

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)
ФАКУЛЬТЕТ ОБЩЕЙ И ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

На правах рукописи

Швецов Олег Олегович

**ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА
ГИБРИДНЫХ НАНОСИСТЕМ**

Выпускная квалификационная работа
бакалавра естественных наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических наук, доцент
Девятов Э.В.

Черноголовка 2017

Оглавление

1	Введение	2
2	Образцы и техника измерений	4
3	Поверхность Bi_2Te_3	7
4	Андреевское отражение и геометрические резонансы	12
5	Экспериментальные результаты	15
6	Обсуждение	17

Глава 1

Введение

В последнее время внимание многих ученых из области физики твердого тела привлекает изучение топологических изоляторов. Такие материалы являются изоляторами в объеме, но имеют бесщелевые поверхностные или краевые состояния.

Поверхностные (краевые) состояния топологического изолятора характеризуются наличием нечетного числа безмассовых Дираковских конусов в спектре [1]. Это свойство было обнаружено в таких материалах как дву- и трехмерные топологические изоляторы [3,4], топологические Дираковские полуметаллы [5,6]. Сильное спин-орбитальное взаимодействие, присущее этим материалам, приводит к фиксации спина относительно направления импульса (это свойство называют геликоидальностью) и запрещает рассеяние назад в отсутствие механизма переворота спина [7]. Это явление известно как топологическая защита.

В простейшем случае в спектре на поверхности есть всего один Дираковский конус. Было теоретически предсказано, что такая ситуация реализуется в Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 [8]. Результаты, полученные в [9], согласуются с утверждением, что поверхностное состояние этих материалов обладает топологической защитой. Структуре поверхности Bi_2Te_3 посвящена глава 3.

Мы исследовали транспорт из сверхпроводящего In в пленки Bi_2Te_3 , имеющие поверхностное и объемное проводящие состояния. Хорошая проводимость в объеме образцов обусловлена неоднородностями решетки, возникающими в процессе роста кристалла. Основную роль в таком транспорте играет процесс Андреевского отражения [10], описание этого явления находится в 4 главе. Андреевский транспорт в поверхностное топологическое состояние принципиально отличен от классического транспорта в объем образцов: рассеяние назад в топологически защищенной поверхности подавлено, и Андреевский транспорт наблюдается даже при сильном рассеянии на интерфейсе.

Предполагается, что наведенная сверхпроводимость может быть причиной осцилляций кондактанса в транспорте вдоль топологической поверхности. В теоретической работе [22] предсказано, что Боголюбовские квазичастицы будут испытывать резонансы. Условия наблюдения – энергии, превышающие сверхпроводящую щель в области наведенной сверхпроводимости и длина контакта много больше длины когерентности $L \gg \xi$. С другой стороны, осцилляции внутри щели продемонстрированы для сэндвича $S - Bi_2Se_3 - N$, где толщина топологического изолятора Bi_2Se_3 $L \ll \xi$ [23]. Эти эффекты являются репрезентацией давно известных геометрических резонансов Томаша [24] и МакМиллана-Ровелла [25], возникающих при пространственном ограничении S и N части NS контакта соответственно. Подробнее этот вопрос разбирается в главе 4.

Нами были исследованы контакты $In - Bi_2Te_3$ для образцов с различными объемными и поверхностными характеристиками. Мы показали, что Андреевский транспорт через одиночный контакт модулируется периодическими осцилляциями. Осцилляции ясно видны при напряжении больше сверхпроводящей щели In и температуре меньше T_c . Такое поведение сопровождается наличием аномалии в нуле напряжения (zero-bias anomaly в английской литературе), которая также подавляется при повышении температуры. Мы интерпретируем

осцилляции как следствие геометрических резонансов в объеме пленок Bi_2Te_3 , в то время как транспорт в топологическое поверхностное состояние образцов доминирует при высоком рассеянии на интерфейсе контакта.

Глава 2

Образцы и техника измерений

Материалом для образцов служил монокристалл Bi_2Te_3 , выращенный методом Бриджмена. Кристаллизация расплава $Bi - Te$ с концентрацией Te равной 61 или 62 моль% позволяет получить переход от объемных носителей заряда p - типа к носителям n - типа в направлении роста кристалла. Такой переход обусловлен постепенным возрастанием концентрации Te в расплаве в процессе роста: когда концентрация превосходит значение 63 моль%, образуется кристалл n - типа. Вдали от переходной области кристалл обладает высокой концентрацией носителей $\approx 10^{19} \text{cm}^{-3}$ для обоих типов и высокой подвижностью $\approx 10^4 \text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ при температуре 4 К. В переходной области концентрация носителей уменьшается на два порядка вследствие компенсации. Более подробно технология изготовления материала и его свойства описаны в статье [12].

Bi_2Te_3 кристаллизуется в слоистую структуру, в которой слои перпендикулярны оси симметрии 3-го порядка. Каждый слой представляет собой последовательность моноатомных плоскостей $Te(1) - Bi - Te(2) - Bi - Te(1)$, называемых квинтетами. Связи $Bi - Te(1)$ и $Bi - Te(2)$ – прочные ковалентные, в то время как связи между квинтетами $Te(1) - Te(1)$ – слабые ван-дер-ваальсовы [13], как изображено на рисунке 2.1. Вдоль плоскости слоев перпендикулярно оси симметрии 3-го порядка (c – axis на рисунке 2.1) Bi_2Te_3 имеет плоскость спайности, обозначаемую (0001) в четырехосной системе, что позволяет легко скалывать слои с кристалла.

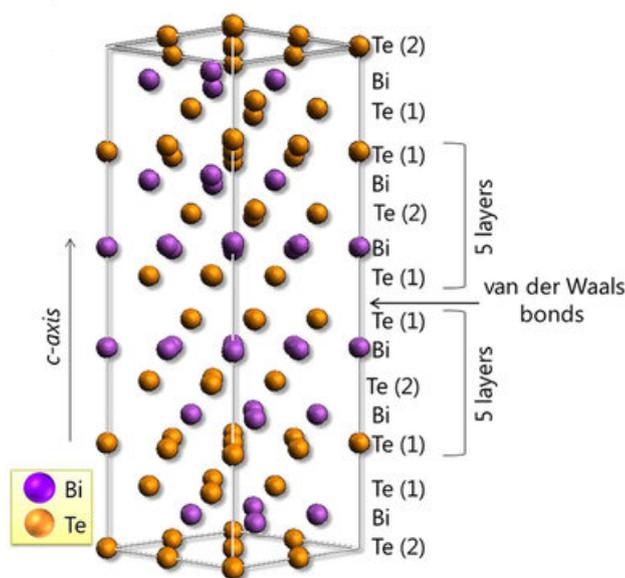


Рисунок 2.1. Кристаллическая структура Bi_2Te_3 .

Материал был получен нами в виде монокристалла, сколотого вдоль плоскости (0001). Распределение концентрации и типов носителей в монокристалле экспериментально получено в статье [12], результат изображен на рисунке 2.2.

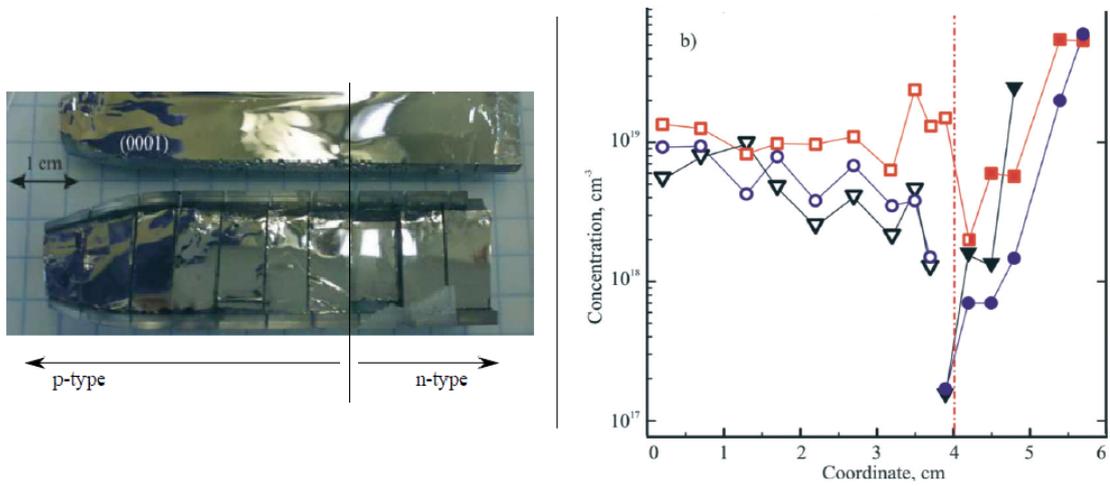


Рисунок 2.2. Слева: монокристалл Bi_2Te_3 . Справа: концентрация носителей вдоль кристалла при 300 (квадраты), 77 (круги) и 4 К (треугольники).

Изготовление образцов происходило в два этапа:

1. С помощью двухстороннего скотча с выбранной части кристалла снимался толстый (трехмерный) слой, который потом клеился на подложку из оксидированного кремния.
2. На поверхность свежесколотых пленок Bi_2Te_3 через теньевую маску термически напылялись контакты из сверхпроводящего In с температурой перехода $T_c \approx 3.3$ К. Параметры напыления: давление $P \leq 2 \cdot 10^{-5}$ Торр, скорость $r = 3 - 5$ Å/s, толщина $d = 1200$ Å. Геометрия контактов — квадраты 1×1 mm².

Для исследования транспорта заряда через одиночный NS контакт применялась трехточечная схема измерений. Исследуемый контакт заземлялся, два других использовались для подачи тока со слабой синусоидальной модуляцией и для измерения напряжения соответственно. Для последнего контакта параллельно с вольтметром был подключен синхронный детектор (lock-in). Показания вольтметра соответствуют падению напряжения на исследуемом контакте $In - Bi_2Te_3$ суммарно с падением напряжения при растекании тока по слою образца. Ожидалось, что при данных высоких концентрациях и подвижностях носителей, сопротивление в объеме слоя пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением контакта. Это условие было проверено нами экспериментально, как будет показано ниже. Схема измерений изображена на рисунке 2.3.

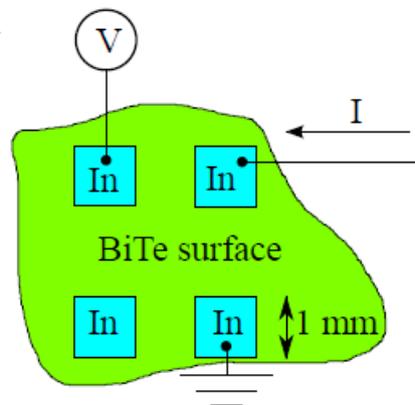


Рисунок 2.3. Упрощенная схема измерений.

Полная схема измерений представлена на рисунке 2.4. Постоянный ток I_{dc} задавался с помощью последовательного соединения источника постоянного напряжения и нагрузки $110\text{ k}\Omega$. Величина нагрузки сильно превосходит сопротивление образца, что позволяет задавать I_{dc} . Постоянное напряжение задавалось в диапазоне $-10\text{ V} - 10\text{ V}$, то есть I_{dc} не превосходил $100\text{ }\mu\text{A}$. Эти параметры подобраны так, чтобы масштаб напряжения на контакте был шире сверхпроводящей щели индия $\approx 0.5\text{ meV}$. Временной интервал измерений – каждые 2 секунды. Для корректной работы синхронного детектора шаг по V_{dc} не должен превосходить амплитуду напряжения модуляции.

Источником тока модуляции служил синхронный детектор Signal Recovery 7225. Генератор переменного напряжения этого прибора последовательно соединен с делителем напряжения $1/100$, конденсатором $C = 220\text{ nF}$ и резистором $R = 100\text{ k}\Omega$. При амплитуде сигнала генератора 1 V амплитуда тока модуляции составляет $0.1\text{ }\mu\text{A}$. Частота модуляции $f = 900\text{ Hz}$. Резистор $10\text{ k}\Omega$ нужен, чтобы часть тока модуляции текла через образец.

Конденсатор не позволяет течь постоянному току в источник генератора переменного тока. Ограничением его емкости снизу является условие $1/\omega C \ll 10\text{ k}\Omega$, то есть конденсатор не должен вносить заметного сдвига фаз. Ограничение сверху является условие малости времени перезарядки конденсатора RC по сравнению с интервалом измерений 2 s .

Усилитель LI-75 подключен вначале длинного провода, ведущего ко входу синхронного детектора, что позволяет увеличить отношение сигнал/шум относительно наводок в этом проводе.

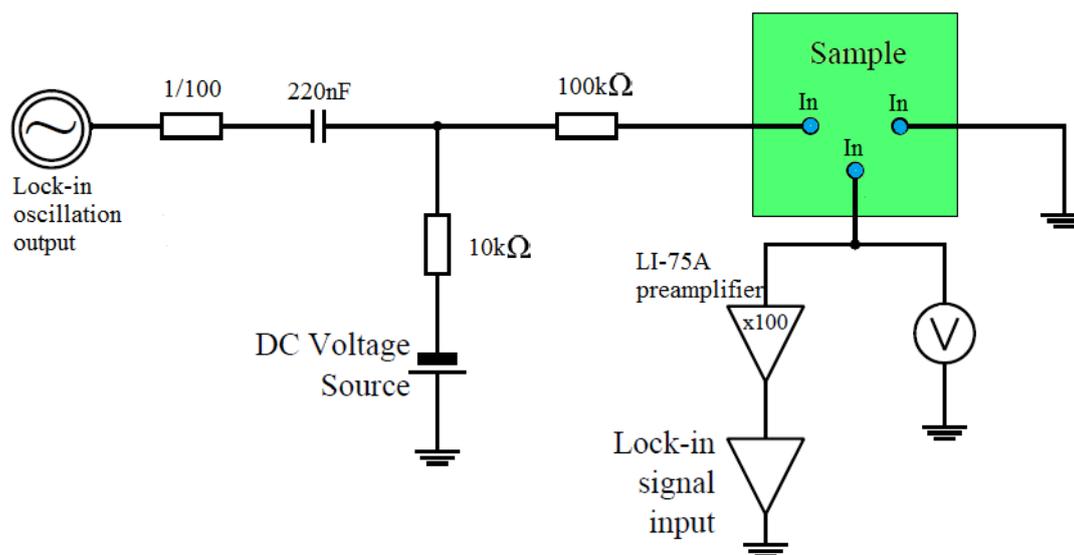


Рисунок 2.4. Полная схема измерений и параметры цепи.

Во время измерений образец был закреплен во вставке, представляющей собой протяженный стакан из нержавеющей стали с вакуумированными стенками и тонким капилляром на дне. Вставка откачивалась форвакуумным насосом и помещалась в сосуд Дьюара с жидким He^4 . После этого вставка снова подключалась к форвакуумному насосу, при этом образец медленно охлаждался по мере откачки до температуры 1.6 K . Отключение откачки приводило к постепенному отогреванию образца обратно до 4.2 K , что было использовано для получения температурных зависимостей. Температура измерялась по сопротивлению калиброванного полупроводникового RuO термометра, закрепленного рядом с образцом во вставке.

Глава 3

Поверхность Bi_2Te_3

В ограниченных полупроводниках возникают не только квантовые состояния электронов, движущихся в объеме кристалла, но и дополнительные состояния, в которых электроны локализованы на самой поверхности кристалла. В 1932 г. И. Е. Тамм впервые показал [14], что одной из причин образования таких состояний является обрыв периодического потенциала на границе.

Сперва рассмотрим электрон в идеальной неограниченной решетке в модели сильной связи. Для краткости будем рассматривать одномерный случай. Для цепочки с постоянной решетки a положение атомов задается вектором

$$\mathbf{R}_l = l\mathbf{a}, \quad (3.1)$$

где l - целое число, обозначающее номер атома. Потенциал решетки обладает трансляционной симметрией:

$$V(x + la) = V(x). \quad (3.2)$$

Волновое уравнение в одноэлектронном приближении имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x)\right]\psi(x) = E\psi(x). \quad (3.3)$$

Волновую функцию ищем в виде

$$\psi(x) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} c(l)\phi(x - la), \quad (3.4)$$

где $\phi(x - la)$ - атомная волновая функция электрона с потенциалом $v(x - la)$ l -го атома. Она удовлетворяет волновому уравнению

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + v(x - la)\right]\phi(x - la) = \epsilon\phi(x - la) \quad (3.5)$$

Далее мы предполагаем, что волновые функции атомных электронов практически не перекрываются

$$\langle \phi(x - l'a) | \phi(x - la) \rangle = \delta_{ll'}. \quad (3.6)$$

Подставляя (3.4) в (3.3) и умножая на $\langle \phi(x - l'a) |$, с учетом (3.5) получаем разностное уравнение

$$(E - \epsilon - \alpha)c(l) = \beta(c(l + 1) + c(l - 1)), \quad (3.7)$$

$$\alpha = \langle \phi(x - la) | V(x) - v(x - la) | \phi(x - la) \rangle, \quad (3.8)$$

$$\beta = \langle \phi(x - la) | V(x) - v(x - l'a) | \phi(x - l'a) \rangle, \quad (3.9)$$

где $l' = l + 1$ или $l' = l - 1$, то есть учитываются только ближайшие соседи. α и β называют соответственно кулоновским и обменным интегралами. Решение (3.7), удовлетворяющее периодическим граничным условиям,

$$c(l) = \exp(ikla), \quad (3.10)$$

$$k = \frac{2\pi n}{Na}, n = 0, 1, 2, \dots, N, \quad (3.11)$$

$$\psi(x) = \sum_l \exp(ikla)\phi(x - la). \quad (3.12)$$

Пусть теперь цепочка ограничена в $l = 0$ и $l = N$. Покажем, как это повлияет на волновые функции электрона. Будем рассматривать левый край цепочки с $l = 0$. Потенциал $U_1(x)$ теперь уже не будет периодическим, однако, можно разбить его на сумму периодического $V(x)$ и некоторой добавки $W(x)$, которая характеризует границу. Потенциал изображен на рисунке 3.1.

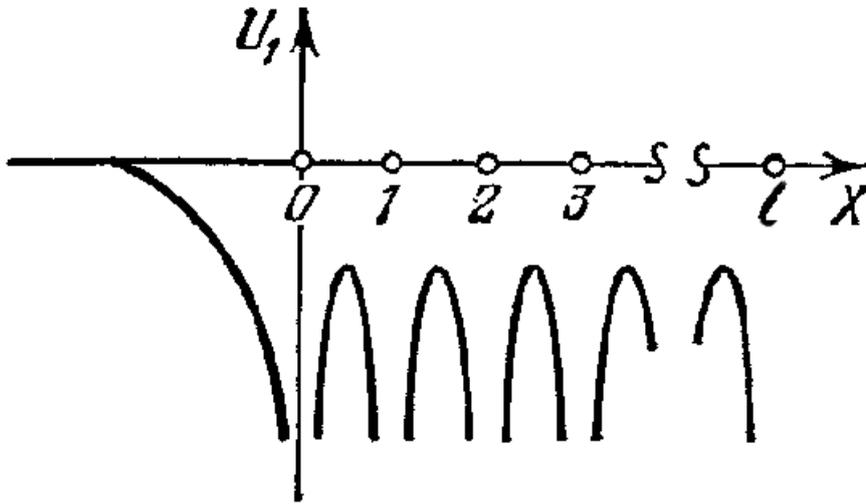


Рисунок 3.1. Потенциальная энергия электрона в ограниченной решетке.

Наличие добавки $W(x)$ отразится на разностном уравнении для $l = 0$. Во-первых, изменится кулоновский интеграл

$$\alpha' = \langle \phi(x - la) | V(x) - v(x - la) + W(x) | \phi(x - la) \rangle, \quad (3.13)$$

во-вторых, член с обменным интегралом будет всего один, так как с $l = -1$ атомов нет. (Сам вид обменного интеграла считаем неизменным, приграничный потенциал $W(a) \ll 1$.) Итак, разностное уравнение примет вид

$$(E - \epsilon - \alpha')c(0) = \beta c(1). \quad (3.14)$$

Граничное условие

$$c(N) = 0 \quad (3.15)$$

дает решение

$$c(l) = \sin((N - l)ka), \quad (3.16)$$

где k определяется подстановкой $c(l)$ в (3.14), (3.7) и их совместным решением. Отсюда уравнение на k

$$\frac{\alpha' - \alpha}{\beta} = \cos(ka) + \sin(ka) \cdot \operatorname{ctg}(Nka). \quad (3.17)$$

Нас интересует затухающее решение, поэтому мы ищем мнимый корень (3.17). Он существует при

$$\left| \frac{\alpha' - \alpha}{\beta} \right| > 1 \quad (3.18)$$

и ka равно $i\xi a$ или $\pi + i\xi a$ при соответственно $\alpha' - \alpha/\beta > 1$ или $\alpha' - \alpha/\beta < -1$, где $\xi a = \ln \left| \frac{\alpha' - \alpha}{\beta} \right|$. Тогда волновая функция затухает при $l \ll N$ как $\exp(-l\xi a)$ внутрь кристалла. Таким образом, в трехмерных кристаллах возникают поверхностные энергетические зоны, состоящие из близко расположенных уровней, соответствующих различным значениям квазиимпульса p_y и p_z вдоль поверхности кристалла.

Далее покажем, как поверхностные состояния могут влиять на изгиб зон в приповерхностном слое. Наличие локальных поверхностных уровней приводит к тому, что к поверхности могут прилипать электроны и дырки, образуя поверхностный электрический заряд. Компенсирующий заряд накапливается в приповерхностном слое. Сильное влияние на этот процесс оказывают окислы, адсорбированные атомы и дефекты поверхности, образующие собственные энергетические уровни. Поверхностный заряд меняет поверхностный потенциал ϕ_s и зоны искривляются [18]. Покажем это на примере полупроводника n-типа. Введем безразмерный потенциал $Y_s = e\phi_s/kT$. При $Y_s > 0$ зоны загибаются вниз ближе к объемному уровню Ферми F и возникает обогащенный слой. При $Y_s < 0$, напротив, зоны загибаются вверх и получается обедненный приповерхностный слой. Зоны могут изогнуться настолько сильно, что уровень Ферми станет ближе к валентной зоне E_v , и тогда возникнет инверсионный слой. Это схематически продемонстрировано на рисунке 3.2. Как будет показано ниже, в наших образцах Bi_2Te_3 формируется обедненный приповерхностный слой.

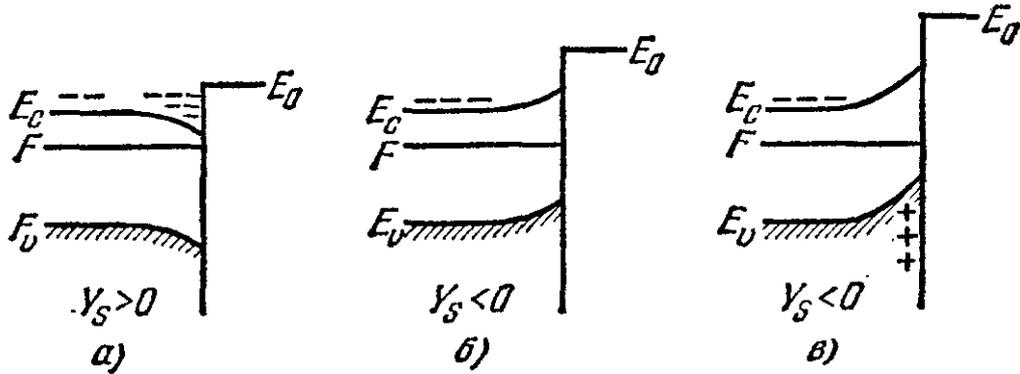


Рисунок 3.2. Обогащенный (а), обедненный (б) и инверсионный (в) приповерхностные слои в полупроводнике n-типа.

Указанные выше свойства давно известны в физике полупроводников. Кроме них Bi_2Te_3 имеет одну куда более экзотическую особенность: его поверхностные состояния обладают топологической защитой [19]. Поверхностные состояния характеризуются конической дисперсией. Одночастичные возбуждения имеют фиксированное направление спина относительно направления импульса, в таком случае говорят, что Дираковский конус спин-поляризован, а возбуждения называют геликальными фермионами (рисунок 3.3). На поверхности 3D топологического изолятора сильное спин-орбитальное взаимодействие снимает вырождение по спину [1]. Тогда переворот импульса возможен только при перевороте спина, что приводит к ослаблению их рассеяния на немагнитных примесях [17].

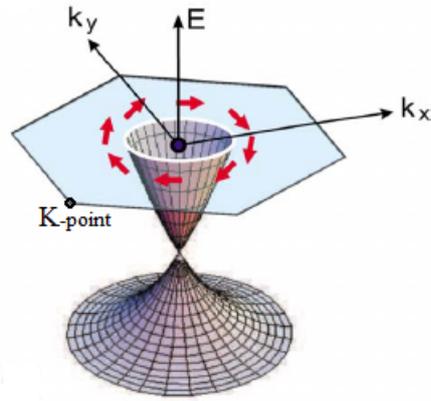


Рисунок 3.3. Геликальные фермионы на топологической поверхности. Поверхностная зона Бриллюэна имеет форму шестиугольника.

Теоретическое предсказание существования поверхностного состояния с одиночным Дираковским конусом в спектре у материалов типа Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 [8] дало толчок экспериментальным исследованиям этих состояний. Основной метод таких исследований – фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES). ARPES позволяет наблюдать энергетический спектр электронов в импульсном пространстве. В основе этого метода лежит явление фотоэффекта. Под воздействием монохроматического излучения с поверхности кристалла выбиваются электроны. Детектируемый поток электронов как функцию их энергии называют фотоэмиссионным спектром, а при дополнительной развертке по углу вылета – ARPES-спектром. С его помощью можно получить зонную структуру материала. Более детальное описание ARPES-эксперимента можно найти в [15], [16].

На рисунке 3.3 изображены данные APRES для сколотой в вакууме поверхности кристаллов Bi_2Te_3 (а) n- и (б) p- типов, полученные при 300 К и энергии фотонов 23 eV. Измерение спектра проводилось вдоль направления ГК (см. рисунок 3.3: Г - центр шестиугольника, К - вершина).

По данным ARPES можно оценить изгиб зон в приповерхностном слое образцов. Вершина валентной зоны расположена на энергии связи 180-200 meV для образцов n-типа и на энергии связи ≈ 170 meV для образцов p-типа. Учитывая положение уровня Ферми и ширину энергетической щели в объеме 250 meV, можно оценить изгиб зон у поверхности образцов, что изображено на рисунке 3.4 справа. Разность между уровнем Ферми и дном зоны проводимости на поверхности ≈ 50 meV в случае (а), а в случае (б) разность между уровнем Ферми и потолком валентной зоны ≈ 170 meV. Изгиб зон приводит к тому, что уровень Ферми у поверхности лежит в запрещенной зоне. Формируется приповерхностный обедненный слой, имеющий низкую проводимость. Изгиб зон также зависит от дефектов поверхности, поэтому при нашей технологии изготовления контакты имели широкий диапазон сопротивлений - от нескольких Ом до нескольких кОм, что позволило нам сравнивать измеренные кривые с разными сопротивлениями на интерфейсе.

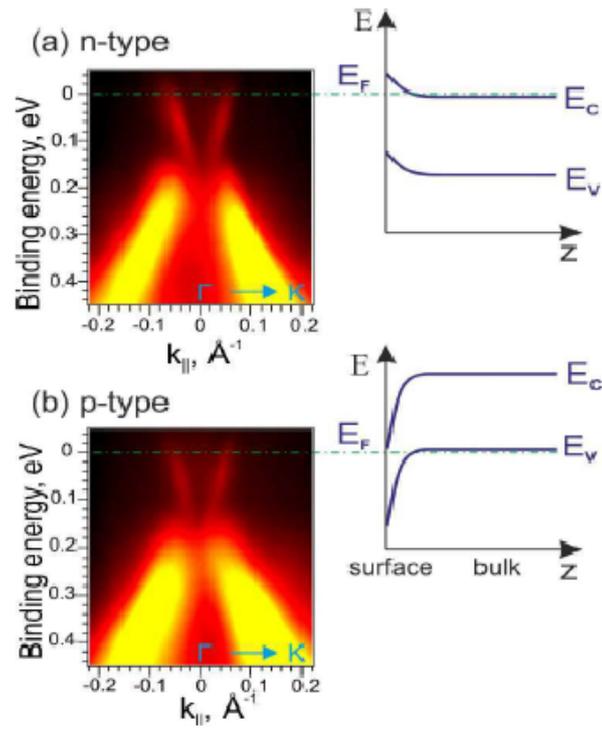


Рисунок 3.4. Слева: данные ARPES для образцов (а)n- и (б)р-типов. Справа: схема изгиба зон в приповерхностном слое.

Глава 4

Андреевское отражение и геометрические резонансы

Рассмотрим NS-контакт с некоторым рассеянием на интерфейсе. Для электрона, налетающего из нормального металла в сверхпроводник, возможны четыре процесса (рисунок 4.1) [20]:

- (A) зеркальное отражение: $v_{\perp} \rightarrow -v_{\perp}, v_{\parallel} \rightarrow v_{\parallel}$
- (B) Андреевское отражение: $v_{\perp} \rightarrow -v_{\perp}, v_{\parallel} \rightarrow -v_{\parallel}$
- (C) пропускание электрона: $v_{\perp} \rightarrow v_{\perp}, v_{\parallel} \rightarrow v_{\parallel}$
- (D) пропускание дырки: $v_{\perp} \rightarrow v_{\perp}, v_{\parallel} \rightarrow -v_{\parallel}$

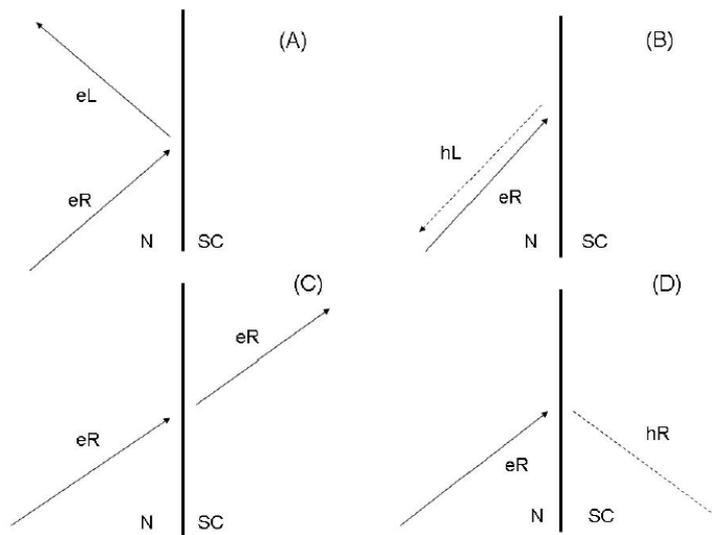


Рисунок 4.1. Четыре процесса на NS интерфейсе. eR, eL и hR, hL - соответственно электроны и дырки и их направления движения: L-влево, R-вправо.

Процессы (A) и (C) характеризуют обычное барьерное отражение и туннелирование электрона. Андреевское отражение (B) возможно для электронов с энергией относительно уровня Ферми $E < \Delta$. Такие электроны не могут туннелировать в сверхпроводник как возбуждения, но могут образовывать Куперовские пары и уходить в конденсат, при этом в нормальный металл отражается дырка. Таким образом, проводимость для «внутрищелевых» электронов возрастает.

Вероятности процессов A-D посчитаны в теории Блондера, Тинкхама и Клапвика (БТК) [11]. Они решали уравнения Боголюбова-де Жена для плоского NS контакта. Потенциал рассеяния моделировался дельта-функцией $Z\delta(x)$. Было показано, что разность скоростей

Ферми для N и S частей приводит только к перенормировке потенциала, учитывая это, можно положить их равными. Расчет вероятностей процессов A-D по БТК дает [20]

$$a(E) = \begin{cases} 1 - b, & E < \Delta; \\ \frac{(u_0^2 - v_0^2)v_0^2(1+Z^2)}{\gamma^2}, & E > \Delta; \end{cases} \quad (4.1)$$

$$b(E) = \begin{cases} \frac{\Delta^2}{E^2 + (\Delta^2 - E^2)(1+Z^2)}, & E < \Delta; \\ \frac{u_0^2 v_0^2}{\gamma^2}, & E > \Delta; \end{cases} \quad (4.2)$$

$$c(E) = \begin{cases} 0, & E < \Delta; \\ \frac{(u_0^2 - v_0^2)u_0^2(1+Z^2)}{\gamma^2}, & E > \Delta; \end{cases} \quad (4.3)$$

$$d(E) = \begin{cases} 0, & E < \Delta; \\ \frac{(u_0^2 - v_0^2)v_0^2 Z^2}{\gamma^2}, & E > \Delta; \end{cases} \quad (4.4)$$

где введены обозначения Δ – сверхпроводящая щель, $u_0^2 = \frac{1}{2}(1 + \frac{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}{E})$, $v_0^2 = 1 - u_0^2$, $\gamma = u_0^2 + (u_0^2 - v_0^2)Z^2$.

Из формул (4.1)-(4.4) видно, что в отсутствие рассеяния $Z = 0$ (Андреевская аппроксимация), $b = 1$ внутри щели, то есть всегда имеет место Андреевский процесс. С ростом потенциала рассеяния увеличивается вероятность отразить электрон обратно в нормальный металл. По формуле Ландауэра можно получить выражение для тока [21]

$$I = \frac{2e^2}{h} \int_0^{eV} dE(1 - a + b), \quad (4.5)$$

тогда кондактанс определяется выражением

$$G_{NS}(V) = \frac{dI}{dV} = \frac{2e^2}{h}(1 - a(eV) + b(eV)). \quad (4.6)$$

С учетом (4.1), (4.2)

$$G_{NS}(eV \gg \Delta) \rightarrow G_N = \frac{2e^2}{h} \frac{1}{1 + Z^2}, \quad (4.7)$$

$$R_N = G_N^{-1} = \frac{h}{2e^2}(1 + Z^2). \quad (4.8)$$

R_N называют нормальным сопротивлением. Оно пропорционально $(1 + Z^2)$, то есть характеризует рассеяние на интерфейсе в модели БТК.

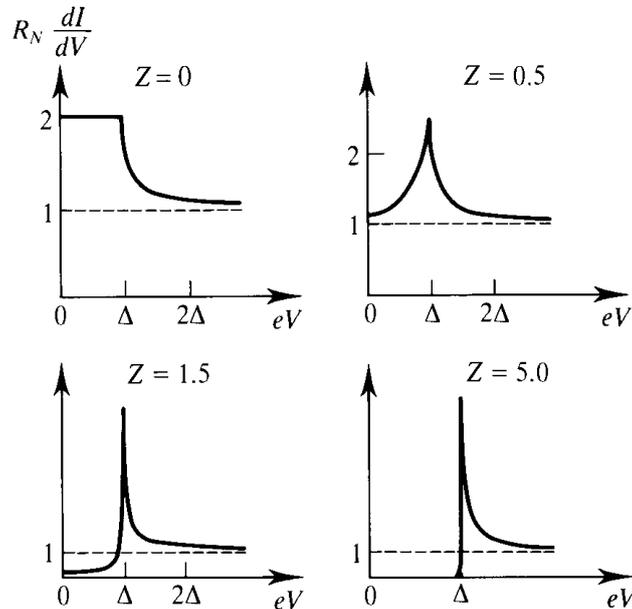


Рисунок 4.2. $R_N dI/dV(V)$ по формуле (4.6) для различных потенциалов рассеяния $Z\delta$.

В пространственно ограниченных соединениях кривые кондактанса $dI/dV(V)$ могут сопровождаться осцилляциями Томаша [24] и МакМиллана-Ровелла [25] при ограниченных S и N частях соответственно. Томашовские осцилляции возникают в S части благодаря интерференции между налетающей дырочной частью электроно-подобного возбуждения и отраженным дырочно-подобным возбуждением (см. рисунок 4.3 (a)). Интерференция возникает при энергиях квазичастиц

$$V_n = \sqrt{\Delta^2 + (nhv_F/2d_S)^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.9)$$

Резонансы МакМиллана-Ровелла возникают в ограниченной N части. В отличие от резонансов Томаша, где смешанный характер квазичастиц разрешает интерференцию между электроно- и дырочно-подобными возбуждениями, в N части электрон не может интерферировать с дыркой. Дырка отражается от границы и снова испытывает Андреевское отражение, после чего отраженный электрон уже может интерферировать с падающим (см. рисунок 4.3 (b)). В этом случае пики осцилляций по напряжению задаются

$$V_n = V_0 + nhv_F/4d_N, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.10)$$

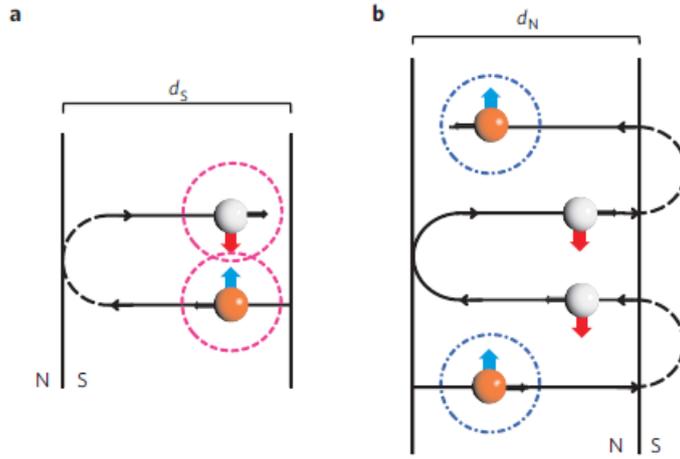


Рисунок 4.3. а) Резонансы Томаша. б) Резонансы МакМиллана-Ровелла. Из статьи [26].

Рассмотрим теперь, следуя [22], транспорт вдоль поверхности топологического изолятора, находящегося в контакте со сверхпроводником. В топологической поверхности возникает наведенная щель Δ . Будем рассматривать случай размера сверхпроводника много больше длины когерентности $L \gg \xi$. Это эквивалентно протяженной NSN структуре для транспорта вдоль поверхности. Пусть электрон с энергией $eV < \Delta$ движется по топологической поверхности. Он не может туннелировать через длинный сверхпроводник, так как глубина проникновения Боголюбовских квазичастиц устанавливается величиной длины когерентности ξ . Таким образом, процессы (C) и (D) запрещены. Отражение электрона (A) меняет направление движения, но сохраняет направление спина, что запрещено сохранением геликоидальности. Поэтому, даже при наличии беспорядка или потенциала рассеяния на границе, Андреевский процесс (B) происходит с единичной вероятностью. Отметим, что такая ситуация очень нетипична для Андреевского отражения в обычном металле, где беспорядок значительно уменьшает вероятность процесса. Для надщелевых энергий электрона $eV \gtrsim \Delta$ Боголюбовские квазичастицы испытывают резонансы типа Томашовских при значениях энергии

$$\hbar\epsilon_n = \sqrt{\Delta^2 + (hv_F n/2L)^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4.11)$$

Глава 5

Экспериментальные результаты

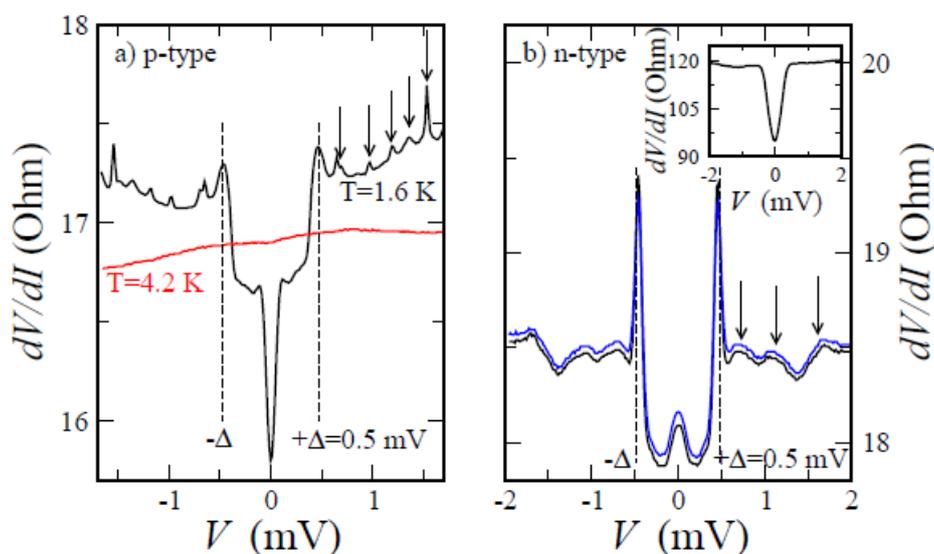


Рисунок 5.1. Примеры кривых $dV/dI(V)$ контактов $Bi_2Te_3 - In$ с p- (a) и n-типами (b) объемных носителей заряда. Красная кривая - линейная ВАХ при $T = 4.2$ К $> T_c$. Две кривые в части (b) получены для одного и того же измеряемого контакта с переменной токового и потенциального контактов. На вставке в правом верхнем углу изображена высокоомная кривая.

На рисунке 5.1 представлены примеры кривых $dV/dI(V)$ для контактов $Bi_2Te_3 - In$ различных образцов. Все кривые при низкой $T = 1.6$ К характеризуются широким провалом в центре, равном $\Delta_{In} = 0.5$ meV. Дифференциальное сопротивление dV/dI внутри щели $|eV| < \Delta_{In}$ уменьшается, что согласуется с БТК-теорией для слабого рассеяния.

Дифференциальное сопротивление, измеренное по трехточечной технике, содержит добавку от сопротивления объема образца. Если это сопротивление мало по сравнению с сопротивлением интерфейса контакта, то можно считать, что кривые $dV/dI(V)$ характеризуют только исследуемый контакт. Выполнение этого условия проверено экспериментально, о чем свидетельствуют две кривые на рисунке 5.1 (b), полученные перестановкой токового и потенциального контактов.

Кроме особенностей, характеризующих Андреевский транспорт, на низкоомных контактах мы наблюдали осцилляции dV/dI при напряжении больше сверхпроводящей щели и низкой температуре $T = 1.6$ К. Осцилляции симметричны относительно $V = 0$ и периодичны. Из рисунка 5.2 (a) видно, что период осцилляций ΔV зависит от выбора образца и контакта, но не от цикла охлаждения (т. е. не меняется при переохлаждении). Для $\Delta V = 0.59$ mV $> \Delta_{In}$ осцилляции начинаются с $N = 1$. Для меньших $\Delta V = 0.39$ mV, $\Delta V = 0.23$ mV $< \Delta_{In}$ они начинаются соответственно с $N = 2$, $N = 3$. На высокоомных

кривых (вставка на рисунке 5.1 (b)) осцилляции не наблюдались.

Наличие осцилляций на низкоомных контактах сопровождалось наличием особенности в нуле напряжения (*zero-bias anomaly*), которая выражается пиком или провалом dV/dI . Эта аномалия часто наблюдается в различных NS структурах, но природа ее происхождения до конца не ясна. В данной работе мы не занимались исследованием этой особенности, но важно заметить, что она появляется одновременно с осцилляциями на низкоомных кривых, в то время как на высокоомных она отсутствует.

Рисунок 5.2 (b) показывает температурную зависимость кривых $dV/dI(V)$. Широкий провал исчезает при температуре перехода $T_c = 3.4$ К, как и ожидалось для Андреевского транспорта. Амплитуда осцилляций уменьшается с температурой и они оказываются подавленными при $T > T_c$, то есть они связаны со сверхпроводимостью. Аномалия в нуле напряжения исчезает раньше - между 2.7 и 3 К.

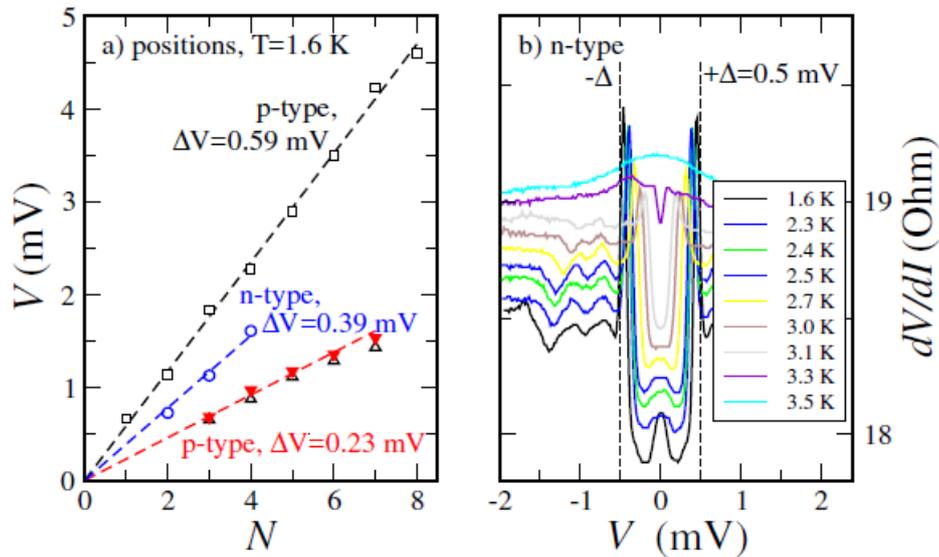


Рисунок 5.2. (a) Позиции осцилляций от их номера. Треугольники и перевернутые треугольники - одинаковый контакт $Bi_2Te_3 - In$ и разные циклы охлаждения, $\Delta V = 0.23$ meV; квадраты - другой контакт к образцу р-типа, $\Delta V = 0.59$ meV; круги - контакт к образцу н-типа, $\Delta V = 0.39$ meV. (b) Температурная зависимость $dV/dI(V)$ для контакта к образцу н-типа.

Глава 6

Обсуждение

Осциллирующее поведение подразумевает наличие резонансов.

Покажем, что резонансы Томаша [24] не подходят для объяснения наших экспериментальных результатов. Контакты из сверхпроводящего In имеют приблизительно одинаковое качество и геометрические размеры. Все сопротивление контакта заложено в N части, так как $R_{In} = 0$ при $T < T_c$. Поэтому, в случае резонансов Томаша, увеличение сопротивления на интерфейсе не должно было бы отразиться на осциллирующем поведении кривых $dV/dI(V)$. Но мы не наблюдали осцилляций на высокоомных кривых, что является качественным аргументом против резонансов в S части соединения.

Вариант с резонансами Томаша при транспорте вдоль топологического поверхностного состояния также оказывается неподходящим. Сделаем количественную оценку области с индуцированной сверхпроводимостью в топологическом поверхностном состоянии. Из данных ARPES находим, что на поверхности Bi_2Te_3 $v_F \approx 4.8 \times 10^7$ cm/s. Из (4.11) оценим $L \approx \hbar v_F / 2e\Delta V$. Для минимального из периодов $\Delta V = 0.23$ mV максимальный характерный размер $L \approx 4\mu\text{m}$. Расхождение с литографическим значением 1 nm слишком велико, чтобы объяснить его геометрическими факторами или неоднородным транспортом вдоль поверхности. Кроме того, транспорт вдоль топологического состояния не подавляется рассеянием, поэтому отсутствие осцилляций при больших сопротивлениях контакта тоже является аргументом против такой интерпретации.

В случае резонансов МакМиллана-Ровелла в нормальной части соединения количественная оценка толщины пленки Bi_2Te_3 по формуле (4.10) дает $2L \approx 4\mu\text{m}$ для минимального $\Delta V = 0.23$ mV и $2L \approx 1.6\mu\text{m}$ для максимального периода $\Delta V = 0.59$ mV. Эти числа хорошо согласуются с оценками толщины пленок Bi_2Te_3 .

Резонансы МакМиллана-Ровелла могут наблюдаться только при $T < T_c$, что подтверждается температурной зависимостью на рисунке 5.2 (b). Осцилляции с периодами меньшими сверхпроводящей щели $\Delta V = 0.39$ mV и $\Delta V = 0.23$ mV начинаются с номеров 2 и 3 соответственно. Резонансы МакМиллана-Ровелла могут существовать и внутри щели (в отличие от Томашовских), но, вероятно, не видны из-за сильного провала в dV/dI . Транспорт нельзя считать строго одномерным, так как частицы могут налетать на интерфейс под разными углами. Поэтому вместо узких резонансных пиков может наблюдаться уширенная модуляция как на рисунке 5.1 (b).

Таким образом, осциллирующее поведение dV/dI при $|eV| > \Delta$ может быть интерпретировано как геометрические резонансы МакМиллана-Ровелла в тонкой пленке Bi_2Te_3 , и оно не связано с топологическими эффектами.

Следует отметить, что топологически защищенное поверхностное состояние все же присутствует в образцах. Куперовские пары формируются из электронов с противоположными направлениями спинов и импульсов, следовательно, могут быть образованы из геликоидальных фермионов, и Андреевский транспорт из сверхпроводника в поверхностное топологическое состояние разрешен. Более того, рассеяние в топологически защищенной поверхности подавлено, и даже при сильном рассеянии на интерфейсе кривые $dV/dI(V)$ характеризуются

провалом на ширине щели. Это поведение наблюдалось для всех контактов с сопротивлением в диапазоне от нескольких Ом до нескольких кОм. Такой разброс сопротивлений возникает из-за наличия обедненного приповерхностного слоя, на формирование которого во многом влияет беспорядок. При малом сопротивлении обедненного слоя существует два канала для Андреевского транспорта: через поверхностное топологическое и объемное проводящее состояния. При сильном сопротивлении обедненного слоя в объем образца течет только пренебрежимо малый туннельный ток, и поверхностный транспорт доминирует. Это утверждение согласуется с тем, что резонансы МакМиллана-Ровелла отсутствуют на высокоомных кривых.

Заключение

Мы экспериментально исследовали Андреевский транспорт через контакт сверхпроводника In и тонкой пленки трехмерного топологического изолятора Bi_2Te_3 . Наличие Дираковского конуса в поверхностном спектре образцов подтверждено измерениями ARPES. На всех контактах наблюдался провал в дифференциальном сопротивлении. В соединениях с прозрачным $In - Bi_2Te_3$ интерфейсом наблюдались почти периодические осцилляции кондактанса при $|eV| > \Delta$, а также аномалия нулевого напряжения. Оба эффекта исчезают с повышением температуры и отсутствуют на высокоомных контактах. Мы интерпретируем осцилляции кондактанса как геометрические резонансы в объеме пленок Bi_2Te_3 . Транспорт в топологическое поверхностное состояние доминирует при сильном рассеянии, когда объемный Андреевский транспорт оказывается подавлен.

Благодарность

В заключение хочу выразить благодарность моему научному руководителю Э.В. Девятову за руководство и большую помощь в работе и освоении полезных навыков, а также всем сотрудникам ЛКТ ИФТТ РАН за оказанное внимание, полезные советы и обсуждения.

Литература

- [1] M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* 82, 3045 (2010).
- [2] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. Dubonos, I. Grigorieva, A. Firsov, *Science* 306, 666 (2004).
- [3] M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, *Science* 318, 766 (2007).
- [4] G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai et al. , *Phys. Rev. B* 84, 121302(R) (2011).
- [5] Z. Wang, Y. Sun, X.-Q. Chen, C. Franchini, G. Xu, H. Weng, X. Dai, Z. Fang, *Phys. Rev. B* 85, 195320 (2012).
- [6] S.M. Young, S. Zaheer, J.C. Teo, C.L. Kane, E.J. Mele, A.M. Rappe, *Phys. Rev. Lett.* 108, 140405 (2012).
- [7] C. L. Kane and E. J. Mele, *Phys. Rev. Lett.* 95, 146802 (2005).
- [8] H. Zhang, C.-X. Liu, X.-L. Qi, X. Dai, Z. Fang, S.-C. Zhang, *Nature Physics* 5, 438 – 442 (2009).
- [9] arXiv:1001.1590
- [10] A. F. Andreev, *Soviet Physics JETP* 19, 1228 (1964).
- [11] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity* (2d ed., McGrawHill, New York, 1996).
- [12] K. A. Kokh, S.V.Makarenko, V.A. Golyashov, O.A. Shegai, O.E. Tereshchenko, *CrystEngComm.*, 16, 581 (2014).
- [13] C. V. Manzano et al., *Nature, Scientific Reports* 6, 19129 (2016).
- [14] I. E. Tamm, *JETP* 3, 34-43 (1933).
- [15] *Физика низких температур*, 2014, т. 40, № 4, с. 375–388.
- [16] Marco Bianchi, Richard C. Hatch, Jianli Mi, Bo Brummerstedt Iversen, and Philip Hofmann *Phys. Rev. Lett.* 107, 086802 (2011).
- [17] В. А. Волков, В. В. Еналдиев, *ЖЭТФ*, 2016, том 149, вып. 3, стр. 702–716
- [18] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников*, 1977.
- [19] Moore, J. E., 2009, *Nat. Phys.* 5, 378.
- [20] V. Lukic, *Conductance of superconductor-normal metal junction beyond quasiclassical approximation* (1997).
- [21] Fabrizio Dolcini, *Lecture Notes for XXIII Physics GradDays*, 5-9 (2009).
- [22] P. Adroguer, C. Grenier, D. Carpentier, J. Cayssol, P. Degiovanni, and E. Orignac, *Phys. Rev. B* 82, 081303(R), (2010).
- [23] A.D.K. Finck, C. Kurter, Y.S. Hor, D.J. Van Harlingen, *Phys. Rev. X* 4, 041022 (2014).
- [24] W. J. Tomasch, *Phys. Rev. Lett.* 16, 16 (1966).
- [25] J. M. Rowell, W. L. McMillan, *Phys. Rev. Lett.* 16, 453 (1966).
- [26] C. Visani et al., *Nature Physics* 8, 539-543 (2012).