

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(государственный университет)  
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ  
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Кононов Артем Александрович

**Андреевское отражения на краю двумерной  
электронной системы с сильным спин-орбитальным  
взаимодействием**

01.06.00 - прикладные математика и физика

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**Научный руководитель**  
д.ф.-м.н., доцент,  
Девятов Эдуард Валентинович

Черноголовка  
2014

# Оглавление

1 Введение	2
2 Изготовление образцов	5
3 Методика измерений	9
4 Экспериментальные результаты	12
5 Обсуждение полученных результатов	16
Заключение	18

# Глава 1

## Введение

Интерес к транспортным исследованиям контактов между сверхпроводником и низкоразмерной электронной системой происходит из возможности существования майорановских фермионов в такой системе [1].

Майорановские фермионы появились в физике в 1937 году благодаря Этторе Майорана. Он предложил [2] модификацию уравнения Дирака для релятивистских частиц со спином  $1/2$ , которая решается в действительных числах. Наличие такого решения означает, что в соответствии с принципами квантовой механики и теории относительности, могут существовать частицы со спином  $1/2$ , являющиеся собственными античастицами. Майорана рассматривал нейтрино в качестве кандидата на эту роль, но с тех ученые не нашли доказательств существования элементарных частиц с такими свойствами.

В физике твердого тела майорановские фермионы предположительно могут быть сконструированы из электронных и дырочных возбуждений. Множество предложений по их реализации появилось после того, как Китаев показал, что майорановские фермионы могут широко использоваться в квантовых вычислениях [3]. В качестве примеров можно привести: системы с дробным квантовым эффектом Холла при факторе заполнения  $\nu = 5/2$  [4], тонкие пленки из  $Sr_2RO_5$  [5], холодные атомные газы [6], сверхтекучий  $He_3$  [7], поверхность топологического изолятора [8], полупроводниковые гетероструктуры [9] и не центральносимметричные сверхпроводники [10].

В частности было теоретически показано, что Майорановские фермионы могут быть получены в системе из двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием и сверхпроводника s-типа в параллельном магнитном поле [11]. В связи с этим мы исследовали транспортные свойства контакта между сверхпроводником и двумерным электронным газом в системе с  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  квантовой ямой. Необходимым усло-

вием обнаружения майорановских фермионов в такой системе является существование связанных безщелевых поверхностных андреевских состояний. Помимо интереса, связанного с поиском майорановских фермионов, в данной системе можно ожидать присутствие нетривиальных эффектов из-за наличия сильного спин-орбитального взаимодействия.

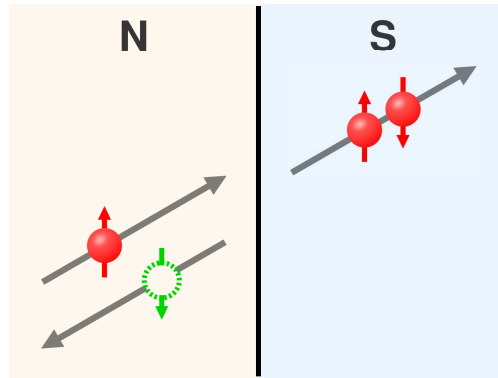


Рис. 1.1: Андреевское отражение.

Андреевское отражение [12] играет ключевую роль в транспорте между сверхпроводником и двумерным электронным газом. Легче всего понять суть этого процесса на примере электрона, летящего из нормального металла по направлению к сверхпроводнику. Для простоты предположим, что уровни Ферми в обоих материалах совпадают, и энергия электрона относительно уровня Ферми меньше ширины сверхпроводящей щели  $\Delta$ . Проблема заключается в следующем: электрон не может проникнуть в сверхпроводник так как, нет состояний с энергией меньше  $\Delta$ , а сверхпроводник не может изменить импульс электрона на величину, достаточную для отражения, поскольку  $\Delta \ll \varepsilon_F$ . В этом случае в нормальный металл отражается дырка, имеющая тот же импульс, но противоположно направленную скорость. При этом заряд  $2e$  переносится в сверхпроводник в виде куперовской пары, как показано на рисунке 1.1.

На практике между сверхпроводником и нормальным металлом часто присутствует потенциальный барьер, связанный, например, с несовпадением уровней Ферми или оксидным слоем на границе. Для описания транспорта при наличии барьера в работе [13] был получен способ вычисления вероятностей различных путей электрона с энергией  $E$  при пролете в сверхпроводник с  $\delta$ -потенциалом на границе, так называемый *ВТК*-метод. Зная эти вероятности несложно получить зависимость дифференциальной проводимости от напряжения.

В случае наличия спин-орбитального взаимодействия в нормальном металле дифференциальная проводимость не может быть вычислена по *ВТК*-методу [14]. Гамиль-

тониан Рашбы [15] имеет вид:

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

где  $\vec{\sigma}$  - матрица Паули,  $\vec{\nu}$  - единичный вектор перпендикулярный поверхности,  $\lambda$  - постоянная Рашбы. Энергетический спектр

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

представлен на рисунке 1.2. Спин-орбитальное взаимодействие не нарушает симметрию по обращению времени, и на первый взгляд кажется, что оно никак не повлияет на андреевское отражение.

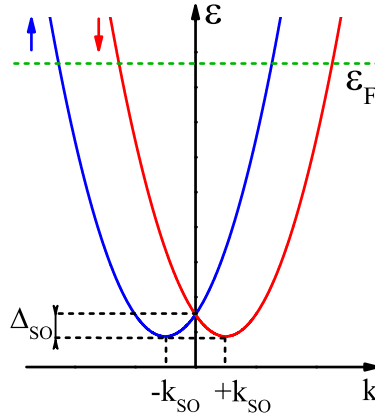


Рис. 1.2: Энергетический спектр двумерного электронного газа при наличии спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы.

Тем не менее в работе [14] был произведен расчет проводимости в такой системе. Авторы рассматривали баллистический контакт двумерного электронного газа со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы и сверхпроводника при наличии на границе потенциала  $U\delta(x)$ . Они предсказывают, что спин-орбитальное взаимодействие влияет на проводимость без появления энергетического масштаба, меньшего ширины щели.

Помимо спин-орбитального взаимодействия мы можем добавить зеемановское расщепления при помощи введения магнитного поля. Оно может быть направлено как в плоскости двумерного электронного газа, так и перпендикулярно ему. Таким образом, регулируя напряженность магнитного поля, мы можем наблюдать как меняются транспортные свойства при перестроении спектра.

## Глава 2

### Изготовление образцов

Для изучения транспорта между сверхпроводником и двумерным электронным газом со спин-орбитальным взаимодействием нам было необходимо выбрать гетероструктуру и сверхпроводящий материал, а также разработать дизайн образцов и измерительной схемы.

В качестве основы для образцов мы использовали гетероструктуру с  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  квантовой ямой. Активная часть которой состоит из следующих слоев: нижний барьер  $In_{0.75}Al_{0.25}As$  толщиной 50 нм, квантовая яма  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  толщиной 20 нм, верхний барьер 120 нм  $In_{0.75}Al_{0.25}As$ , покрывающий 10 нм слой  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$ . Параметры роста структуры более подробно описаны в статье [16].

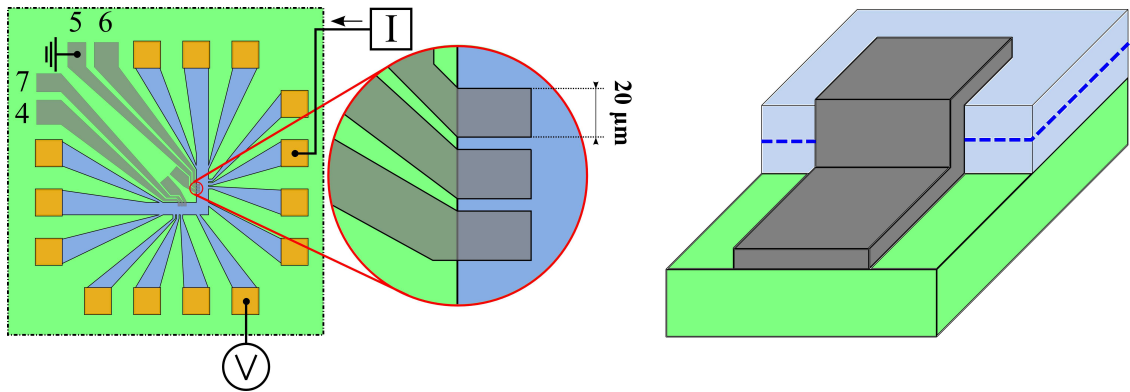


Рис. 2.1: Схема образца. Голубым цветом обозначена область, содержащая двумерный электронный газ, зеленым - вытравленная часть мезы, желтым - омические контакты из  $Ni/Au$ , серым - сверхпроводящие контакты, синим пунктиром - двумерный электронный газ.

К использованию этой системы было несколько предпосылок. Во-первых, двумерный электронный газ содержится в узкой асимметричной  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  квантовой яме и характеризуется сильным спин-орбитальным взаимодействием типа Рашибы. Это подтверждается как измерениями на аналогичных структурах [17], так и нашими резуль-

татами на данной структуре [18]. Во-вторых, для получения хорошего контакта к электронному газу контакты не надо вжигать, а достаточно просто нанести на край мезы, как на правой части рисунка 2.1. Это особенно важно для изучения транспорта непосредственно между сверхпроводником и двумерным электронным газом, без искажений из-за появления промежуточного трехмерного проводящего слоя. В-третьих, эта структура обладает высокой, по сравнению с другими гетероструктурами с  $In$ , подвижностью носителей. С помощью стандартных измерений магнетосопротивления при температуре  $4\text{ K}$  нами были получены подвижность  $5 \cdot 10^5\text{ cm}^2/(Vs)$  и концентрация носителей  $4.1 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-2}$ .

В качестве сверхпроводящих материалов были выбраны  $Nb$  и  $NbN$ . Так как они обладают высокими критическими температурами ( $T_C^{Nb} = 9\text{ K}$  и  $T_C^{NbN} = 15\text{ K}$ ) и критическими полями ( $H_C^{Nb} \simeq 4\text{ T}$  и  $H_C^{NbN} \simeq 14\text{ T}$ ), а технология их распыления применяется в науке и технике и очень хорошо отработана.

На рисунке 2.1 представлена схема образцов. Мы использовали мезу в геометрии изогнутого под прямым углом в плоскости электронного газа Холл-бара. Она обозначена на рисунке голубым цветом. Изгиб нужен, чтобы иметь возможность проверить влияние анизотропии, которая, как известно [19], присутствует в используемой гетероструктуре. Каждый образец имеет 14 омических контактов, обозначенных желтым, и 6 сверхпроводящих контактов, обозначенных серым, но для измерений использовались пара омических контактов и один сверхпроводящий. Большое количество контактов позволяет убедиться, что полученные результаты являются свойствами, присущими данной системе, а не конкретному контакту, избегая значительных затрат материалов. Ширина сверхпроводящих контактов  $20\text{ }\mu\text{m}$  дает основания полагать, что не возникает эффектов связанных с кулоновской блокадой.

Изготовление образцов производилось в несколько этапов: травление мезы, изготовление омических контактов, изготовление сверхпроводящих контактов. Каждому этапу предшествовала очистка образцов стандартным способом ацетоном и изопропанолом. Нанесение рисунка будущих структур на образцы производилось при помощи фотолитографии. При этом, если не указано иное, использовался позитивный фоторезист  $AZ\ 5214$ . Параметры нанесения резиста следующие: вращение на спинере  $t = 30\text{ s}$ ,  $\omega = 6000\text{ rpm}$ , сушка  $t = 240\text{ s}$ ,  $T = 90\text{ }^\circ\text{C}$ . Время экспонирования  $t = 2\text{ s}$ . Для проявления использовался проявитель  $AZ\ 726$ . Наилучший результат достигался при времени  $t = 50\text{ s}$ .

Форма области, содержащей двумерный электронный газ, задавалась при помощи

химического травления. Глубина травления мезы должна превышать расстояния до дна квантовой ямы. Мы использовали трехкомпонентный раствор:  $100\text{ ml H}_2\text{O}$ ,  $3\text{ ml H}_2\text{SO}_4$ ,  $1\text{ ml H}_2\text{O}_2$ . Скорость травления  $r \geq 1\text{ nm/s}$ , время  $t = 150\text{ s}$ .

После травления мезы изготавливались омические контакты. Для этого мы последовательно термически распыляли никель и золото. Здесь основная функция никеля — улучшение адгезии золота. Напыление производилось при давлении  $P \leq 2 \cdot 10^{-5}\text{ Torr}$ . Параметры напыления: *Ni*:  $r = 1\text{-}2\text{ \AA/s}$ ,  $d = 100\text{ \AA}$ , *Au*:  $r = 2\text{-}3\text{ \AA/s}$ ,  $d = 1000\text{ \AA}$ .

Далее изготавливались сверхпроводящие контакты из ниобия или нитрида ниобия. Поскольку расстояния между контактами малы ( $2\text{ }\mu\text{m}$ ), для качественного лифт-оффа производилась обратная фотолитография, то есть на фотошаблоне области, соответствующие будущим контактам были закрыты. При этом использовался тот же резист *AZ 5214*, но со специальной процедурой обращения. А именно первое экспонирование с фотошаблоном  $t = 1\text{ s}$ , затем резист задубливался при  $T = 120^\circ\text{C}$ ,  $t = 120\text{ s}$ , и наконец, повторно экспонировался без фотошаблона  $t = 60\text{ s}$ .

Для удаления оксидов с поверхности перед напылением сверхпроводника образец, покрытый фоторезистом, очищался в аргоновой плазме  $t = 20\text{ s}$ ,  $r = 1\text{ \AA/s}$ . Если увеличить время очистки, то утоньшается резист, и не получаются маленькие структуры. Ниобий наносился при помощи распыления магнетроном постоянного тока. Для получения высокой критической температуры, мишень очищается путем многократного распыления при образце закрытом шторкой. Очистку прекращают, когда после очередного распыления давление в камере падает по сравнению с исходным. Параметры напыления:  $t = 20\text{ s}$ ,  $d = 700\text{ \AA}$ .

Контакты из нитрида ниобия были получены распылением ниобия магнетроном постоянного тока в атмосфере азота сотрудниками группы Гольцмана в МГПУ. Известно, что параметры получившейся сверхпроводящей пленки очень чувствительны к условиям напыления и материалу подложки. Обычно для получения наилучшего результата подложку значительно подогревают, однако в нашем случае это недопустимо, т.к. приведет к деградации двумерного электронного газа. Мы проверили, что несмотря на отсутствие нагрева при напылении критическая температура пленки довольно высока и составляет примерно  $11\text{ K}$ . Помимо уменьшения  $T_C$ , пленки, напыленные без подогрева, подвержены разделению на нормальные и сверхпроводящие части в местах присутствия механических напряжений [20]. Такая ситуация может возникнуть на границе мезы в наших образцах.

Лифт-офф сверхпроводящих контактов производился следующим образом: образцы



погружались в кипящий ацетон  $t = 15 \text{ min}$ , затем пленка смывалась струей ацетона, после чего мелкие детали удалялись при помощи ультразвуковой очистки без модуляции мощности в ацетоне  $t = 1 \text{ min}$ . Увеличение времени чистки может привести к отслоению омических контактов.

## Глава 3

### Методика измерений

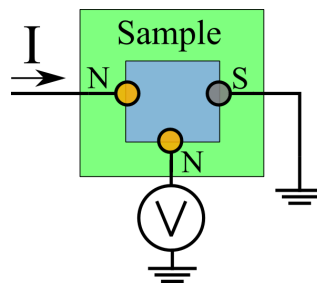


Рис. 3.1: Принципиальная схема измерений.

Исследования транспорта через сверхпроводящий контакт производились с использованием стандартной трехточечной методики. Она позволяет одновременно получать зависимости обычного и дифференциального сопротивлений от тока и напряжения. Принципиальная схема показана на рисунке 3.1. Исследуемый контакт заземляется, а через один из оставшихся вводится постоянный ток со слабой переменной модуляцией. Показания вольтметра на оставшемся контакте соответствуют падению напряжения на изучаемом. Если параллельно вольтметру подключен синхронный детектор, то амплитуда его сигнала пропорциональна дифференциальному сопротивлению при данном напряжении. Предполагается, что сопротивление двумерного электронного газа много меньше сопротивления изучаемого контакта, которое в свою очередь много меньше входного сопротивления измерительных приборов. Выполнимость этих условий для сверхпроводящих контактов в нашей системе была проверена экспериментально.

Полная измерительная схема представлена на рисунке 3.2. Параметры схемы были подобраны так, чтобы обеспечить высокую точность измерений и минимизировать влияние наводок. Частота генератора была равна  $110 \text{ Hz}$ , амплитуда напряжения  $3 \text{ V}$ , постоянное напряжение менялось в интервале от  $-10 \text{ V}$  до  $+10 \text{ V}$ , при этом ток через

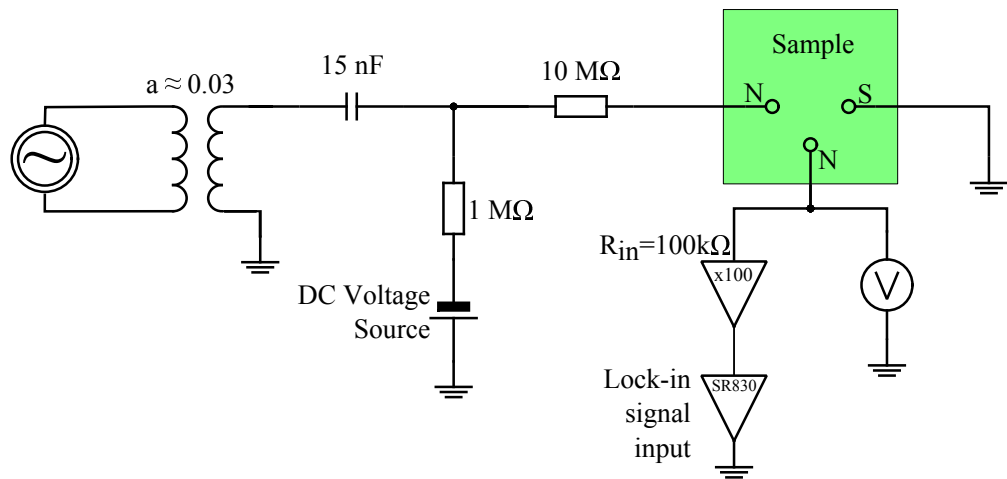


Рис. 3.2: Измерительная схема.

образец не превышал  $1 \mu A$

Трансформатор на выходе генератора синхронного детектора выполняет две функции. Во-первых, он позволяет разъединить землю образца и землю генератора. Таким образом в измерительной схеме имеется всего одна точка заземления, что уменьшает влияние паразитных земляных токов на результат измерений. Во-вторых, понижающий трансформатор позволяет использовать большую амплитуду напряжения генератора, при которой сигнал имеет более правильную форму.

Конденсатор в цепи генератора нужен, чтобы можно было подавать постоянное напряжение на образец. Он отделяет по постоянному току землю трансформатора от источника постоянного напряжения. Его ёмкость не является произвольной, она была подобрана, исходя из следующих соображений. Первое — не должно быть заметного сдвига фазы, вносимого конденсатором. А он пропорционален  $1/\omega C$ , где  $\omega$  - частота генератора. Таким образом ёмкость ограничена снизу. Второе — при изменении постоянного напряжения происходит перезарядка конденсатора за время пропорциональное  $RC$ , а нам необходимо, чтобы процессы релаксации протекали за время много меньшее паузы между измерениями при снятии вольт-амперной характеристики.

В используемой схеме возможно проводить измерения только в некотором диапазоне частот. Ограничением снизу является рассмотренный ранее сдвиг фазы на конденсаторе. Невозможность использования высоких частот определяется в основном двумя факторами. Во-первых, процессы перезарядки двумерного электронного газа при низкой температуре происходят не мгновенно. Во-вторых, паразитные емкости проводов будут шунтировать образец при высоких частотах. Паразитные емкости эффективно подключены параллельно образцу, а их импеданс убывает при увеличении частоты как

$1/\omega C$ .

Резистор сопротивлением  $10\text{ M}\Omega$  нужен, чтобы можно было задавать ток через образец. То есть его сопротивление много больше сопротивления образца. При этом ток должен быть достаточно мал для исключения возможности разогрева электронного газа. Резистор сопротивлением  $1\text{ M}\Omega$  установлен, чтобы переменный ток протекал через образец, а не только через источник постоянного напряжения.

Усилитель с входным сопротивлением  $100\text{ k}\Omega$  использовался для уменьшения количества шумов при измерениях на образцах с нитридом ниобия, которые имеют сопротивление порядка  $1\text{ k}\Omega$ . На ниобиевых образцах, с сопротивлением порядка  $10\text{ k}\Omega$ , для борьбы с шумами производилась многократная запись зависимостей с последующим их усреднением.

Для того чтобы эффекты, связанные со спин-орбитальным взаимодействием, не размывались температурой образец помещался в криостат растворения со сверхпроводящим соленоидом. В нем доступна работа при температурах  $30\text{ mK} - 1.2\text{ K}$  в магнитных полях до  $14\text{ T}$ . Криостат оснащен системой быстрой замены образцов, позволяющей менять образец без его полного отогревания. Благодаря наличию различных держателей доступны измерения в параллельном или перпендикулярном плоскости двумерного электронного газа магнитном поле.

## Глава 4

# Экспериментальные результаты

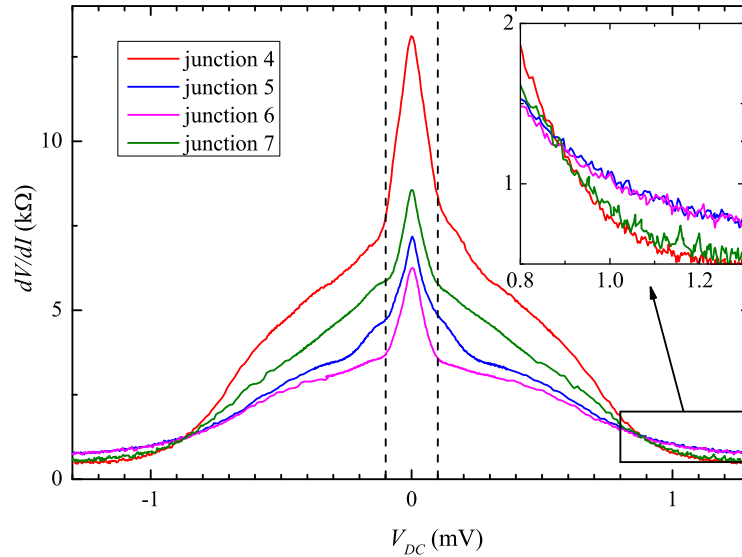


Рис. 4.1: Типичные зависимости дифференциального сопротивления от напряжения смещения для контактов из ниобия

На рисунках 4.1 и 4.2 представлены зависимости дифференциального сопротивления от напряжения и тока при использовании контактов из  $Nb$  и  $NbN$  соответственно. Сопротивление при напряжениях  $eV < \Delta_{Sc}$  является конечным, а вольт-амперная характеристика сильно нелинейна. Ненулевая проводимость при  $eV < \Delta_{Sc}$  возможна только благодаря андреевскому отражению, т.к. одночастичное тунелирование в область щели запрещено [13]. Мы проверили, что нелинейность вольт-амперной характеристики, как и сверхпроводимость подавляются температурой или магнитным полем. Основной нашей находкой является узкий пик в дифференциальном сопротивлении в окрестности  $V = 0$ , наличие которого не предсказывается стандартными теориями.

Общее поведение дифференциального сопротивления хорошо описывается в рамках  $ВТК$ -теории. В ней высота барьера на интерфейсе  $Z$  является одним из основных

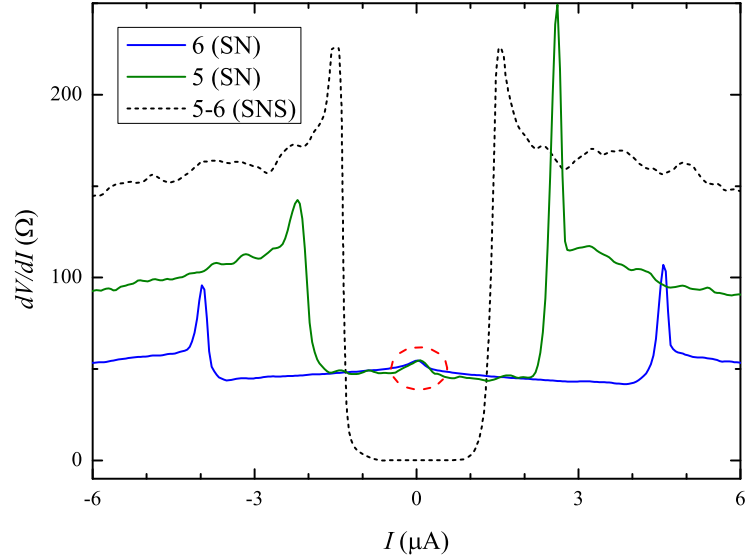


Рис. 4.2: Типичные зависимости дифференциального сопротивления от тока для одиночных контактов и для пары контактов из нитрида ниобия.

параметров, определяющих транспорт. Мы можем оценить величину  $Z$  через коэффициент одночастичного туннелирования  $T$  ( $T = 1/(1 + Z^2)$ , [22]). Коэффициент  $T$  в свою очередь можно оценить по нормальному сопротивлению  $R$ , зная ширину контакта  $d$  и концентрацию носителей  $n$  по формуле

$$T = \frac{h\sqrt{\pi/2n}}{de^2R}.$$

После вычислений получаем  $T \simeq 1$  для  $NbN$  и  $T \simeq 0.3$  для  $Nb$ , что дает  $Z_{NbN} \simeq 0$  и  $Z_{Nb} \simeq 1.4$ . Эти значения находятся в хорошем соответствии с поведением дифференциального сопротивления, что подтверждает предположение о применимости  $BTK$ .

В случае  $Nb$  рассеяние на интерфейсе играет важную роль, поэтому  $dV/dI$  повышено в области  $eV < \Delta_{Nb}$  см. рис. 4.1. При этом значения сопротивления различаются от контакта к контакту. Причиной этому является чрезвычайная чувствительность андреевского отражения к рассеянию на интерфейсе, обусловленная необходимостью двухчастичного туннелирования. Зависимости  $dV/dI$  ( $V$ ) для разных контактов качественно похожи. Они симметричны по знаку напряжения. При высоких напряжениях  $eV > \Delta_{Nb}$ , значение  $dV/dI$  приближается к нормальному сопротивлению, которое одинаково для контактов, расположенных на одной границе мезы. Но для перпендикулярных границ сопротивления различаются, что отражает анизотропию подвижности в данной структуре [19].

Для контактов из  $NbN$  реализуется предел малого рассеяния, и дифференциаль-

ное сопротивление при напряжении  $eV < \Delta_{NbN}$  понижено по сравнению с нормальным значением.

Хотя зависимости для  $dV/dI(I)$  на рисунке качественно похожи для соседних контактов, они демонстрируют разные нормальные сопротивления, падения сопротивления при  $eV < \Delta_{NbN}$  и значения  $\Delta_{NbN}$ . По-видимому, в данном случае мы имеем дело с островковой сверхпроводимостью, связанной с условиями напыления и присутствием механических напряжений пленки  $NbN$  на интерфейсе. Измеряемое напряжение не является при этом падением напряжения на S-2DEG-интерфейсе в чистом виде. Тем не менее мы уверены, что качественное поведение зависимостей  $dV/dI(I)$  определяется контактом между  $NbN$  в сверхпроводящей фазе и 2DEG. Так если вместо трехточечных измерений для отдельных контактов, провести измерение зависимости  $dV/dI(I)$  для двух соседних сверхпроводящих контактов получается стандартная джозефсоновская кривая. Например, черная линия на рисунке 4.2 получена при измерении транспорта между двумя  $NbN$ -контактами на расстоянии  $2 \mu m$ .

Неожиданной находкой является обнаружение пика дифференциального сопротивления при малых напряжениях. Его наличие говорит о частичном подавлении андреевского отражения в области малых напряжений. Рисунок 4.1 показывает, что ширина пика в сопротивлении  $\simeq 0.2 mV$  примерно одинакова для различных контактов из ниобия. Аналогично все контакты из  $NbN$  имеют пик в сопротивлении примерно той же ширины. Таким образом мы можем сделать вывод, что пик в сопротивлении не зависит от беспорядка на интерфейсе. Тем не менее, джозефсоновская кривая на рисунке 4.2 не имеет никаких особенностей в области малых токов.

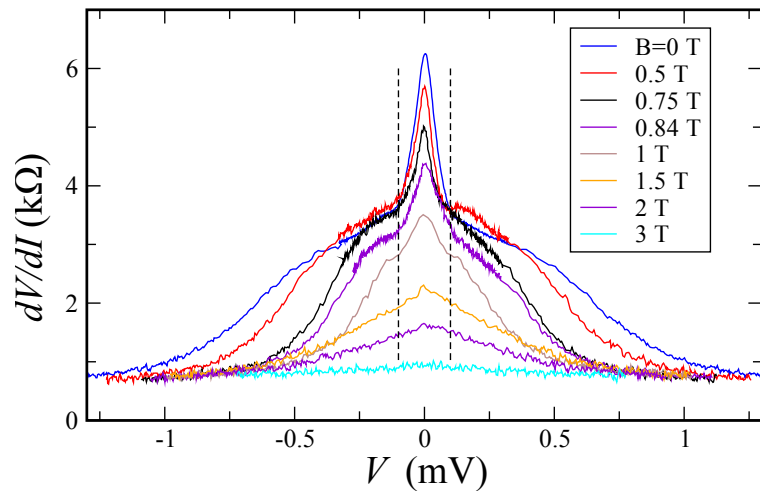


Рис. 4.3: Эволюция зависимости дифференциального сопротивления от напряжения на ниобиевом контакте при введении магнитного поля в плоскости двумерного электронного газа.

Мы обнаружили, что пик в сопротивлении чувствителен к магнитному полю и температуре. Поскольку пик более ярко выражен для контактов из  $Nb$ , на рисунках 4.3 и 4.4 представлены зависимости от магнитного поля и температуры именно в этом случае. Характерные значения напряженности магнитного поля и температуры, при которых пик исчезает, примерно совпадают для обоих материалов.

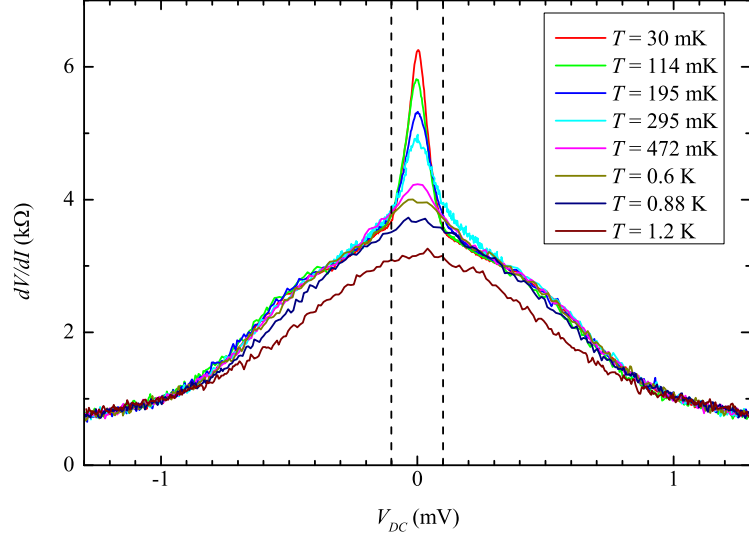


Рис. 4.4: Эволюция зависимости дифференциального сопротивления от напряжения на ниобиевом контакте при повышении температуры.

Пик в зависимости  $dV/dI(V)$  резко уменьшается при введении поля и полностью исчезает при  $B = 1.5 T$ , как показано на рисунке 4.3. Вольт-амперная характеристика остается нелинейной до поля  $B = 3 T$ , что кажется разумным, т.к. величина критического поля для нашей ниобиевой пленки в параллельном поле равна  $B = 3.8 T$ . Мы используем параллельное магнитное поле, чтобы избежать орбитальных эффектов в двумерном электронном газе.

На рисунке представлена эволюция зависимости  $dV/dI(V)$  при повышении температуры. Пик в сопротивлении постепенно уменьшается пока полностью не исчезнет при  $T = 0.88 K$ . Эта температура соответствует энергии  $0.08 meV$ , что примерно совпадает с полушириной пика. В остальном поведение зависимости  $dV/dI(V)$  практически не изменяется в этом температурном диапазоне, что ожидаемо, поскольку критическая температура в  $Nb$ -пленке  $T_c = 9 K$ .



## Глава 5

# Обсуждение полученных результатов

Основным экспериментальным результатом является обнаружение пика в дифференциальном сопротивлении при малых напряжениях, который свидетельствует о подавлении андреевского отражения при малых энергиях. Это подавление очень не обычно, в экспериментальных работах чаще встречается либо наоборот усиление андреевского отражения в узком интервале напряжений [21], либо отсутствие каких-либо особенностей в этой области [22]. Тем не менее обнаружение пика можно считать достоверным, так как было произведено множество измерений на различных образцах и контактах. Мы также проверили, что пик не является артефактом измерительной системы. Для этого мы провели измерения с использованием омического контакта вместо сверхпроводящего, не изменяя схемы. Мы получили не зависящее от напряжения дифференциальное сопротивление без каких-либо особенностей при нулевом напряжении.

Поскольку пик дифференциального сопротивления встречается для двух различных сверхпроводников с разными свойствами интерфейса, ни особенности беспорядка ни величина барьера на границе не могут быть ответственными за универсальное поведение зависимости  $dV/dI(V)$  при малых напряжениях. Нам остается связать этот эффект с каким-либо свойством, присущим двумерному электронному газу в нашей системе. Дополнительным подтверждением такой природы эффекта является отсутствие особенностей при малых токах в джозефсоновской кривой при  $NbN$ - $2DEG$ - $NbN$  транспорте.

Полуширине пика  $dV/dI(V)$  соответствует всего один энергетический параметр в нашей системе — энергия спин-орбитального взаимодействия. Для оценки  $\Delta_{SO}$  можно воспользоваться формулой  $\Delta_{SO} = \frac{\lambda^2 m}{2\hbar^2}$ . Подставив числа, получим  $\Delta_{SO} \simeq 0.09 \text{ meV}$ , что находится в хорошем соответствии с шириной пика.

Причиной появления пика в дифференциальном сопротивлении может являться спиновый эффект Холла [23]. При наличии спин-орбитального взаимодействия ток в плоскости двумерного электронного газа создает не нулевую спиновую поляризацию  $S_Z$  вдоль краев образца даже в отсутствии магнитного поля [24]. Явление спиновой аккумуляции в нашей системе было продемонстрировано при использовании ферромагнитных контактов [25].

При протекании тока через контакт S-2DEG происходит накопление частиц со спиновой поляризацией  $S_Z$  вне плоскости по углам контакта. В этих областях не выполняются соотношения проекций спина и энергий двух электронов, необходимые для формирования куперовской пары [13]. Андреевское отражение в этих частях контакта подавляется. Таким образом эффективная ширина контакта уменьшается, что приводит к увеличению дифференциального сопротивления при малых напряжениях. Ширина пика  $dV/dI$  ( $V$ ) при этом определяется разницей химпотенциалов для электронов с противоположными проекциями спина.

Предположение о такой природе пика объясняет и все остальные полученные результаты. Так спиновый эффект Холла пропадает, если температура превышает энергию спин-орбитального взаимодействия  $\Delta_{SO} \simeq 0.1 \text{ meV}$ . При этом мы наблюдаем сильную температурную зависимость высоты пика дифференциального сопротивления при температурах значительно меньших  $T_C$  используемых сверхпроводников. А при  $T \simeq 1 \text{ K}$  пик полностью исчезает. Аналогичная ситуация с магнитным полем в плоскости, в нашей  $In_{0.75}Ga_{0.25}As$  квантовой яме зеemanовское расщепление превосходит  $\Delta_{SO}$  при  $B \simeq 1.5 \text{ T}$  [17]. Спиновый эффект Холла в таком случае исчезает, как и пик в дифференциальном сопротивлении.

В принципе, наблюдаемые в данной работе эффекты не требуют для своего объяснения присутствия майорановских фермионов в системе. Однако, на некоторых сверхпроводящих контактах наблюдалось усиление андреевского отражения в узком диапазоне напряжений в магнитных полях  $0.5 - 1 \text{ T}$ . Такое поведение может быть свидетельством наличия майорановских фермионов, а может быть вызвано усилением андреевского отражения беспорядком [26]. Мы не можем достоверно установить реальную причину появления провала в дифференциальном сопротивлении в рамках нашего эксперимента.

# Заключение

- Экспериментально исследованы транспортные свойства одиночного контакта между сверхпроводником и двумерной электронной системой со спин-орбитальным взаимодействием типа Рашбы.
- Обнаружено подавление андреевского отражения в узком диапазоне энергий внутри сверхпроводящей щели.
- Продемонстрирована независимость подавления андреевского отражения от сверхпроводника и беспорядка на интерфейсе.
- Эффект присутствует только в слабом магнитном поле и при низкой температуре.
- Мы связываем наблюдаемое подавление андреевского отражения со спиновым эффектом Холла.

# Литература

- [1] F. Wilczek, *Nature Phys.* **5**, 614–618 (2009).
- [2] E. Majorana, *Nuovo Cimento* **5**, 171-184 (1937).
- [3] A. Yu. Kitaev, *Usp. Fiz. Nauk (Suppl.)* **44**, 131 (2001).
- [4] N. Read and D. Green, *Phys. Rev. B* **61**, 10267 (2000).
- [5] S. Das Sarma, C. Nayak, and S. Tewari, *Phys. Rev. B* **73**, 220502(R) (2006).
- [6] V. Gurarie, L. Radzihovsky, and A. V. Andreev, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 230403 (2005);  
S. Tewari, S. Das Sarma, C. Nayak, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 010506 (2007);  
C. Zhang, S. Tewari, R. M. Lutchyn, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 160401  
(2008); M. Sato, Y. Takahashi, and S. Fujimoto, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 020401 (2009).
- [7] Y. Tsutsumi, T. Kawakami, T. Mizushima, M. Ichioka, and K. Machida, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 135302 (2008).
- [8] L. Fu and C. L. Kane, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 96407 (2008); J. Linder, Y. Tanaka, T. Yokoyama, A. Sudbo, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 067001 (2010).
- [9] J. D. Sau, R. M. Lutchyn, S. Tewari, S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 040502 (2010).
- [10] M. Sato and S. Fujimoto, *Phys. Rev. B* **79**, 094504 (2009).
- [11] J. Alicea, *Phys. Rev. B* **81**, 125318 (2010).
- [12] A. F. Andreev, *Sov. Phys. JETP* **19**, 1228 (1964).
- [13] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk, *Physical Review B.* **25**, 4515 (1982); M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (2d ed., McGraw–Hill, New York, 1996).
- [14] T. Yokoyama, Y. Tanaka, and J. Inoue, *Phys. Rev. B* **74**, 035318 (2006).

- [15] Yu. A. Bychkov, E. I. Rashba, *J. Phys. C* **17**, 6039 (1984).
- [16] F. Capotondi, G. Biasiol, D. Ercolani, V. Grillo, E. Carlino, F. Romanato, and L. Sorba, *Thin Solid Films* **484**, 400 (2005).
- [17] S.N. Holmes, P.J. Simmonds, H.E. Beere, F. Sfigakis, I. Farrer, D.A. Ritchie, and M. Pepper, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 472207 (2008).
- [18] A. Kononov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov *Phys. Rev. B* **86**, 125304 (2012).
- [19] D. Ercolani, G. Biasiol, E. Cancellieri, M. Rosini, C. Jacoboni, F. Carillo, S. Heun, L. Sorba, F. Nolting, *Phys. Rev. B* **77**, 235307 (2008).
- [20] Y. M. Shy, L. E. Toth, and R. Somasundaram, *J. Appl. Phys.* **44**, 5539 (1973); Z. Wang, A. Kawakami, Y. Uzawa, and B. Komiyama, *J. Appl. Phys.* **79**, 7837 (1996); D. D. Bacon, A. T. English, S. Nakahara, F. G. Peters, H. Schreiber, W. R. Sinclair, R. B. van Dover, *J. Appl. Phys.* **54**, 6509 (1983).
- [21] F. Giazotto, P. Pingue, and F. Beltram *Modern Physics Letters B* **17**, 955 (2003); F. Carillo, D. Born, V. Pellegrini, F. Tafuri, G. Biasiol, L. Sorba, and F. Beltram, *Phys. Rev. B* **78**, 052506 (2008).
- [22] I. E. Batov, Th. Schäpers, A. A. Golubov, and A. V. Ustinov, *J. Appl. Phys.* **96**, 3366 (2004).
- [23] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 126603 (2004).
- [24] E. G. Mishchenko, A. V. Shytov, and B. I. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 226602 (2004).
- [25] A. Kononov, S. V. Egorov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov, *Phys. Rev. B* **89**, 075312 (2014).
- [26] D. I. Pikulin, J. P. Dahlhaus, M. Wimmer, H. Schomerus, and C. W. J. Beenakker, *New J. Phys.* **14**, 125011 (2012).