстоянием (~ 200 мкм).

Такая чувствительность транспортных свойств к взаимным направлениям намагниченности требует наличия спиновой когерентности при транспорте между контактами F1 и F2. Спин-поляризованные электроны, вышедшие из контакта F1, должны переместиться вдоль края мезы к контакту F2, которым они должны быть поглощены. При разной взаимной намагниченности контактов и краевых состояний для спин-поляризованных электронов возникает дополнительный потенциальный барьер, которого нет при одинаковой намагниченности. Этот барьер, очевидно, может обладать зависимостью от приложенного напряжения, которая может проявляться в $dV/dI(V)$ характеристике. Ответ на вопрос, почему эта зависимость имеет резонансное поведение, по-видимому, требует подробного анализа спектра краевых возбуждений в узкой HgTe квантовой яме.

Естественно предположить, что спин-когерентный транспорт обеспечивается геликоидальными краевыми состояниями [36, 38, 39], т.е. парой спин-поляризованных состояний, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль края двумерной электронной системы с инверсией зон. Внешнее магнитное поле в первую очередь влияет на краевые состояния, разрушая спиновую когерентность. Именно поэтому пики проводимости на рисунке 6.2(b) исчезают при $|B| > 25$ мТл, даже если направление магнитного поля совпадает с направлением намагниченности пермаллоя. Слабая зависимость амплитуды пиков проводимости от температуры при $T \leq 1$ К соответствует известным результатам для краевого транспорта в режиме квантового спинового эффекта Холла [100]. Еще одним подтверждением спиновой когерентности могут являться воспроизводимые осцилляции $dV/dI(B)$ с периодом $\Delta B \approx 10$ мТл в слабых магнитных полях, которые тоже разрушаются магнитным полем $|B| > 25$ мТл, см. рисунок 6.2(b).

Важно отметить, что наблюдаемый спин-когерентный транспорт происходит на макроскопических расстояниях (≈ 200 мкм). В предыдущих экспериментах было показано, что транспорт вдоль геликоидальных кра-

евых состояний в системе с HgTe квантовой ямой между немагнитными контактами является диффузным при расстоянии между контактами большем 10 мкм [6, 48]. Таким образом, информация о спиновой поляризации на краю двумерной системы с инверсией зон сохраняется при транспорте на большие, чем можно было ожидать из предыдущих транспортных измерений, расстояния.

В HgTe квантовых ямах с инверсией зон, краевые геликоидальные состояния обычно изучаются в режиме КСЭХ [36, 38, 39], т.е. в режиме, когда объем двумерной электронной системы является изолирующим в нулевом магнитном поле. Однако, при помощи прямой визуализации было показано, что краевые токи в HgTe гетероструктурах могут сосуществовать с объемной проводимостью [52]. Для этого требуется слабость связи между краевыми состояниями и объемом, например, из-за электростатического обеднения [67, 95] на краю образца [52]. Из непрерывной эволюции краевых токов при выведении системы из изолирующего состояния, продемонстрированной в работе [52], мы можем полагать, что краевой ток переносится геликоидальными состояниями даже при проводимости в объеме 2DEG. Для нашей HgTe квантовой ямы существование геликоидальных краевых состояний вне изолирующего режима в объеме было подтверждено непосредственным расчетом [98].

В дополнение к вышеизложенным аргументам, мы можем экспериментально продемонстрировать, что краевой ток играет значительную роль в наших образцах при транспорте через ферромагнитный боковой контакт. На рисунке 6.4 представлены примеры зависимостей $V(I)$ для транспорта через одиночный (а) омический или (b, c) ферромагнитный контакт. Эти зависимости получены в экспериментальной конфигурации, представленной на рисунке 6.1(b).

Мы исследовали транспорт через омический контакт для того, чтобы убедиться в правильности работы измерительной схемы. Как и ожидается для стандартной трехточечной схемы, зависимости $V(I)$ хорошо совпадают для обоих потенциальных контактов V_f и V_b . Таким образом представленные на рисунке 6.4(a) зависимости отражают транспортные свойства зазем-

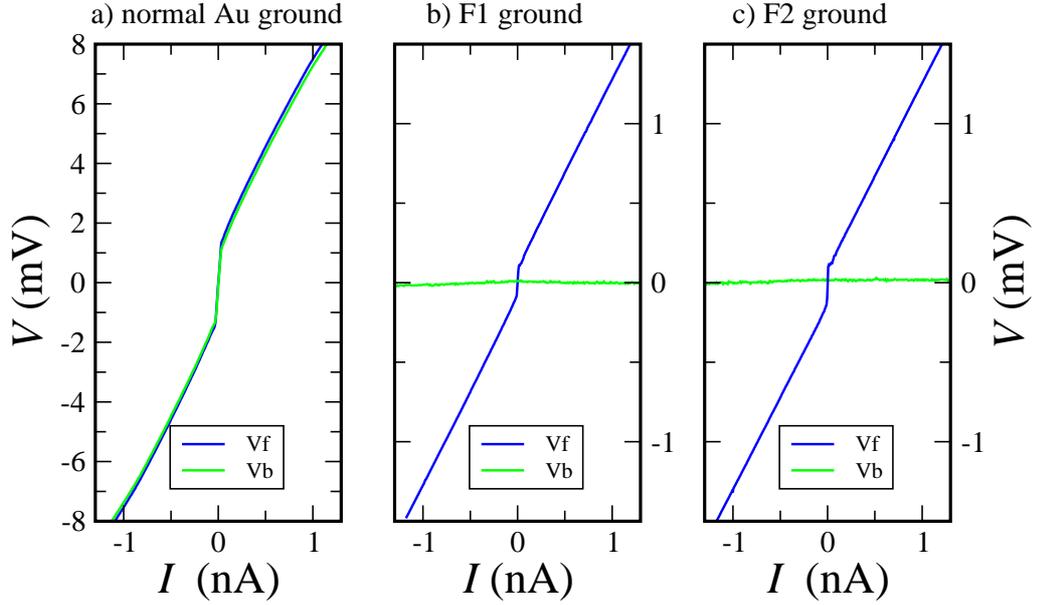


Рис. 6.4: Примеры зависимостей $V(I)$ через одиночный (а) омический или (b, c) ферромагнитный контакт. Зависимости получены в конфигурации, приведенной на рисунке 6.1(b). Для омического контакта N1 напряжения V_f и V_b хорошо совпадают и отвечают сопротивлению контакта. Для ферромагнитных контактов (b)F1 и (c)F2 напряжение зависит от взаимного расположения токового и потенциального контактов. Мы получаем значительный сигнал V_f , т.е. при условии, что потенциальный контакт находится между токовым и земляным, при этом V_b всегда равно нулю. Измерения проводились при температуре 30 мК в нулевом магнитном поле.

ленного контакта N1. Он обладает высоким сопротивлением (≈ 10 МОм), что свидетельствует о наличии значительной области обеднения на краю 2DEG [67, 95].

Если мы заземляем ферромагнитный контакт, например F1, измеренная зависимость $V(I)$ радикальным образом зависит от взаимного расположения токового и потенциального контактов, см. рисунок 6.4(b). Мы получаем значительный сигнал V_f , когда потенциальный контакт расположен между токовым и заземленным. При этом, если потенциальный контакт расположен с другой стороны от заземленного, мы получаем нулевой сигнал, т.е. $V_b = 0$. Рисунок 6.4(c) демонстрирует аналогичные зависимости для контакта F2. Мы получаем одинаковые результаты независимо от направления тока для различных токовых контактов, т.е. неэквивалентность потенциалов

V_f и V_b не связана с каким-либо выделенным направлением в образце. Она определяется только взаимным расположением токовых и потенциальных контактов по отношению к заземленному ферромагнитному.

Асимметрия краевого потенциала всегда связана с наличием значительного краевого тока в двумерной системе. Это очевидно, например, в случае обычного квантового эффекта Холла в сильных магнитных полях [75]. В нашем эксперименте, основная часть краевого тока протекает к заземленному контакту вдоль более короткого края мезы (~ 200 мкм), поскольку в отличие от квантового эффекта Холла, геликоидальные токи распространяются в обоих направлениях вдоль каждого края. Т.к. полная длина противоположного края мезы составляет около 2-3 мм (рисунок 6.1 не в масштабе), мимо потенциального контакта V_b не должно протекать краевого тока (токи, переносимые состояниями распространяющимися навстречу, компенсируют друг-друга). Т.е. при геликоидальном краевом транспорте асимметрия V_f и V_b имеет простое геометрическое происхождение. Таким образом отличие зависимостей $V(I)$ для V_f и V_b на рисунках 6.4(b, c) является прямым экспериментальным подтверждением значительного вклада краевого тока при транспорте через боковой ферромагнитный контакт в наших образцах.

Равенство $V_b = 0$ на рисунках 6.4(b, c) демонстрирует, что боковой ферромагнитный контакт имеет сильную связь с геликоидальными краевыми состояниями, тогда как, омический контакт на рисунке 6.4(a) демонстрирует обычное туннельное поведение. Сильная связь в случае ферромагнитного контакта может обеспечиваться особыми зависящими от спина процессами туннелирования, как предсказывается в работах [91, 92]. Однако обсуждение причин наличия сильной связи выходит за рамки данной диссертации.

6.3 Заключение

Экспериментально исследован транспорт спин-поляризованных электронов между парой ферромагнитных контактов к границе двумерной электронной системы с инверсией зон. Двумерная система находится в узкой (8 нм) HgTe квантовой яме, ферромагнитные контакты сделаны из предварительно

намагниченной пермаллоевой пленки. В нулевом магнитном поле наблюдается значительный вклад краевого тока в транспорт между ферромагнитными контактами. Экспериментально продемонстрировано, что этот транспорт чувствителен к взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных контактов, расположенных на расстоянии 200 мкм. Таким образом получено экспериментальное подтверждение спиновой когерентности краевого транспорта на макроскопические расстояния, что подтверждает геликоидальную природу краевых состояний.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем:

1. При изучении транспорта через боковой сверхпроводящий контакт к двумерной электронной системе в $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме обнаружено подавление андреевского отражения в узкой области энергий. Это подавление проявляется в виде пика дифференциального сопротивления при нулевом напряжении. Универсальная ширина пика для разных образцов, его температурная эволюция и поведение в магнитном поле указывают на связь подавления андреевского отражения со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы, которое присутствует в исследуемой двумерной электронной системе. Формирование пика можно объяснить возникновением спиновой поляризации 2DEG вблизи углов контакта из-за спинового эффекта Холла.
2. Экспериментально исследован электронный транспорт через интерфейс между ферромагнетиком (пермаллой) и краем двумерной электронной системы в $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ квантовой яме с сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы. Обнаружен сильно нелинейный транспорт при околонулевых напряжениях при температуре меньше 1 К. Эта нелинейность полностью подавляется выше некоторых значений температуры, магнитного поля или тока через интерфейс. Такое поведение может быть вызвано аккумуляцией спиновой поляризации на интерфейсе из-за спинового эффекта Холла и перемагничиванием ферромагнетика спин-поляризованным током.
3. Проведено экспериментальное исследование транспорта через интер-

фейс между сверхпроводником и двумерной электронной системой с инверсией зон. Интерфейс реализован в виде бокового туннельного контакта из NbN к краю 8 нм HgTe квантовой ямы. Контакт демонстрирует андreeвское поведение с конечным сопротивлением в сверхпроводящей щели. К большому удивлению, проводимость внутри щели модулирована равноудаленными по напряжению осцилляциями. Они присутствуют только при напряжениях $|eV| \leq \Delta_{NbN}$ при температурах меньших 1 К. Осцилляции исчезают при введении нормального к 2DEG магнитного поля. В параллельном магнитном поле, напротив, осцилляции присутствуют вплоть до максимального достижимого магнитного поля 14 Тл, при этом их период лишь немного уменьшается. Наблюдаемые осцилляции связаны с предсказанной в работе [12] интерференцией в геликоидальных краевых состояниях из-за эффекта близости со сверхпроводником.

4. Экспериментально исследован транспорт спин-поляризованных электронов между парой ферромагнитных контактов к границе двумерной электронной системы с инверсией зон. Двумерная система находится в узкой (8 нм) HgTe квантовой яме, ферромагнитные контакты сделаны из предварительно намагниченной пермаллоевой пленки. В нулевом магнитном поле наблюдается значительный вклад краевого тока в транспорт между ферромагнитными контактами. Экспериментально продемонстрировано, что этот транспорт чувствителен к взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных контактов, расположенных на расстоянии 200 мкм. Таким образом получено экспериментальное подтверждение спиновой когерентности краевого транспорта на макроскопические расстояния, что подтверждает геликоидальную природу краевых состояний.

Публикации автора по теме диссертации

- [A1] Kononov, A. Andreev reflection at the edge of a two-dimensional electron system with strong spin-orbit coupling / A. Kononov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov // JETP Lett. — 2013 — Vol. 98 — Iss. 7 — pp. 421-426.
- [A2] Kononov, A. Current-induced magnetization dynamics at the edge of a two-dimensional electron system with strong spin-orbit coupling / A. Kononov, S.V. Egorov, G. Biasiol, L. Sorba, and E.V. Deviatov // Phys. Rev. B — 2014 — Vol. 89 — Iss. 7 — p. 075312.
- [A3] Kononov, A. Conductance oscillations at the interface between a superconductor and the helical edge channel in a narrow HgTe quantum well / A. Kononov, S.V. Egorov, N. Titova, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, E.V. Deviatov // JETP Lett. — 2015 — Vol. 101 — Iss.1 — pp. 41-46.
- [A4] Kononov, A. Evidence on the macroscopic length scale spin coherence for the edge currents in a narrow HgTe quantum well / A. Kononov, S.V. Egorov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, E.V. Deviatov // JETP Lett. — 2015 — Vol. 101 — Iss. 12 — pp. 814-819.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Э.В. Девятову за постановку задач, помощь в освоении экспериментальных методик и всестороннее содействие при выполнении данной работы. Автор признателен В.Т. Долгополову за плодотворные обсуждения полученных результатов, А.А. Шашкину за помощь и поддержку, а также всем сотрудникам лаборатории квантового транспорта за дружескую атмосферу и поддержку. Автор также благодарен G. Biasiol, Н.Н. Михайлову и С.А. Дворецкому за предоставленные гетероструктуры, С.В. Егорову за помощь в изготовлении контактов, сотрудникам лаборатории Г.Н. Гольцмана за помощь в изготовлении контактов из NbN.

Литература

- [1] Jungwirth, T. Spin Hall effect devices / T. Jungwirth, J. Wunderlich and K. Olejnik // Nature Materials — 2012 — Vol. 11 — pp. 382–390.
- [2] Alicea, J. New directions in the pursuit of Majorana fermions in solid state systems / J. Alicea // Rep. Prog. Phys. — 2012 — Vol. 75 — No. 7 — p. 076501.
- [3] Beenakker, C.W.J. Search for Majorana Fermions in Superconductors / C.W.J. Beenakker // Annu. Rev. Con. Mat. Phys. — 2013 — Vol. 4 — pp. 113 - 136.
- [4] Fu, L. Superconducting Proximity Effect and Majorana Fermions at the Surface of a Topological Insulator / L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. Lett. — 2008 — Vol. 100 — Iss. 9 — p. 96407.
- [5] Bernevig, B.A. Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells / B.A. Bernevig, T.L. Hughes, and S.-C. Zhang // Science — 2006 — Vol. 314 — No. 5806 — pp. 1757-1761.
- [6] Konig, M. Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells / M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang // Science — 2007 — Vol. 318 — No. 5851 — pp. 766-770.
- [7] Yokoyama, T. Charge transport in two-dimensional electron gas/insulator/superconductor junctions with Rashba spin-orbit coupling /

- T. Yokoyama, Y. Tanaka, and J. Inoue // Phys. Rev. B — 2006 — Vol. 74 — Iss. 3 — p. 035318.
- [8] Mishchenko, E.G. Spin Current and Polarization in Impure Two-Dimensional Electron Systems with Spin-Orbit Coupling / E.G. Mishchenko, A.V. Shytov, and B.I. Halperin // Phys. Rev. Lett. — 2004 — Vol. 93 — Iss. 22 — p. 226602.
- [9] Brune, C. Spin polarization of the quantum spin Hall edge states / C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, L.W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi and S.-C. Zhang // Nature Physics — 2012 — Vol. 8 — pp. 485-490.
- [10] Adagideli, I. Detection of Current-Induced Spins by Ferromagnetic Contacts / I. Adagideli, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin // Phys. Rev. Lett. — 2006 — Vol.97 — Iss. 25 — p. 256601.
- [11] Slonczewski, J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers / J.C. Slonczewski // J. Magn. Magn. Mater. — 1996 — Vol. 159 — Iss. 1-2 — pp. L1-L7.
- [12] Adroguer, P. Probing the helical edge states of a topological insulator by Cooper-pair injection / P. Adroguer, C. Grenier, D. Carpentier et al. // Phys. Rev. B — 2010 — Vol. 82 — Iss. 8 — p. 081303(R).
- [13] Bychkov, Yu.A. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers / Yu.A. Bychkov, E.I. Rashba // J. Phys. C — 1984 — Vol. 17 — No. 33 — pp. 6039-6045.
- [14] Engel, H.-A. Theory of Spin Hall Effects in Semiconductors [Электронный ресурс] / H.-A. Engel, E.I. Rashba, B.I. Halperin -Cornell: Cornell University, 2007-. —Режим доступа:<http://arxiv.org/abs/cond-mat/0603306v3>, свободный. — Загл. с экрана.

- [15] Dyakonov, M.I. Spin Hall Effect [Электронный ресурс] / M.I. Dyakonov, -Cornell: Cornell University, 2012-. —Режим доступа:<http://arxiv.org/abs/1210.3200v1>, свободный. — Загл. с экрана.
- [16] Sinova, J. Spin Hall effects / J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, T. Jungwirth // *Rev. Mod. Phys.* — 2015 — Vol. 87 — No. 4 — pp. 1213-1259.
- [17] Dyakonov, M.I. Possibility of Orienting Electron Spins with Current / M.I. Dyakonov and V.I. Perel // *Sov. Phys. JETP Lett.* — 1971 — Vol. 13 — Iss. 11 — pp. 467-469.
- [18] Dyakonov, M.I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors / M.I. Dyakonov and V.I. Perel // *Phys. Lett. A* — 1971 — Vol. 35 — Iss. 6 — pp. 459-460.
- [19] Mott, N.F. *The Theory of Atomic Collisions Third Edition* / N.F. Mott and H.S.W. Massey -Oxford: Oxford University Press, 1965. -858 pp.
- [20] Edelstein, V.M. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems / V.M. Edelstein // *Solid State Commun.* — 1990 — Vol. 73 — Iss. 3 — pp. 233-235.
- [21] Бакун, А.А. Обнаружение поверхностного фототока, обусловленного оптической ориентацией электронов в полупроводнике / А.А. Бакун, Б.П. Захарченя, А.А. Рогачев, М.Н. Ткачук, В.Г. Флейшер // *Письма в ЖЭТФ* — 1984 — Т. 40 — Вып. 11 — с. 464-466.
- [22] Ткачук, М.Н. Резонансный фотогальванический эффект при ЯМР ядер решетки полупроводника / М.Н. Ткачук, Б.П. Захарченя, В.Г. Флейшер // *Письма в ЖЭТФ* — 1986 — Т. 44 — Вып 1 — с. 47-50.
- [23] Hirsch, J.E. Spin Hall Effect / J.E. Hirsch // *Phys. Rev. Lett.* — 1999 — Vol. 83 — Iss. 9 — p. 1834.

- [24] Zhang, S. Spin Hall Effect in the Presence of Spin Diffusion / S. Zhang // Phys. Rev. Lett. — 2000 — Vol. 85 — Iss. 2 — p. 393.
- [25] Murakami, C. Dissipationless Quantum Spin Current at Room Temperature / S. Murakami, N. Nagaosa, S.-C. Zhang // Science — 2003 — Vol. 301 — No. 5638 — pp. 1348-1351.
- [26] Sinova, J. Universal Intrinsic Spin Hall Effect / J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald // Phys. Rev. Lett. — 2004 — Vol. 92 — Iss. 12 — p. 126603.
- [27] Kato, Y.K. Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors / Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard // Science — 2004 — Vol. 306 — No. 5703 — pp. 1910-1913.
- [28] Kato, Y.K. Coherent spin manipulation without magnetic fields in strained semiconductors / Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard and D.D. Awschalom // Nature — 2004 — Vol. 427 — pp. 50-53.
- [29] Kato, Y.K. Current-Induced Spin Polarization in Strained Semiconductors / Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom // Phys. Rev. Lett. — 2004 — Vol. 93 — Iss. 17 — p. 176601.
- [30] Wunderlich, J. Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System / J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth // Phys. Rev. Lett. — 2005 — Vol. 94 — Iss. 4 — p. 047204.
- [31] Valenzuela, S.O. Electrical detection of spin currents: The spin-current induced Hall effect (invited) / S.O. Valenzuela and M. Tinkham // J. Appl. Phys. — 2007 — Vol. 101 — p. 09B103.
- [32] Valenzuela, S.O. Direct electronic measurement of the spin Hall effect / S.O. Valenzuela and M. Tinkham // Nature — 2006 — Vol. 442 — pp. 176-179.

- [33] Saitoh, E. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect / E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2006 — Vol. 88 — p. 182509.
- [34] Werake, L.K. Observation of Intrinsic Inverse Spin Hall Effect / L.K. Werake, B.A. Ruzicka, and H. Zhao // *Phys. Rev. Lett.* — 2011 — Vol. 106 — Iss. 10 — pp. 107205.
- [35] Yang, L. Coherent Propagation of Spin Helices in a Quantum-Well Confined Electron Gas / L. Yang, J. D. Koralek, J. Orenstein et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2012 — Vol. 109 — Iss. 24 — p. 246603.
- [36] Murakami, C. Spin-Hall Insulator / S. Murakami, N. Nagaosa, and S.-C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* — 2004 — Vol. 93 — Iss. 15 — p. 156804.
- [37] Onoda, M. Spin Current and Accumulation Generated by the Spin Hall Insulator / M. Onoda and N. Nagaosa // *Phys. Rev. Lett.* — 2005 — Vol. 95 — Iss. 10 — p. 106601.
- [38] Kane, C.L. Z_2 Topological Order and the Quantum Spin Hall Effect / C.L. Kane and E.J. Mele // *Phys. Rev. Lett.* — 2005 — Vol. 95 — Iss.14 — p. 146802.
- [39] Bernevig, B.A. Quantum Spin Hall Effect/ B.A. Bernevig and S.-C. Zhang // *Phys. Rev. Lett.* — 2006 — Vol. 96 — Iss. 10 — p. 106802.
- [40] Kane, C.L. Quantum Spin Hall Effect in Graphene / C.L. Kane and E.J. Mele // *Phys. Rev. Lett.* — 2005 — Vol. 95 — Iss. 22 — p. 226801.
- [41] Fu, L. Topological Insulators in Three Dimensions / L. Fu, C. L. Kane, and E. J. Mele // *Phys. Rev. Lett.* — 2007 — Vol. 98 — Iss. 10 — p. 106803.
- [42] Taskin, A.A. Quantum oscillations in a topological insulator $Bi_{1-x}Sb_x$ / A. A. Taskin and Yoichi Ando // *Phys. Rev. B* — 2009 — Vol. 80 — Iss. 8 — p. 085303.

- [43] Hsieh, D. Observation of Unconventional Quantum Spin Textures in Topological Insulators / D. Hsieh, Y. Xia, L. Wray et al. // Science — 2009 — Vol. 323 — No. 5916 — pp. 919-922.
- [44] Nishide, A. Direct mapping of the spin-filtered surface bands of a three-dimensional quantum spin Hall insulator / A. Nishide, A.A. Taskin, Ya. Takeichi et al. // Phys. Rev. B — 2010 — Vol. 81 — Iss. 4 — 041309(R).
- [45] Volkov, B. A. Two-dimensional massless electrons in an inverted contact / B.A. Volkov, O.A. Pankratov // JETP Letters — 1985 — Vol. 42 — Iss. 4 — pp. 178-181.
- [46] Roth, A. Nonlocal Transport in the Quantum Spin Hall State / A. Roth, C. Brune, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, S.-C. Zhang // Science — 2009 — Vol. 325 — No.5938 — pp. 294-297.
- [47] Buttiker, M. Four-Terminal Phase-Coherent Conductance / M. Buttiker // Phys. Rev. Lett. — 1986 — Vol. 57 — Iss. 14 — p. 1761.
- [48] Gusev, G.M. Transport in disordered two-dimensional topological insulators / G.M. Gusev, Z.D. Kvon, O.A. Shegai et al. // Phys. Rev. B — 2011 — Vol. 84 — Iss. 12 — p. 121302(R).
- [49] König, M. The Quantum Spin Hall Effect: Theory and Experiment / M. König, H. Buhmann, L.W. Molenkamp et al. // J. Phys. Soc. Jpn. — 2008 — Vol. 77 — p. 031007.
- [50] Xu, C. Stability of the quantum spin Hall effect: Effects of interactions, disorder, and Z_2 topology / C. Xu and J.E. Moore // Phys. Rev. B — 2006 Vol. 73 — Iss. 4 — p. 045322.
- [51] Wu, C. Helical Liquid and the Edge of Quantum Spin Hall Systems / C. Wu, B.A. Bernevig, and S.-C. Zhang // Phys. Rev. Lett. — 2006 — Vol. 96 — Iss. 10 — p. 106401.

- [52] Nowack, K.C. Imaging currents in HgTe quantum wells in the quantum spin Hall regime / K.C. Nowack, E.M. Spanton, M. Baenninger, M. König, J.R. Kirtley, B. Kalisky, C. Ames, P. Leubner, C. Brune, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, D. Goldhaber-Gordon and K.A. Moler // Nature Materials — 2013 — Vol. 12, pp. 787-791.
- [53] Hart, S. Induced superconductivity in the quantum spin Hall edge / S. Hart, H. Ren, T. Wagner, P. Leubner, M. Mühlbauer, C. Brune, H. Buhmann, L.W. Molenkamp and A. Yacoby // Nature Physics — 2014 — Vol. 10 — pp. 638-643.
- [54] Andreev, A.F. The Thermal Conductivity of the Intermediate State in Superconductors / A.F. Andreev // Sov. Phys. JETP — 1964 — Vol. 19 — No. 5 — pp. 1228-1231.
- [55] Blonder, G.E. Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion / G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk // Phys. Rev. B. — 1982 — Vol. 25 — Iss. 7 — p. 4515.
- [56] Kononov, A. Energy spectrum reconstruction at the edge of a two-dimensional electron system with strong spin-orbit coupling / A. Kononov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov // Phys. Rev. B — 2012 — Vol. 86 — Iss. 12 — p.125304.
- [57] Holmes, S.N. Bychkov–Rashba dominated band structure in an $In_{0.75}Ga_{0.25}As - In_{0.75}Al_{0.25}As$ device with spin-split carrier densities of $< 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ / S.N. Holmes, P.J. Simmonds, H.E. Beere, F. Sfigakis, I. Farrer, D.A. Ritchie, and M. Pepper // J. Phys.: Condens. Matter — 2008 — Vol. 20 — No. 47 — pp. 472207.
- [58] Лоунасмаа, О.В. Принципы и методы получения температур ниже 1 К / О.В. Лоунасмаа. -М.: Мир, 1977. -356 с.
- [59] Capotondi, F. Strain induced effects on the transport properties of metamorphic InAlAs/InGaAs quantum wells / F. Capotondi, G. Biasiol,

- D. Ercolani, V. Grillo, E. Carlino, F. Romanato, and L. Sorba // Thin Solid Films — 2005 — Vol. 484 — Iss. 1-2 — pp. 400-407.
- [60] Kvon, D.A. Two-dimensional electron-hole system in a HgTe-based quantum well / Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky, D.A. Kozlov et al. // JETP Lett. — 2008 — Vol. 87 — Iss. 9 — pp. 502-505.
- [61] Olshanetsky, E.B. Two-dimensional semimetal in HgTe-based quantum wells with surface orientation (100) / E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov et al. Solid State Commun. — 2012 — Vol. 152 — pp. 265-267.
- [62] Sau, J.D. Generic New Platform for Topological Quantum Computation Using Semiconductor Heterostructures / J.D. Sau, R.M. Lutchyn, S. Tewari, and S. Das Sarma // Phys. Rev. Lett. — 2010 — Vol. 104 — Iss. 4 — p. 040502.
- [63] Potter, A.C. Multichannel Generalization of Kitaev's Majorana End States and a Practical Route to Realize Them in Thin Films / A.C. Potter and P.A. Lee // Phys. Rev. Lett. — 2010 — Vol. 105 — Iss. 22 — p. 227003.
- [64] Alicea, J. Majorana fermions in a tunable semiconductor device / J. Alicea // Phys. Rev. B — 2010 — Vol. 81 — Iss. 12 — p. 125318.
- [65] Batov, I.E. Andreev reflection and enhanced subgap conductance in NbN/Au/InGaAs-InP junctions / I.E. Batov, Th. Schapers, A.A. Golubov et al. // J. Appl. Phys. — 2004 — Vol. 96 — No. 6 — pp. 3366-3370.
- [66] Ercolani, D. Transport anisotropy in $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ two-dimensional electron gases induced by indium concentration modulation / D. Ercolani, G. Biasiol, E. Cancellieri et al. // Phys. Rev. B — 2008 — Vol. 77 — Iss. 23 — p. 235307.
- [67] Chklovskii, D.B. Electrostatics of edge channels / D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii, and L.I. Glazman // Phys. Rev. B — 1992 — Vol. 46 — Iss. 7 — p. 4026.

- [68] Giazotto, F. Coherent Transport in Nb/ δ -Doped-GaAs Hybrid Microstructures / F. Giazotto, P. Pingue, and F. Beltram // *Modern Physics Letters B* — 2003 — Vol. 17 — Iss. 18 — pp. 955-971.
- [69] Carillo, F. Relevant energy scale in hybrid mesoscopic Josephson junctions / F. Carillo, D. Born, V. Pellegrini et al. // *Phys. Rev. B* — 2008 — Vol. 78 — Iss. 5 — p. 052506.
- [70] Kononov, A. Current-induced magnetization dynamics at the edge of a two-dimensional electron system with strong spin-orbit coupling / A. Kononov, S.V. Egorov, G. Biasiol, L. Sorba, and E.V. Deviatov // *Phys. Rev. B* — 2014 — Vol. 89 — Iss. 7 — p. 075312.
- [71] Pikulin, D.I. A zero-voltage conductance peak from weak antilocalization in a Majorana nanowire / D.I. Pikulin, J.P. Dahlhaus, M. Wimmer, H. Schomerus, and C.W.J. Beenakker // *New J. Phys.* — 2012 — Vol. 14 — No. 12 — p. 125011.
- [72] Miron, I.M. Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer / I. M. Miron, G. Gaudin, S. Auffret et al. // *Nature Materials* — 2010 — Vol. 9 — pp. 230–234.
- [73] Myers, E.B. Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices / E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine et al. // *Science* — 1999 — Vol. 285 — No. 5429 — pp. 867-870.
- [74] Chernyshov, A. Evidence for reversible control of magnetization in a ferromagnetic material by means of spin-orbit magnetic field / A. Chernyshov, M. Overby, X. Liu et al. // *Nature Physics* — 2009 — Vol. 5 — pp. 656 - 659.
- [75] Büttiker, M. Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors / M. Büttiker // *Phys. Rev. B* — 1998 — Vol. 38 — Iss. 14 — p. 9375.

- [76] Kononov, A. Andreev reflection at the edge of a two-dimensional electron system with strong spin-orbit coupling / A. Kononov, G. Biasoni, L. Sorba, and E. V. Deviatov // JETP Lett — 2013 — Vol. 98 — Iss. 7 — pp. 421-426.
- [77] Schliemann, J. Dissipation effects in spin-Hall transport of electrons and holes / J. Schliemann and D. Loss // Phys. Rev. B — 2004 — Vol. 69 — Iss. 16 — p. 165315.
- [78] Inoue, J.I. Diffuse transport and spin accumulation in a Rashba two-dimensional electron gas / J.I. Inoue, G. E. W. Bauer, and L. W. Molenkamp // Phys. Rev. B — 2003 — Vol. 67 — Iss. 3 — p. 033104.
- [79] Burkov, A.A. Theory of spin-charge-coupled transport in a two-dimensional electron gas with Rashba spin-orbit interactions / A.A. Burkov, A.S. Nunez, and A.H. MacDonald // Phys. Rev. B — 2004 — Vol. 70 — Iss. 15 — p. 155308.
- [80] Rashba, E.I. Sum rules for spin Hall conductivity cancellation / E.I. Rashba // Phys. Rev. B — 2004 — Vol. 70 — Iss. 20 — p. 201309(R).
- [81] Rashba, E.I. Spin-orbit coupling and spin transport / E.I. Rashba // Physica E — 2006 — Vol. 34 — Iss. 1-2 — pp. 31-35.
- [82] Khaetskii, A. Edge spin accumulation in two-dimensional electron and hole systems in a quasiballistic regime / A. Khaetskii // Phys. Rev. B — 2004 — Vol. 69 — Iss. 19 — p. 195408.
- [83] Dolgoplov, V.T. Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas in a parallel magnetic field / V.T. Dolgoplov, A. Gold // JETP Lett. — 2000 — Vol. 71 — Iss. 1 — pp. 27-30.
- [84] Lutchyn, R.M. Majorana Fermions and a Topological Phase Transition in Semiconductor-Superconductor Heterostructures / R.M. Lutchyn, J.D. Sau, and S.D. Sarma // Phys. Rev. Lett. — 2010 — Vol. 105 — Iss. 7 — p. 77001.

- [85] Oreg, Y. Helical Liquids and Majorana Bound States in Quantum Wires / Y. Oreg, G. Refael, and F. von Oppen // Phys. Rev. Lett. — 2010 — Vol. 105 — Iss. 17 — p. 177002.
- [86] Pientka, F. Enhanced Zero-Bias Majorana Peak in the Differential Tunneling Conductance of Disordered Multisubband Quantum-Wire/Superconductor Junctions / F. Pientka, G. Kells, A. Romito et al. // Phys. Rev. Lett. — 2012 — Vol. 109 — Iss. 22 — p. 227006.
- [87] Das, A. Zero-bias peaks and splitting in an Al–InAs nanowire topological superconductor as a signature of Majorana fermions / A. Das, Y. Ronen, Y. Most et al. // Nature Phys. — 2012 — Vol. 8 — pp. 887-895.
- [88] Mourik, V. Signatures of Majorana Fermions in Hybrid Superconductor-Semiconductor Nanowire Devices / V. Mourik, K. Zuo, S. M. Frolov et al. // Science — 2012 — Vol. 336 — No. 6084 — pp. 1003-1007.
- [89] Deng, M.T. Anomalous Zero-Bias Conductance Peak in a Nb–InSb Nanowire–Nb Hybrid Device / M.T. Deng, C.L. Yu, G.Y. Huang et al. // Nano Lett. — 2012 — Vol. 12 — pp. 6414-6419.
- [90] Chevallier, D. From Andreev bound states to Majorana fermions in topological wires on superconducting substrates: A story of mutation / D. Chevallier, P. Simon, and C. Bena // Phys. Rev. B — 2013 — Vol. 88 — Iss. 16 — p. 165401.
- [91] Yokoyama, T. Giant Spin Rotation in the Junction between a Normal Metal and a Quantum Spin Hall System / T. Yokoyama, Y. Tanaka, and N. Nagaosa // Phys. Rev. Lett. — 2009 — Vol. 102 — Iss. 16 — p. 166801.
- [92] Guigou, M. Spin Hall effect at interfaces between HgTe/CdTe quantum wells and metals / M. Guigou, P. Recher, J. Cayssol et al. // Phys. Rev. B — 2011 — Vol. 84 — Iss. 9 — p. 094534.
- [93] Finck, A.D.K. Phase Coherence and Andreev Reflection in Topological

- Insulator Devices / A.D.K. Finck, C. Kurter, Y.S. Hor et al. // Phys. Rev. X — 2014 — Vol. 4 — Iss. 4 — p. 041022.
- [94] Gusev, G.M. Transition from insulating to metallic phase induced by in-plane magnetic field in HgTe quantum wells / G. M. Gusev, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon et al. // Phys. Rev. B — 2103 — Vol. 88 — Iss. 19 — p. 195305.
- [95] Ahlswede, E. Hall potential distribution in the quantum Hall regime in the vicinity of a potential probe contact / E. Ahlswede, J. Weis, K. v. Klitzing et al. // Physica E — 2002 — Vol. 12 — p. 165.
- [96] Enaldiev, V.V. Boundary conditions and surface state spectra in topological insulators / V.V. Enaldiev, I.V. Zagorodnev, V.A. Volkov // JETP Lett. — 2015 — Vol. 101 — Iss. 2 — pp. 89-96.
- [97] Gunel, H.Y. Crossover from Josephson Effect to Single Interface Andreev Reflection in Asymmetric Superconductor/Nanowire Junctions / H.Y. Gunel, N. Borgwardt, I. E. Batov et al. // Nano Lett. — 2014 — Vol. 14 — pp. 4977-4981.
- [98] Raichev, O.E. Effective Hamiltonian, energy spectrum, and phase transition induced by in-plane magnetic field in symmetric HgTe quantum wells / O.E. Raichev // Phys. Rev. B — 2012 — Vol. 85 — Iss. 4 — p. 045310.
- [99] Qi, X.L. Fractional charge and quantized current in the quantum spin Hall state / X.L. Qi, T.L. Hughes, and Sh.Ch. Zhang // Nature Phys. — 2008 — Vol. 4 — pp. 273-276.
- [100] Gusev, G.M. Temperature dependence of the resistance of a two-dimensional topological insulator in a HgTe quantum well / G.M. Gusev, Z.D. Kvon, E.B. Olshanetsky et al. // Phys. Rev. B — 2014 — Vol. 89 — Iss. 12 — p. 125305.