Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования Московский физико-технический институт Факультет общей и прикладной физики Кафедра физики твердого тела

Петруша Станислав Владимирович

Флуктуации тока в квазиодномерных электронных проводниках

Выпускная квалификационная работа на соискание степени магистра

научный руководитель кандидат физико-математических наук, Храпай Вадим Сергеевич

Черноголовка, 2016

Содержание

| 1 | Введение | | 2 |
|----------|--|--|----------|
| | 1.1 | Спектральная плотность шума | 2 |
| | 1.2 | Токовый шум и шум напряжения | 2 |
| | 1.3 | Дробовой шум | 3 |
| | 1.4 | Двумерные электронные системы | 4 |
| 2 | Пос | становка задачи | 5 |
| 3 | Методика измерений | | |
| | 3.1 | Методика получения низких температур | 7 |
| | 3.2 | Измерение дробового шума | 8 |
| 4 | Дробовой шум в квантовом точечном контакте | | 12 |
| | 4.1 | Исследование проводимости квантового точечного контакта | 12 |
| | 4.2 | Влияние температуры на дробовой шум точечного контакта | 13 |
| | 4.3 | Дробовой шум точечного контакта в глубоком обеднении | 14 |
| | 4.4 | Исследование дробового шума в окрестности "0.7" аномалии | 15 |
| 5 | Дробовой шум в краевых каналах двумерного топологического изо- | | |
| | лят | opa | 17 |
| | 5.1 | Транспортные измерения | 20 |
| | 5.2 | Измерения дробового шума | 23 |
| | | 5.2.1 Квантовые ямы шириной 8 нм | 23 |
| | | 5.2.2 Квантовые ямы шириной 14 нм | 25 |
| | | 5.2.3 Краевые каналы в p-n переходах | 26 |
| | 5.3 | Транспортные измерения и измерения шума в магнитном поле | 27 |
| | 5.4 | Обсуждение результатов | 28 |
| 6 | Зак | лючение | 30 |

1 Введение

1.1 Спектральная плотность шума

Важным для исследования случайного процесса x(t) является определение спектральной плотности случайного процесса [1]:

$$S_x(f) = \lim_{T \to \infty} \frac{2}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} [x(t) - \overline{x}] e^{i2\pi f t} dt \right|^2$$
(1)

Где \overline{x} - среднее значение функции x(t), описывающей случайный процесс.

Практическое измерение спектральной плотности шума производится по следующей методике: подавая электрический сигнал, снятый с исследуемого образца, на узкополосный фильтр с центральной частотой f и шириной Δf , измеряем среднеквадратичное значение величины отклика фильтра $\overline{y(t, f)^2}$. Таким образом оценивается спектральная плотность мощности шума на частоте f. Перестраивая частоту узкополосного фильтра с шагом равным его полосе пропускания, получим серию измерений, описывающих распределение спектральной плотности шума образца:

$$S_x(f) = \overline{y(t,f)^2} / \Delta f \tag{2}$$

Важнейшей характеристикой проводника является токовый шум - флуктуации протекающего через него электрического тока. Применительно к токовому шуму в твердых телах:

$$S_{I}(f) = \lim_{T \to \infty} \frac{2}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} \Delta I(t) e^{i2\pi f t} dt \right|^{2}.$$
 (3)

Здесь $\Delta I(t)$ - ток, протекающий через образец за вычетом постоянной составляющей. Если проводник с сопротивлением R находится в равновесии, наблюдается только тепловой шум Джонсона-Найквиста [1]. При проведении измерения по описанной выше методике с помощью амперметра с нулевым сопротивлением справедливо следующее выражение для спектральной плотности токового шума [1]:

$$S_I(f) = \frac{4k_BT}{R} \frac{hf/k_BT}{\exp[hf/k_BT] - 1}$$

$$\tag{4}$$

Для случая частот, много меньших, чем $k_B T/h$ эту величину можно считать независящей от частоты и равной:

$$S_I(f) = \frac{4k_B T}{R} \tag{5}$$

1.2 Токовый шум и шум напряжения

Вышесказанное справедливо только для случая, когда образец нагружен на внешнюю цепь с нулевым сопротивлением. В случае, когда измерение производится с помощью

вольтметра с бесконечным сопротивлением, ток через образец фиксирован (и в данном случае равен нулю) и флуктуировать будет напряжение. Для теплового шума напряжения в таком случае справедливо выражение [1]:

$$S_V = 4k_B T R \tag{6}$$

Также для определения спектральных плотностей шума используются формулы для тепловых флуктуаций произвольных линейных цепей с известным импедансом [1]:

$$S_I = 4k_B T Re(Z^{-1}(f)), \ S_V = 4k_B T Re(Z(f))$$
 (7)

Как видно из выражений (7) токовый шум, и шум напряжения могут быть зависимыми от частоты из-за характеристик элементов цепи.

В общем случае, образец, являющийся источником токового шума S, может быть нагружен на цепь с произвольным сопротивлением R_{ext} . Тогда для флуктуаций тока в цепи можно получить следующие соотношения [2]:

$$S_I = \frac{S}{(1 + R_{ext}/R)^2}, \ S_V = \frac{S}{(1/R + 1/R_{ext})^2}$$
(8)

Величина S_I или S_V в таком случае не выступает характеристикой образца и зависят от параметров внешней цепи.

1.3 Дробовой шум

При протекании через образец электрического тока, термодинамическое равновесие нарушается и формулы (5-8) перестают быть справедливыми: шум возрастает. Добавка к токовому шуму, обусловленная дискретностью заряда носителей, также как тепловой шум, имеющая постоянную спектральную плотность, называется дробовым шумом. Шоттки, исследуя шум в вакуумной лампе, получил значение спектральной плотности для Пуассоновского шума [2]:

$$S_I = 2e|I| \tag{9}$$

В общем случае, при малости тепловых флуктуаций по сравнению с дробовым шумом $k_BT \ll eV$ выполняется соотношение:

$$S_I = 2eF|I|,\tag{10}$$

где число F, называемое фактором Фано, показывает отношение наблюдаемого шума к Пуассоновскому значению. В большинстве случаев электронного шума 0 < F < 1, что связано с корреляцией движения электронов, подчиняющихся статистике Ферми, приводящей к уменьшению значения спектральной плотности шума по сравнению со случаем независимого испускания электронов в вакуумной лампе.

Фано фактор известен для многих систем: для диффузионного проводника он равен 1/3, для туннельного барьера - 1, для одноканального проводника с прозрачностью Т F = 1 - T [2].

Следует отметить, что для макроскопических (достаточно длинных) образцов дробовой шум не наблюдается. Такое явление связано с наличием некоторой длины l_E , за пределами которой дробовой шум разных участков образца является независимым случайным процессом. При размере образца $L \gg l_E$, дробовой шум разных участков образца усредняется и становится близким к 0.

Если условие $k_BT \ll eV$ не выполняется, спектральная плотность токового шума не равна 2eF|I| из-за влияния теплового размытия на дробовой шум при малых V. При увеличении тока наблюдается плавный переход между тепловым шумом и наклоном 2eF|I|. Широкое применение получило следующее выражение, для токового шума в случае нелинейного режима проводимости, описывающее переход между тепловым и дробовым шумом [3—7]:

$$S_I = 4k_B T / R_{diff} + 2F(e|I|coth(|eV|/(2k_B T)) - 2k_B T I/V),$$
(11)

где $R_{diff}=dV/dI$ - дифференциальное сопротивление образца.

1.4 Двумерные электронные системы

Критерий понижения размерности в электронных системах связан со влиянием геометрического ограничения области движения электронов на их волновые функции [8]. Энергия таких электронов:

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m} + \varepsilon_{\perp}(i), \ i = 1, 2, \dots$$
(12)

Здесь $k_{||}$ - импульс электрона в плоскости, где его движение не ограничено геометрией системы. $\varepsilon_{\perp}(i)$ - энергия, соответствующая уровню размерного квантования i, на котором находится носитель. В тонкой пленке, или квантовой яме $k_{||}^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Для того, чтобы система имела пониженную размерность, требуется, чтобы все электроны находились на первом, самом нижнем, уровне размерного квантования. В случае вырожденной энергии системы это накладывает ограничение:

$$\varepsilon_F < \varepsilon_\perp (i=2) - \varepsilon_\perp (i=1) \propto b^{-2}$$
(13)

где *b* - размер ограниченного измерения системы (для квантовой ямы - ширина ямы).

2 Постановка задачи

Данная работа посвящена экспериментальным исследованиям флуктуаций тока в системах пониженной размерности - квазиодномерных электронных проводниках. Повышенный интерес к подобным системам наблюдается в физике твердого тела в настоящее время.

Рассматриваются два класса систем, обе из которых реализуются в двумерном электронном газе в квантовых ямах.

 Квантовый точечный контакт (Quantum point contact, QPC) представляет собой квазиодномерную баллистическую систему (размер контакта меньше длины свободного пробега электрона), формируемую в двумерном электронном газе высокой подвижности электростатически (при помощи двух затворов). При размере контакта, близком к масштабу электронной волновой функции, в линейной проводимости наблюдаются плато в зависимости от затворного напряжения, кратные кванту 2e²/h [9].

Несмотря на сравнительную изученность подобных систем, остается неясным механизм формирования "0.7" аномалии, представляющей собой плато на уровне около $0.7e^2/h$ (для различных контактов положение может изменяться [7]). Предполагается, что данное плато вызвано наличием спинового расщепления из-за обменного взаимодействия при слабом заполнении уровней [4].

Обычно для точечного контакта наблюдается отсутствие шума на плато, где все имеющиеся каналы проводимости полностью открыты. Интерес представляет исследование дробового шума в окрестности "0.7" аномалии - существуют свидетельства, что на 0.7-плато шум спадает, но не исчезает полностью [4; 6; 7].

2. Интерес к HgTe/CdHgTe квантовым ямам связан с предсказанием в них краевой проводимости с весьма необычными свойствами [10; 11]. Для таких систем ожидается наличие краевых состояний с линейным спектром и связью между направлением импульса электрона и его спином. Это явление называют топологической защитой, а квантовую яму HgTe/CdHgTe - двумерным топологическим изолятором. Топологическая защита, в случае отсутствия возможности переворота спина, приводит к запрету рассеяния назад.

Из-за этого для краев топологического изолятора должно наблюдаться сопротивление равное кванту h/e^2 . Эксперименты подтвердили наличие краевой проводимости, но такое сопротивление наблюдалось только для очень коротких краев ≤ 1 мкм [12]. Для более длинных краев сопротивление существенно выше [13—15]. Это может указывать на наличие в системе неизвестного механизма рассеяния, способного эффективно переворачивать спин носителей. Согласно другому сценарию, краевая проводимость может быть вообще не связана с топологической защитой, и быть вызвана плавностью профиля края ямы, или электростатическим загибом зон [3].

Исследование дробового шума в краях топологического изолятора способно дать ответ на вопрос о наличии одноканальной проводимости в крае топологического

изолятора или о механизме рассеяния электронов, разрушающем топологическую защиту.

3 Методика измерений

В данном разделе описываются основные экспериментальные методики, использованные при проведении измерений, включенных в работу. Описывается методики получения низких температур и измерения токового шума.

3.1 Методика получения низких температур

Для получения температур ниже 1К использовался метод откачки паров жидкого ${}^{3}He$. Принцип работы системы, основанной на откачке ${}^{3}He$ следующий (рис. 1).

Вставка с рабочим объемом помещается в криостат, наполненный жидким гелием-4. Помимо полости для жидкого гелия криостат имеет радиационный экран. Экран находится в вакуумной рубашке, отделяющей гелиевую полость от внешней среды. Радиационный экран охлаждается жидким азотом и предназначен для уменьшения интенсивности нагрева гелиевой полости за счет теплового излучения.

Внутри вставки находится герметичный объем для гелия-3. Одноградусная камера, на которой монтируются образец и первый каскад усилительного тракта образует сердцевину вставки, и сверху имеет герметизируемые отверстия для заливки и откачки жидкого гелия-4. К рабочему объему посредством гибкого сильфона подключен сорбционный насос и баллон для хранения гелия-3.

Для получения температуры 4.2 К предварительно откачанная от атмосферного воздуха вставка помещается в криостат и заполняется гелием-3 из баллона,

выступающим в качестве теплообменного газа.

Температура может быть понижена, если одноградусную камеру заполнить жидким гелием-4 и откачать его пары через предусмотренное отверстие. Предельно достижимой в таком случае была $T \approx 1.6$ К.

При такой температуре также происходит практически полная конденсация гелия-3 в рабочем объеме за счет падения давления насыщенных паров. Образец оказывается полностью погружен в жидкий гелий-3. Для дальнейшего понижения температуры, сорбционный насос охлаждается жидким гелием-4 до 4.2 К, при этом угольный наполнитель начинает эффективно адсорбировать газ из рабочего объема, понижая давление



Рис. 1: Схема устройства криостата на откачке паров жидкого ³*He*, использованного в данной работе. Положение образца отмечено зеленой точкой.

и вызывая испарение сжиженного гелия-3 с понижением его температуры. Предельной достижимой в использованной установке была температура ≈ 0.5 K. Максимальное время работы в пределах цикла конденсации-откачки при данной температуре составляло около 14 часов.

Конструкция криостата также позволяла вводить в рабочую камеру магнитное поле до 12 Т с использованием сверхпроводящего соленоида, находящегося в полости для жидкого гелия-4. Вставка была рассчитана таким образом, чтобы образец попадал в область максимума магнитного поля.

3.2 Измерение дробового шума

Под измерением дробового шума в данной работе подразумевается измерение спектральной плотности токового шума (3). Для этого флуктуации напряжения, возникающие при нагрузке образца на сопротивление (в работе использовалось $R_{10k} = 10$ кОм), должны быть измерены в ограниченном диапазоне частот и поделены на ширину этого диапазона. Рассматриваемые сигналы крайне малы: при температуре 0.5 К спектральная плотность флуктуаций напряжения на образце сопротивлением 10 кОм составляют $2.8 \cdot 10^{-19} \text{ B}^2/\Gamma$ ц. Если такой образец нагрузить на повторитель (усилитель с коэффициентом усиления по напряжению 1, большим входным сопротивлением и согласованным выходным 50 Ом), полученный сигнал, при условии полосы измерения равной 1МГц, будет иметь уровень –112 дБм. Такие сигналы с использованием современного оборудования сложно измерить непосредственно.

Для измерения дробового шума использовалась стандартная схема резонансного усиления, также применяющаяся в других работах [4; 7; 16—18]. Образец соединяется параллельно с сопротивлением 10кОм, служащим нагрузкой для высокочастотного шума, возникающего в образце (рис. 2).

Соединение измерительного контакта образца со схемой усилителя производится посредством коаксиального кабеля, имеющего существенную для используемых измерительных частот емкость (~ 20 пф). Непосредственно на усилителе параллельно входу за емкостной развязкой устанавливалась катушка индуктивности, намотанная вручную из сверхпроводящего провода, индуктивность которой подбиралась для установки рабочей частоты (несколько мкГн). Сверхпроводящий материал был выбран для устранения резистивных потерь в катушке.

Параметры катушки индуктивности, емкостей кабеля и образца определяют резонансную частоту контура, которая подбирается в диапазоне 10-20 МГц. Выбор этого диапазона частот определяется следующими причинами. Дробовой и тепловой шумы сами по себе обладают спектральной плотностью, практически не зависящей от частоты вплоть до высоких частот $f \sim k_B T/h$. Однако при значительно меньших частотах существенное влияние начинают оказывать эффекты, связанные с распределенными параметрами измерительных цепей, структуры образца (как в работе [19]). А при частотах ниже 1 МГц измерения затруднены из-за вклада шума вида 1/f, возникающего в усилительном каскаде и снижающего точность.

Для задания тока через образец использовался контакт, подключенный к нагрузочному сопротивлению 10 кОм. Другие контакты образца могут заземляться или раззем-



Рис. 2: Схема измерения флуктуаций электрического тока. Емкость соединительного коаксиального кабеля 20 пФ и сверхпроводящая катушка образуют резонансный контур в цепи усиления. Резистор 10 кОм используется в качестве нагрузки образца на частоте измерения шума, и для задания постоянного тока через образец.

ляться в зависимости от необходимой схемы задания постоянного тока.

Параллельно к образцу также подключен калибровочный транзистор. В качестве него выступает полевой транзистор с индуцированным каналом ATF-55143. Без подачи напряжения на затвор сопротивление транзистора превышает 10 МОм и не оказывает влияния на схему. Подача положительного напряжения позволяет отпереть транзистор до ~ 40 Ом (при температуре ≤ 4.2 K).

Выход низкотемпературного усилителя с коэффициентом усиления $\approx 0-6$ дБ с помощью длинного коаксиального кабеля с волновым сопротивлением 50 Ом выводится из рабочей камеры вставки. При комнатной температуре размещается индуктивная нагрузка, используемая для задания тока транзистора усилителя. Высокочастотный сигнал подается последовательно на три усилителя с коэффициентом усиления 25 дБ каждый, полосовой фильтр, низкочастотный фильтр и далее на диодный детектор мощности. Даже в случае отсутствия усиления в первом каскаде, он выполняет функцию согласования образца с измерительной цепью.



Рис. 3: Передаточная характеристика (по мощности) использованного пассивного полосового фильтра.

Важно отметить, что нет необходимости точно знать коэффициенты усиления всех

усилителей каскада. Проводимые измерения токового шума являются первичными: дробовой шум измеряется в сравнении с тепловым, спектральная плотность которого известна при известном сопротивлении. Это дает возможность производить процедуру калибровки (описана ниже) и определять все неизвестные параметры усилительной цепи.

Полосовой фильтр нужен для удаления всех участков спектра, не несущих в себе полезный шумовой сигнал (рис. 3). Частота максимума выбиралась такой, чтобы соответствовать резонансной частоте низкотемпературной цепи. При измерениях использовались: самодельный пассивный фильтр и активный фильтр (с усилением и возможностью перестройки частоты). НЧ-фильтр устанавливается для отсечки высокочастотных участков спектра, где качество фильтрации полосовых фильтров оказывалось недостаточным.

Рассмотрим процесс усиления теплового шума описанной схемой. Низкотемпературный усилитель на основе полевого транзистора усиливает входное напряжение. Флуктуации напряжения, вызванные тепловым шумом для цепи образец + катушка + кабель выражается формулой (7):

$$S_V(f) = 4k_B T R e(Z(f)) = 4k_B T R \frac{1}{1 + R_{||}^2 Z_{LC}^{-2}} = 4k_B T / R_{||} \frac{1}{R_{||}^{-2} + Z_{LC}^{-2}},$$
 (14)

где $Z_{LC} = abs(2\pi fCi - \frac{i}{2\pi fL})$. $R_{||}$ - активное сопротивление трех параллельных элементов (образца, 10 кОм нагрузки и калибровочного транзистора). Учитывая суммарный коэффициент усиления G цепочки усилителей (не зависит от частоты в рабочем диапазоне) и коэффициент передачи фильтров $Tr^{filter}(f)$, выходной сигнал должен выражаться формулой:

$$P_{det} = \int S_V(f) G \times Tr^{filter}(f) / (50 \text{ Om}) df + P_0, \qquad (15)$$

где P_0 - фоновый шум усилителя (константа, не зависящая от $R_{||}$). 50 Ом - входное сопротивление использованного детектора мощности. Переписывая выражение получаем:

$$P_{det} = 4k_B T/R_{||} \int \frac{G \times Tr^{filter}(f)}{R_{||}^{-2} + Z_{LC}^{-2}} / (50 \text{ Om})df + P_0,$$
(16)

Помимо теплового шума, усиливается также токовый шум усилителя S_I^{amp} , предположительно связанный с туннелированием электронов через затвор полевого транзистора:

$$P_{det} = (4k_BT/R_{||} + S_I^{amp}) \int \frac{GTr^{filter}(f)}{R_{||}^{-2} + Z_{LC}^{-2}} / (50 \text{ Om})df + P_0 = P_0 + (4k_BT/R_{||} + S_I^{amp})G(R_{||})$$
(17)

Последнее преобразование записано с введением зависящего от параллельного активного сопротивления коэффициента усиления токового шума $G(R_{||})$ с размерностью

Ом × Гц. Данное выражение служит основой для процедуры калибровки, которая использовалась при измерениях для определения неизвестных параметров усилительной цепи.

Частота резонансного контура определялась с помощью измерения выходного сигнала низкотемпературного усилителя анализатором спектра.

Для калибровки с помощью полевого транзистора изменялось параллельное сопротивление в цепи образца, при этом измерялся выходной сигнал на диодном детекторе мощности (рис. 4 вверху, синие точки). Полученные точки аппроксимировались методом наименьших квадратов для получения коэффициента усиления, токового шума и мощности фонового шума (зеленая линия, значения параметров в желтой рамке). Данную процедуру необходимо было повторять при каждом охлаждении образца в связи с дрейфом характеристик низкотемпературного усилителя.

При пропускании тока через образец и возникновении дробового шума, добавочный токовый шум S_I^{sample} входит в сигнал, усиливаемый низкотемпературным усилителем вместо токового шума $4k_BT/R_{sample}$:



Рис. 4: Вверху: калибровочная кривая и ее аппроксимация МНК. Внизу: коэффициент усиления токового шума как функция полного активного сопротивления измеряемой цепи.

$$P_{det} = P_0 + (4k_B T / R_{10k} + S_I^{sample} + S_I^{amp})G(R_{||})$$
(18)

Таким образом:

$$S_I^{sample} = (P_{det} - P_0)/G(R) - S_I^{amp} - 4k_B T/R_{10k}$$
(19)

4 Дробовой шум в квантовом точечном контакте

Образец (рис. 5) представляет собой две затворных иглы, расположенных с зазором 600 нм на участке двумерного электронного газа из GaAs-гетероструктуры с электронной концентрацией $n = 0.9 \times 10^{11}$ см⁻² и подвижностью $\mu = 4 \times 10^{6}$ см²/(B·c) при температуре T = 4.2 К (данные взяты из работы [17], где данный образец использовался для изучения нелинейного транспорта и влияния ее взаимодействия на квантовый точечный контакт).

Оба затвора были подсоединены к одной контактной площадке, поэтому не было возможности управлять ими раздельно и менять таким образом профиль потенциала в контакте.



Рис. 5: Изображение квантового точечного контакта, использованного для измерений в данной работе

Сопротивление отпертого образа, подключенного по двухточечной схеме при 0.5 К составляло 160 Ом.

4.1 Исследование проводимости квантового точечного контакта

Для получения кондактанса точечного контакта в зависимости от затворного напряжения (рис. 6) использовалась схема измерения с конвертором на основе операционного усилителя. Исследуемый образец имел явно выраженное уплощение в зависимости проводимости от затворного напряжения V_g , расположенное на уровне $0.6e^2/h$.

Выделяются плато 1 и 2, плато с большими номерами сильно размыты, что связано с высокой температурой, при которой производилось измерение.



Рис. 6: Измеренная проводимость квантового точечного контакта как функция затворного напряжения при T = 0.6 К

4.2 Влияние температуры на дробовой шум точечного контакта

Важным эффектом, который наблюдался при изучении точечных контактов является сверхпуассоновский шум, наблюдаемый при глубоком обеднении точечного контакта [6]. В данном разделе приводится обоснование физической возможности превышения фактора Фано над единицей. Для случая дробового шума при конечной (ненулевой) температуре общая зависимость шума от сдвигающего тока имеет две причины:

- 1. Собственно дробовой шум, обусловленный характером движения носителей в образце и током через образец.
- 2. Изменение теплового шума, связанное с нелинейной зависимостью сопротивления образца от приложенного напряжения.

При конечной температуре принципиально разделить эти два вклада, не обладая информацией о конкретном характере движения носителей в образце невозможно. Поэтому качественное измерение фактора Фано возможно только при очень низких температурах, когда для всего диапазона токов (2) много меньше (1). Однако при температуре 0.5 K, данный вклад оказывается существенным.

Обычно для токового шума используется следующая формула [2], полученная в приближении постоянных коэффициентов пропускания от энергии на масштабах k_BT и eV:

$$S_I = \frac{2e^2}{h} \left[2k_B T \sum_i Tr_i + eV \coth \frac{eV}{2k_B T} \sum_i Tr_i (1 - Tr_i) \right]$$
(20)

Базовое соотношение для флуктуаций тока в двухтерминальном проводнике выглядит следующим образом:

$$S_I = \frac{2e^2}{h} \int d\varepsilon \left\{ \left(f_L (1 - f_L) + f_R (1 - f_R) \right) \sum_i Tr_i(\varepsilon) + (f_L - f_R)^2 \sum_i Tr_i(\varepsilon) (1 - Tr_i(\varepsilon)) \right\}$$
(21)

здесь $f_L(\varepsilon)$ и $f_R(\varepsilon)$ - функции распределения на левом и правом контактах образца, а $Tr_i(\varepsilon)$ - зависящие от энергии носителя коэффициенты пропускания каналов проводимости.

Для случая зависящих от энергии коэффициентов можно получить формулу:

$$S_I = \frac{2e^2}{h} \int (f_L(1 - f_L) + f_R(1 - f_R)) \sum_i Tr_i^2(\varepsilon)d\varepsilon + 2eI < F > \coth\frac{eV}{2kT}$$
(22)

вводя средний фактор Фано:

$$\langle F \rangle = \frac{\int F(\varepsilon) \frac{dI}{d\varepsilon} d\varepsilon}{\int dI} = \frac{\int \frac{\sum_{i} Tr_{i}(\varepsilon)(1 - Tr_{i}(\varepsilon))}{\sum_{i} Tr_{i}(\varepsilon)} \frac{e}{h} (f_{L} - f_{R}) \sum_{i} Tr_{i}(\varepsilon) d\varepsilon}{\int \frac{e}{h} (f_{L} - f_{R}) \sum_{i} Tr_{i}(\varepsilon) d\varepsilon}$$
(23)

Согласно выражению (23) < F > представляет собой усреднение зависящего от энергии Фано-фактора по токам, переносимым носителями с такой энергией.

Для точечного контакта в глубоком обеднении предполагаем двухканальный режим проводимости (для разных проекций спина могут реализовываться разные коэффициенты пропускания, например). Предполагается, что в сильном обеднении для этих каналов могут быть разные коэффициенты прохождения. Считая для левой части, что имеет значение только коэффициент прохождения вблизи уровня Ферми, получаем, что спектральная плотность шума задается следующей формулой:

$$S = \frac{e^2}{h} 2k_B T (Tr_1^2 + Tr_2^2) + 2e < F > I \coth \frac{eV}{2k_B T},$$
(24)

где коэффициенты пропускания зависят от приложенного напряжения V. Интерес в этой формуле представляет первое слагаемое. При приложении к образцу напряжения, и изменении коэффициентов пропускания каналов в спектральной плотности шума появится добавка, не связанная с коэффициентом Фано. При этом дифференциальный кондактанс образца также будет изменяться:

$$G_{diff} = \frac{e^2}{h} (Tr_1 + Tr_2)$$
(25)

Для точечного контакта наблюдается снижение дифференциального сопротивления при увеличении сдвигающего напряжения. Поэтому слагаемое с коэффициентами прохождения будет приводить к большему наклону зависимости шума от тока.

4.3 Дробовой шум точечного контакта в глубоком обеднении

Так как для точечного контакта в обеднении фактор Фано оказался порядка 1.2 (см. рис. 7), потребовалась обработка данных по формуле (24) для определения фактора Фано без добавки, связанной с изменением коэффициентов прохождения.

Определение поправки для двухканального случая осложнено тем, что неизвестны коэффициенты прохождения для каналов. Поэтому поправка оценивалась для двух предельных случаев:

- Один из каналов обладает намного большим коэффициентом прохождения, чем другой.
- Каналы обладают примерно одинаковыми коэффициентами прохождения.



Рис. 7: Дробовой шум квантового точечного контакта в глубоком обеднении ($V_g = -2.17$ V, R = 2 MO_M) T = 0.6 K

В первом случае меньшим коэффициентом прохождения полностью пренебрегалось, во втором оба коэффициента считались одинаковыми. Несложно показать, что для первого случая поправка будет в два раза больше, чем для второго.

Приближение сильно различных коэффициентов прохождения оказалось более подходящим: для сильно запертого образца в этом случае Фано при максимальном обеднении получился близок к единице (рис. 7). На рисунке красные точки соответствуют экспериментальным данным, измеренным для обедненного точечного контакта ($R \approx 2$ МОм). Синяя линия - теоретические значения токового шума, построенные по формуле (11) с фактором Фано F = 1.2 (наилучший результат по МНК). Черная линия теоретические значение по формуле с коррекцией (24) и фактором Фано F=1.

4.4 Исследование дробового шума в окрестности "0.7" аномалии

Измерение показало, что в окрестности "0.7" аномалии на плато шум спадает по сравнению с окружающими точками по затворному напряжению, но остается отличным от нуля.

Для изучения шума также было произведено измерение при трех значениях напряжения сдвига со сканированием по напряжению затвора. Результаты измерения приведены на рис. 8 слева. Заметно, что на точках, соответствующих первому и второму плато, шумовые кривые для разных напряжений на точечном контакте пересекаются, что соответствует близкому к 0 фактору Фано. На плато "0.7" аномалии также наблюдается снижение шума, но не такое сильное, как на целочисленных плато.



Рис. 8: Слева: токовый шум при фиксированном напряжении смещения на образце (V = 0 мB, 0.3 мB и 0.5 мB), справа: оценка фактора Фано по наклону в окрестности точки V = 0.3 мB (синие точки) и дифференциальная проводимость квантового точечного контакта в линейном режиме (красная) и при напряжении V = 0.3 мB (зеленая кривая).

На рис. 8 справа синими точками построена оценка фактора Фано (шкала слева), полученная из определения наклона зависимости дробового шума от тока при сдвиге V = 0.3 мВ. Следует отметить что при напряжениях $V_g < -2.16$ В данная оценка неточна ввиду малости пропускаемого через образец тока и, как следствие, шумового сигнала. Красной кривой построен кондактанс в линейном отклике при соответствующих затворных напряжениях, а зеленой - дифференциальный кондактанс при приложении напряжения V = 0.3 мВ на образец (шкала справа). Имеется смещение положений плато на зеленой кривой, относительно красной.

Наблюдается значительное снижение значения фактора Фано в области "0.7" аномалии, однако шум остается ненулевым, что свидетельствует о наличии рассеяния как минимум в одном из каналов проводимости на плато аномалии. Данный результат соответствует другим наблюдениям шума в окрестности "0.7" аномалии квантового точечного контакта [4; 6; 7].

5 Дробовой шум в краевых каналах двумерного топологического изолятора

Топологическими изоляторами называют материалы, обладающие диэлектрическим объемом и проводящими поверхностными электронными состояниями со связанными направлением скорости электрона и его спином [11]. Для носителей в таких каналах проводимости рассеяние назад всегда требует переворота спина. Если процесса способного перевернуть спин нет, рассеяние назад запрещено. Это явление называют топологической защитой.

Поверхностная проводимость может наблюдаться и в тривиальных изоляторах и быть обусловлена, например, электростатическим загибом зон. Принципиальное отличие топологических изоляторов в особых свойствах их краевых состояний, определяемых исключительно симметрией кристаллической структуры и наличием спинорбитального взаимодействия. Исходя из теории, такие состояния должны присутствовать независимо от структуры края или наличия на нем неоднородного электрического потенциала.

Теллурид ртути (*HgTe*) - материал с сильным спин-орбитальным взаимодействием. Зона проводимости в нем образована состояниями, получающимися из орбиталей с **p** симметрией, а валентная зона - с **s** [11]. Такое их расположение называется инвертированной зонной структурой.



Рис. 9: Энергии подзон в $HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ квантовой яме в зависимости от ее ширины *а*. Жирные и штрихованные линии соответствуют ориентациям [001] и [013] соответственно. Тонкие синие линии - результат гибризизации е и h1 подзон при ориентации [013] в нулевом магнитном поле. Расчетный результат из работы [20]. Инверсный порядок зон в узких квантовых ямах образуется подзонами е (электронной) и h0 (тяжелых дырок).

Материал HgTe является бесщелевым полуметаллом - объемным проводником [21]. Но если заключить тонкий слой HgTe между двумя слоями кадмий-ртуть-теллура $Cd_xHg_{1-x}Te$ (материала с прямой зонной структурой: **s** уровни расположены выше по энергии, чем **p** [21]), получится квантовая яма, в которой зона проводимости и валентная зона будут разбиты на подзоны размерного квантования . "Объемная" (в двумерном объеме) проводимость в такой яме происходит за счет двумерных носителей (двумерный электронный газ). На границе квантовой ямы, перпендикулярной ее плоскости, было теоретически предсказано присутствие пары топологически защищенных геликоидальных состояний, образующих одномерные каналы проводимости [22].

Данное утверждение справедливо только для квантовых ям с шириной *a* больше критической $a_c \approx 6.3$ нм. Для ям с меньшей шириной инверсный порядок зон внутри ямы не наблюдается, как и топологически защищенные краевые состояния. На рис. 9 представлена зависимость энергий подзон в квантовой яме HgTe от *a*. Видно, что при $a = a_c$ подзона **e**, образованная из зон проводимости и легких дырок, пересекается с **h0** (зона тяжелых дырок) и щель между ними отсутствует. Если же $a < a_c$, наблюдается прямой порядок зон и квантовая яма является "тривиальным" изолятором.

При $a > a_c$ наблюдается инвертированная зонная структура и между подзонами е и h0 располагаются краевые состояния. Максимальная ширина щели для ориентации [013] (использовалась в данной работе) наблюдается при пересечении подзон е с h1 и равна $\Delta \approx 30$ мэВ. Данная точка соответствует ширине ямы $a_{max} \approx 8$ нм. При дальнейшем увеличении ширины ямы щель находится между h0 и h1. Энергетический спектр для двух случаев $a > a_{max}$ и $a < a_{max}$ приведен на рис. 10.

Верхней границей размера ям для наблюдения краевых состояний является $a \approx 18$ нм [13].



Рис. 10: Электронный спектр в квантовой яме $HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te$ с шириной 7.5 нм $< a_{max}$ и 8.5 нм $> a_{max}$. Пунктирными линиями отмечен спектр топологически защищенных краевых состояний. График из работы [20].

Структуры с большим размером являются полуметаллами, и могут быть приведены в состояние трехмерного топологического изолятора с помощью внешнего упругого напряжения [23; 24]. Для квантовых ям с шириной более 11 нм расчет как в [20] невозможен. Для ям ширины 14 нм, также исследованных в этой работе, предполагается, что щель имеет размер 3 мэВ [13].

При приведении объема такой структуры в диэлектрическое состояние, например с помощью электростатического смещения уровня Ферми в щель (где отсутствуют уровни подзон размерного квантования), проводимость в системе будет осуществляться только с помощью краевых состояний.

Исходя из предсказанной одноканальной проводимости и отсутствия рассеяния назад, для такой системы значение сопротивления одного края должно совпадать с квантом h/e^2 . Экспериментальное наблюдение такого сопротивления было представлено в статье [12].

Наличие в таких системах краевых состояний подтверждено непосредственными транспортными измерениями нелокального отклика (напряжения на потенциальных контактах вдали от токовых, см. раздел 5.1) [25] и магнитного поля в области предполагаемого протекания тока [26]. Также имеется свидетельство обнаружения когерентности спиновой поляризации тока в краевом канале на макроскопических расстояниях [27].

Однако явление топологической защиты, когда электроны в краевом канале не рассеиваются назад, не наблюдается в транспортных измерениях для краевых каналов длиной уже в несколько микрометров [14; 15; 25]. При этом сопротивление длинных краев линейно растет с увеличением длины края [28] и может многократно превышать значение кванта сопротивления.

Данный факт может свидетельствовать о наличии в системе механизма, способного переворачивать спин электрона и таким образом приводящего к рассеянию электронов в системе. Эксперименты с магнитным полем в плоскости квантовой ямы [29] показали что только в поле B > 5 Т механизм рассеяния блокируется. Рассматриваются различные механизмы, способные переворачивать спин электрона [30—32], однако транспортные измерения не в состоянии дать подтверждение какого-либо из них.

Другое объяснение предполагает квазиодномерную многоканальную проводимость краев [3] и отсутствие в них предсказанных топологически защищенных состояний. Такая проводимость может быть результатом электростатического загиба зон, либо плавности профиля края ямы.



Рис. 11: Исследованные в данной работе геометрии образцов HgTe/CdHgTe квантовых ям. Сверху вниз: яма 8 нм с тремя затворами, яма 14 нм с длинными краями, яма 14 нм с короткими краями и двумя затворами. Синим на центральном изображении отмечена область формирования pn перехода (подробнее см. в тексте, раздел 5.2.3)

В поддержку этой интерпретации можно привести экспериментальные исследования других систем с теоретически предсказанными свойствами двумерного топологического изолятора - квантовых ям InAs/GaSb. Так же, как и в HgTe, в таких структурах была обнаружена краевая проводимость с сопротивлением края, близким к кванту для коротких краев [33—35]. Однако краевая проводимость была обнаружена и в режиме, когда материал согласно расчетам является тривиальным изолятором [36]. Это предположительно свидетельствует о реализации одного из вышеуказанных сценариев появления краевой проводимости в тривиальном изоляторе.

Исследования дробового шума в двумерных топологических изоляторах в режиме краевой проводимости потенциально способны дать ответ на вопрос о неизвестном механизме рассеяния, разрушающем механизм топологической защиты и о наличии топологически защищенных состояний. Подобные исследования уже проводились для высокорезистивных краев топологического изолятора с шириной ямы 8нм [3]. Для такого случая ожидается дробовой шум с фактором Фано F = (1 - Tr), где Tr - коэффициент пропускания канала, в то время как сопротивление $R = \frac{h}{e^2} \frac{1}{Tr}$. Таким образом для канала с сильным рассеиванием (сопротивлением много больше кванта) ожидается $Tr \ll 1$ и как следствие $F \approx 1$. В работе же [3] при сопротивлении $R > 10\frac{h}{e^2}$ наблюдались значения 0.1 < F < 0.3 при измерении разных образцов и изменении затворных напряжений.

Отдельно следует отметить недавнюю работу с теоретическим описанием влияния механизмов рассеяния с участием объемных состояний на дробовой шум в краевых каналах [37]. В данной работе рассматриваются механизмы взаимодействия электронных состояний в краевых каналах с проводящими островками в обедненном объеме квантовой ямы в двух случаях - одиночного островка, связанного с краевым каналом и большого количества островков, с возможностью туннелирования из краевых каналов. Для каждого из данных механизмов рассматривались случаи с присутствуем или отсутствием энергетической релаксации для электронов, попавших в островок. В зависимости от параметров времени переворота спина и связи краевых состояний с проводящими островками в объеме, предсказаны значения 0 < F < 1/3. Описанные механизмы энергетической релаксации могут сменять друг друга при изменении длины края.

Рассматриваемые в данной дипломной работе образцы предоставляют собой квантовые ямы HgTe/CdHgTe шириной 8 нм с ориентацией [013] и 14 нм с ориентацией [112]. Образцы обладали геометрией типа холловского моста (рис. 11). Различные длины краев позволяли исследовать дробовой шум при различном сопротивлении края. Образцы были любезно предоставлены группой из Института физики полупроводников в Новосибирске и описаны в статьях [13; 29].

5.1 Транспортные измерения

Для проверки наличия в образцах краевого транспорта были произведены транспортные измерения локального и нелокального сопротивления в линейном режиме по четырехточечной схеме.

При локальном измерении ток пропускался через задающее сопротивление и образец, причем для измерения напряжения были использованы контакты образца, находящиеся между токовыми. При нелокальном измерении для измерения напряжения использовались контакты, удаленные от токовых. Для такой схемы измерения при объемном механизме проводимости, сигнал должен экспоненциально затухать в зависимости от расстояния между областью протекания тока и потенциальными контактами. При краевой проводимости, такой сигнал должен наблюдаться вне зависимости от расстояния между потенциальными и токовыми контактами, и соответствовать схеме соединения краев (рис. 12).



Рис. 12: Локальное и нелокальное линейные сопротивления, измеренные по схеме, указанной на вставке в яме шириной 14 нм



Рис. 13: Влияние температуры на нелокальный сигнал в 14 нм топологическом изоляторе

Локальное и нелокальное сопротивления измерялись в зависимости от напряжения на затворе образца, при этом за счет примесного легирования у всех образцов наблюдалась электронная проводимость при отсутствии затворного напряжения. При помещении уровня Ферми в щель между уровнями размерного квантования наблюдается рост объемного сопротивления. Далее при прохождении щели и попадании в дырочную область объемное сопротивление снова уменьшается. При затворных напряжениях в окрестности максимума локального сигнала, наблюдается также и нелокальный сигнал на отдаленных потенциальных контактах образца. Последовательное измерение нелокального сигнала на всех возможных парах контактов, при различных схемах пропускания тока показало хорошее соответствие с моделью краевой проводимости в системе. Подобные зависимости наблюдались для всех рассматриваемых в данной работе образцов.

Измерения повторялись для разных температур. В квантовой яме с шириной 8нм размер объемной щели ≈ 30 мэВ и нелокальный сигнал практически не меняется с измерением температуры от 4.2K до 0.5K. В яме 14нм щель примерно в 10 раз меньше, и заметно значительное ослабление нелокального сигнала при повышении температуры. Разница между 2.8 К и 4.2 К оказывалась сильнее для потенциальных контактов, расположенных дальше от токовых (рис. 13). Данное наблюдение свидетельствует в пользу присутствия вклада объемной проводимости в измеряемое в ямах шириной 14нм сопротивление. В ямах 8нм существенного влияния температуры на нелокальное сопротивление не наблюдалось.

При этом температурная зависимость локального сопротивления оказалось слабой (рис. 14), для изменения температуры образца в указанных выше пределах, сопротивление изменялось примерно в 2 раза. Важно, что наблюдаемая зависимость является немонотонной, что предположительно связано с неоднородностью образца и изменением распределения токов по краям при изменении температуры. Из (рис. 14) можно сделать вывод, что эффект от неоднородности образца сопоставим с температурной зависимостью проводимости края. Локальное сопротивления для длинных краев с большим сопротивлением изменялось в зависимости от длины практически линейно, что соответствует наблюдениям в работе [28].

Также была произведена проверка линейности нелокального сигнала в зависи-



Рис. 14: Влияние температуры на локальный сигнал в 8 нм топологическом изоляторе



Рис. 15: Зависимость нелокального сигнала в зависимости от пропускаемого тока в 14 нм топологическом изоляторе при температуре 0.5 К. Локальные сопротивления в линейном отклике, соответствующие краям на которых измерялись синяя и зеленая кривые, соответственно, 128 кОм и 72 кОм.

мости от тока, пропускаемого через край. Было обнаружено, что в 14 нм ямах при температуре 0.5 K, уже при напряжении 2 мВ существенная нелинейность сигнала на удаленных потенциальных контактах (рис. 15 синяя и зеленая кривые практически выходят на плато при I > 20 нА) что свидетельствует об протекании части тока через объем квантовой ямы. Из-за этого, для 14 нм квантовых ям измерения краевой проводимости при больших токах невозможны. В 8 нм квантовых ямах такой нелинейности не наблюдалось.

В измерениях двухточечного сопротивления при дырочной проводимости в затворной области наблюдалась добавка, связанная с формированием p-n переходов на границе областей с дырочной и электронной проводимостью.

5.2 Измерения дробового шума

Измерения дробового шума производились по описанной выше схеме резонансного усиления (раздел 3.2). Для обработки сигнала требовалось учитывать, что на частоте измерения емкости на свободных контактах шунтируют сигнал. Для этого, измерение калибровочных кривых теплового шума и сопротивления производились при соединении всех неиспользуемых при измерении дробового шума контактов с общей землей.

Положение источников шума известно только для двух случаев: образец отперт и преобладает проводимость двумерного объема (одинаково шумят все участки образца включая контакты) и режим краевого транспорта в окрестности точки нейтральности (ток течет по краям).

Измерения производились при температурах 0.5K, 2.8K и 4.2K, значения которых поддерживались стабильными с помощью использованных установок откачки паров жидкого ³He.

5.2.1 Квантовые ямы шириной 8 нм

На рис. 16 изображены результаты, полученные для разных образцов 8 нм квантовой ямы. Важными являются следующие наблюдения. Для всех трех краев фактор Фано оказался малым - значительно меньше чем 1 - Tr, ожидаемого для одномерной проводимости. Такой результат соответствует данным в [3].

При измерениях наблюдалось различие фактора Фано в пределах от 0.1 до 0.18, в том числе для одного края при различных затворных напряжениях (рис. 17) и при переохлаждении образца (зеленая кривая на рис. 16 и оранжевая на рис. 17).

Необычным фактом является наблю-



Рис. 16: Дробовой шум для разных краев и образцов 8 нм топологического изолятора

даемая линейность зависимости дробового шума от пропускаемого тока. При токах 100 нА падение напряжения на краях образца было ~ 30 мВ. Такая энергия электрона близка к размеру щели и много больше k_BT . Обычно такие напряжения вызывают

в мезоскопических системах перегрев электронной подсистемы, который приводит к отклонению шума от линейной зависимости [38].

Если шумовой сигнал практически полностью обусловлен перегревом электронной подсистемы, спектральная плотность мощности токового шума может быть переведена в электронную температуру с использованием соотношения $S_I = 4k_B T_N \frac{1}{R_{diff}}$. С помощью такого анализа можно, например, исследовать неизвестные механизмы теплоотдачи [39].

Данные дробового шума, перестроенные в зависимость электронной температуры от мощности, выделяемой в образца построены на рис. 19. На левом рисунке представлены данные для различных температур ванны (задающей фононную температуру образца и температуру электронов в массивных контактах за пределами области разогрева). Данные представлены для температур 0.6, 1.7 и 4.2 К (синие, зеленые и красные точки соответственно). Красные точки для самой высокотемпературной не лежат на одной линии в двойной логарифмической шкале, что объясняется влиянием температуры окружения на большинство процессов

Из-за наличия нелинейности в дифференциальном сопротивлении краевых каналов (рис. 18) исследуемых образцов, полученная зависимость мощности, не квадратичная, как ожидалось бы для линейной зависимости спектральной плотности токового шума при линейной ВАХ. Коэффициент $\alpha \approx 2.5$. Кривые подгонки представлены на рис. 19 тонкими черными линиями.

Существует два механизма тепловой релаксации электронной подсистемы в твердом теле: за счет электронфононного взаимодействия и посредством диффузии горячих носителей в контакты. Полученная зависимость со степенью 2.5 может являться следствием наличия механизма теплоотдачи фо-



Рис. 17: Дробовой шум для края 8 нм топологического изолятора при изменении затворного напряжения.

теплоотдачи. С учетом этого факта процессы теплоотдачи обычно описывают выражением $P \propto T^{\alpha} - T_0^{\alpha}$.



Рис. 18: Дифференциальное сопротивление 8 нм топологического изолятора в режиме краевой проводимости, разные цвета соответствуют разным образцам (рис. 16).

нонам с показателем степени, близким к 3 (как для пьезоэлектрических фононов),

в совокупности с электронной диффузией. Наличие диффузии в контакты понижает температуру около них относительно температуры для только фононной теплоотдачи, что приводит к замедлению роста средней температуры по образцу при увеличении мощности. Электронная диффузия, подчиняющаяся закону Видемана-Франца дает α = 2 при отсутствии других механизмов теплоотдачи.



Рис. 19: Слева - токовый шум, перестроенный в электронную температуру для разных базовых температур, справа - то же самое для разных затворных напряжений и температуры 0.5 К

Другим объяснением такого закона могло бы служить отсутствие теплоотдачи электронов фононам (что и ожидалось бы для топологически защищенной системы) и теплоотдача исключительно посредством упругой диффузии, но с нарушение закона Видемана-Франца (Обычная упругая диффузия приводит к универсальному значению 1/3 для Фано фактора в проводнике [40]). Однако оценки показывают малую вероятность такой гипотезы вследствие того, что требуется слишком сильное отклонение от закона Видемана-Франца.

5.2.2 Квантовые ямы шириной 14 нм

Для 14 нм квантовых ям рассматривались группы образцов: образцы с короткими краями (рис. 11 нижний) и с длинными (рис. 11 средний). Все образцы были изготовлены из одной пластины с ориентацией [112].

Для коротких краев наблюдалась проводимость, близкая по значению к кванту $\frac{h}{e^2}$ (как в [13], где описаны транспортные измерения на этих образцах). Для краев 5, 8 и 32 мкм наблюдалось большое сопротивление, практически линейно растущее с длиной.

Дробовой шум для края с близким к кванту сопротивлением представлен на рис. 20 слева красными точками. Аппроксимация формулой 11 (синяя кривая) построена для F = 1/3. Такой фактор Фано близок к универсальному значению для диффузионных проводников [40—42]. При этом для топологически защищенных краевых каналов в случае сопротивления, равного кванту, ожидалось бы отсутствие дробового шума.

При рассмотрении длинных краев с большим сопротивлением, полученные значения фактора Фано приблизительно соответствовали полученным для 8нм квантовых



Рис. 20: Слева - токовый шум, в 14 нм квантовой яме на коротком краю (≈ 1.5 мкм) базовых температур, справа - токовый шум в зависимости от тока через образец для длинного края (синий) и p-n перехода (зеленый)

ям (20 справа, синие точки). При этом важно отметить, что несмотря на наблюдаемую нелинейность нелокального сигнала, дифференциальное сопротивление таких краев слабо зависело от тока, а зависимость спектральной плотности токового шума от тока была линейной в широком диапазоне токов и не имела особенностей, связанных с увеличением вклада объема. Возможно это связано с тем, что утечка тока в объем квантовой ямы становилась существенна на расстояниях, больших длин исследованных краев.

5.2.3 Краевые каналы в p-n переходах

Отдельный интерес представляет состояние, реализующееся при приведении затворной области образца в режим дырочной проводимости. При высокой концентрации носителей (дырок) под затвором, перенос заряда будет осуществляться через объем квантовой ямы. На границе же затвора должен возникнуть p-n переход с областью обеднения и достаточно высоким сопротивлением.



Рис. 21: (а) Подавление осцилляций магнитосопротивления p-n перехода в магнитном поле при повышении температуры образца. (б) Осцилляции двух разных p-n переходов.

Однако наблюдаемая добавка к сопротивлению за счет p-n перехода оказывается невелика. Транспортные измерения в таком режиме уже производились и описаны в статье [43]. В нашем случае, измерения удалось произвести только для 14нм квантовых ям в силу плохой дырочной проводимости у 8нм образцов. Измеренное сопротивление для всех контактов оказалось порядка $\frac{h}{2e^2}$, и предполагается, что это связано с образованием двух коротких краевых каналов, соединенных параллельно с p-n переходом. То что в отдельных случаях сопротивление оказывалось несколько меньше половины кванта может объясняться наличием параллельного сопротивления p-n перехода.

Исследование дробового шума в этом режиме представляет интерес, так как каналы, образующиеся в p-n переходе, могут быть короче чем другие исследованные края. Измеренные значения сопротивления также соответствуют наличию двух каналов со слабым, либо вообще отсутствующим рассеянием.

Измерения шума показали Фано фактор (рис. 20 справа, зеленые точки), совпадающий со случаем для коротких литографических краев. На рисунке подписан F, полученный подгонкой с помощью формулы (11). Следует отметить, что Фано фактор для двух одинаковых параллельно соединенных каналов должен совпадать со случаем одного канала: токовый шум складывается для параллельных проводников так же, как и ток.

5.3 Транспортные измерения и измерения шума в магнитном поле

Слабое перпендикулярное магнитное поле, приложенное к p-n переходу, не влияет на специфику рассеяния носителей в канале, однако может вызывать набег фазы Ааронова-Бома, и при наличии нескольких возможных траекторий приводить в эффектам слабой локализации (антилокализации) в зависимости от наличия/отсутствия переворота спина или от величины спин-орбитального взаимодействия при движении по альтернативной траектории [8].

Эти измерения были произведены на квантовых ямах 14нм. Результаты измерения показаны на рисунке 21. При приложении полей до 600мТ наблюдались осцилляции сопротивления p-n перехода и минимумом в нуле магнитного поля. Ос-



Рис. 22: Токовый шум p-n перехода в двумерном топологическом изоляторе при нулевом поле (зеленые точки), в первом максимуме сопротивления по полю (синие точки) и минимуме (красные).

цилляции наблюдались не на всех контактах, однако на тех, где они наблюдались, их положение было примерно одинаковым и не изменялось при повторном охлаждении образца. Увеличение температуры образца подавляло осцилляции. Для всех контактов в окрестности нуля поля наблюдалась слабая антилокализация.

Были произведены измерения дробового шума при значениях поля, соответствующих минимумам и максимумам сопротивления. Исходя из небольшого отклонения кондактанса p-n перехода от значения для 2 каналов с h/e^2 каждый, возможной предполагается ситуация, когда один из каналов полностью прозрачен для носителей, в то время как во втором присутствует слабое рассеяние. Тогда изменение сопротивления в магнитном поле должно быть сопряжено с изменением прозрачности для канала с беспорядком, и вызывать соответственное спадание или увеличение шумового сигнала (фактора Фано). Однако, измерения фактора Фано (рис. 22) не удалось связать таким образом с изменением сопротивления. На графике рис. 22 построены точки для трех измерений шума в минимуме нуля поля (зеленые точки), первом максимуме (синие точки) и минимуме (красные точки). Зависимость дифференциального сопротивления образца изображена зеленой кривой на рис. 21 справа. Для всех трех точек фактор Фано был близок к 0.3 с незначительными отклонениями.

5.4 Обсуждение результатов

Исследования дробового шума в краевых каналах двумерных топологических изоляторов показали, что наблюдаемый шум не соответствует предположению об одноканальном баллистическом механизме переноса заряда в системе. Для краев, которые по сопротивлению близки к кванту сопротивления, наблюдается значение, близкое у универсальному F = 1/3 для диффузионных проводников. Этот не соответствует оценкам для баллистического одноканального транспорта: для прозрачного канала с $Tr \rightarrow 1$ шум должен отсутствовать ($F \rightarrow 0$).

На рис. 23 построены значения фактора Фано для разных образцов, исследованных в этой работе, в зависимости от кондактанса края. Для p-n переходов была взята половина кондактанса перехода (средний кондактанс каналов). Две пунк-



Рис. 23: Обобщение полученных результатов для фактора Фано в различных системах: шестиугольники - 8 nm квантовые ямы, кресты - 14 nm ямы, ромбы - p-n переходы. Разные цвета соответствуют различным образцам.

тирные линии соответствуют теоретическим моделям для диффузионного проводника (горизонтальная) и баллистического одноканального (наклонная). Положение точек не соответствует ни одному из этих режимов.

Интересен тот факт, что во всех экспериментах кондактанс края $\sigma \leq e^2/h$. Либо это случайность, либо результат весьма необычен: при проводимости одноканальной баллистической системы наблюдается дробовой шум, соответствующий $F \approx 1/3$.

Возможной представляется реализация одного из механизмов, описанных в [37].

Предлагаемые в этой статье механизмы предполагают возможные факторы Фано 0 < F < 1/3 для различных вариантов взаимодействия носителей с проводящими островками в двумерном объеме ямы. Однако ни один из них не предполагает наличия шума с F = 0.3 для сопротивления края $R \approx h/e^2$. По данным рис. 23 можно предположить для фактора Фано монотонное падение от $F \approx 0.3$ до $F \approx 0.1$ при увеличении сопротивления. Такое поведение характерно для диффузионных проводов в случае присутствия неупругих процессов [40; 44].

Неизвестна также причина необычной линейности зависимости спектральной плотности токового шума в широком диапазоне напряжений. Такая зависимость может свидетельствовать о присутствии в краевых каналах теплоотдачи в фононную подсистему.

Для дальнейшего изучения процессов рассеяния в краевых каналах двумерного топологического изолятора важно исследование образцов с различной длиной (и сопротивлением) краевых каналов.

6 Заключение

Результаты данной работы состоят в следующем:

- 1. Были произведены измерения дробового шума в квантовом точечном контакте в окрестности "0.7" аномалии, подтвердившие наличие в системе рассеяния на плато аномалии. Исследование сверхпуассоновского шума в обеднении точечного контакта показали, что превышение дробового шума согласуется с зависящей от энергии прозрачностью каналов в случае сильно различающихся прозрачностей для спин-расщепленных каналов. Это не соответствует существующим подходам к описанию данной системы, где считается, что спиновое вырождение восстанавливается в сильном обеднении [4; 7].
- Был измерен дробовой шум в топологическом изоляторе 8 нм в широком интервале токов. Полученные данные свидетельствуют об отсутствии нелинейности вследствие перегрева электронной подсистемы. Это может свидетельствовать о наличии механизма энергетической релаксации за счет электрон-фононного взаимодействия P ∝ T^α, где α ≈ 2.5 ÷ 3.
- 3. Измерен дробовой шум для 14 нм квантовых ям двумерных топологических изоляторов HgTe/CdHgTe. Для образцов с сопротивлением близким к h/e² получен фактор Фано около 0.3. Такой же результат получен для дробового шума p-n перехода на границе затворной области топологического изолятора, где предположительно образуется пара коротких краевых каналов с сопротивлением, близким к кванту. Полученное значение фактора Фано не соответствует одноканальному баллистическому транспорту и близко у универсальному значению для диффузионных проводников F = 1/3 [40]. Для образцов с большим сопротивлением краев результат повторял наблюдения в 8 нм образцах.

Благодарности

Выражается благодарность всем сотрудникам Лаборатории Электронной Кинетики за дружелюбную атмосферу и все условия для проведения научной работы. Я особо благодарен моему научному руководителю Храпаю В.С., сделавшему возможным проведение данного исследования и оказавшему всеобъемлющую поддержку на всех его этапах. Хочется выразить благодарность Тихонову Е.С. за помощь в проведении измерений и объяснение методик измерения. Неоценим вклад Шовкуна Д.В., обсуждения с которым помогли мне понять суть физических явлений в исследованных системах. Также хочется отметить Бердюгина А.И., чья помощь в проведении экспериментов проявлялась на разных этапах выполнения данной работы.

Список литературы

- 1. *Коган Ш.* Электронный шум и флуктуации в твердых телах. Москва, Физматлит, 2009.
- 2. Blanter Y. M., Buttiker M. Shot noise in mesoscopic conductors // Physics Reports-Review Section of Physics Letters. - 2000. - T. 336, № 1-2. - C. 1-166.
- 3. Shot noise of the edge transport in the inverted band HgTe quantum wells / E. S. Tikhonov [и др.] // Jetp Letters. 2015. Т. 101, № 10. С. 708—713.
- 4. Shot-noise signatures of 0.7 structure and spin in a quantum point contact / L. DiCarlo [и др.] // Physical Review Letters. 2006. Т. 97, № 3.
- 5. Shot noise in graphene / L. Dicarlo [и др.] // Phys Rev Lett. 2008. Т. 100, № 15. С. 156801.
- 6. Fano factor reduction on the 0.7 conductance structure of a ballistic one-dimensional wire / P. Roche [и др.] // Physical Review Letters. 2004. Т. 93, № 11.
- 7. Conductance anomaly and Fano factor reduction in quantum point contacts / S. Nakamura [и др.] // Physical Review B. 2009. Т. 79, № 20.
- 8. Гантмахер В. Электроны в неупорядоченных средах. Москва, Физматлит, 2005.
- 9. Quantized conductance of magnetoelectric subbands in ballistic point contacts / B. J. van Wees [и др.] // Phys. Rev. B. 1988. Авг. Т. 38, вып. 5. С. 3625—3627.
- Qi X.-L., Zhang S.-C. Topological insulators and superconductors // Reviews of Modern Physics. - 2011. - T. 83, № 4. - C. 1057-1110.
- Hasan M. Z., Kane C. L. Colloquium: Topological insulators // Reviews of Modern Physics. - 2010. - T. 82, № 4. - C. 3045-3067.
- 12. Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells / M. Konig [и др.] // Science. 2007. Т. 318, № 5851. С. 766—770.
- Persistence of a Two-Dimensional Topological Insulator State in Wide HgTe Quantum Wells / E. B. Olshanetsky [и др.] // Physical Review Letters. — 2015. — Т. 114, № 12. — С. 126802.
- 14. Nonlocal resistance and its fluctuations in microstructures of band-inverted HgTe/(Hg,Cd)Te quantum wells / G. Grabecki [и др.] // Physical Review B. 2013. T. 88, № 16.
- 15. Transport in disordered two-dimensional topological insulators / G. M. Gusev [и др.] // Physical Review B. 2011. Т. 84, № 12. С. 5.
- 16. Finite-size effect in shot noise in hopping conduction / E. S. Tikhonov [и др.] // Jetp Letters. 2013. Т. 98, № 2. С. 121—126.
- 17. Nonlinear transport and noise thermometry in quasiclassical ballistic point contacts / E. S. Tikhonov [и др.] // Physical Review B. 2014. T. 90, № 16.
- 18. Radio-frequency scanning tunnelling microscopy / U. Kemiktarak [и др.] // Nature. 2007. Т. 450, № 7166. С. 85—8.

- 19. McKitterick C. B., Prober D. E., Rooks M. J. Electron-phonon cooling in large monolayer graphene devices // Physical Review B. − 2016. − T. 93, № 7.
- Raichev O. E. Effective Hamiltonian, energy spectrum, and phase transition induced by in-plane magnetic field in symmetric HgTe quantum wells // Physical Review B. – 2012. – T. 85, № 4.
- 21. Reflectivities and Electronic Band Structures of CdTe and HgTe / D. J. Chadi [и др.] // Physical Review B. 1972. T. 5, № 8. C. 3058—3064.
- Bernevig B. A., Hughes T. L., Zhang S. C. Quantum spin Hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells // Science. — 2006. — T. 314, № 5806. — C. 1757—1761.
- 23. Quantum Hall Effect from the Topological Surface States of Strained Bulk HgTe / C. Brüne [и др.] // Physical Review Letters. 2011. Т. 106, № 12.
- 24. Transport Properties of a 3D Topological Insulator based on a Strained High-Mobility HgTe Film / D. A. Kozlov [и др.] // Physical Review Letters. — 2014. — Т. 112, № 19.
- 25. Nonlocal Transport in the Quantum Spin Hall State / A. Roth [и др.] // Science. 2009. Т. 325, № 5938. С. 294—297.
- 26. Imaging currents in HgTe quantum wells in the quantum spin Hall regime / K. C. Nowack [и др.] // Nature Materials. 2013. Т. 12, № 9. С. 787—791.
- 27. Evidence on the macroscopic length scale spin coherence for the edge currents in a narrow HgTe quantum well / A. Kononov [и др.] // Jetp Letters. 2015. Т. 101, № 12. С. 814—819.
- 28. Temperature dependence of the resistance of a two-dimensional topological insulator in a HgTe quantum well / G. M. Gusev [и др.] // Physical Review B. 2014. T. 89, № 12.
- 29. Quantum Hall Effect in n-p-n and n-2D Topological Insulator-n Junctions / G. M. Gusev [и др.] // Physical Review Letters. 2013. Т. 110, № 7.
- 30. Resistance of helical edges formed in a semiconductor heterostructure / J. I. Väyrynen [и др.] // Physical Review B. 2014. Т. 90, № 11.
- 31. Aharonov Bohm effect in 2D topological insulator / Z. D. Kvon [и др.] // Solid State Communications. 2015. Т. 205. С. 4—8.
- 32. Spatially Resolved Study of Backscattering in the Quantum Spin Hall State / M. König [идр.] // Physical Review X. 2013. Т. 3, № 2.
- 33. Knez I., Du R. R., Sullivan G. Evidence for helical edge modes in inverted InAs/GaSb quantum wells // Phys Rev Lett. − 2011. − T. 107, № 13. − C. 136603.
- 34. Observation of edge transport in the disordered regime of topologically insulating InAs/GaSb quantum wells / I. Knez [и др.] // Phys Rev Lett. 2014. Т. 112, № 2. С. 026602.
- 35. Single-edge transport in InAs/GaSb quantum spin Hall insulator / F. Couëdo [и др.] // ArXiv e-prints. — 2016. — Июнь. — arXiv: 1606.01710 [cond-mat.mes-hall].

- 36. Edge Transport in the Trivial Phase of InAs/GaSb / F. Nichele [и др.] // ArXiv e-prints. 2015. arXiv: 1511.01728 [cond-mat.mes-hall].
- 37. Aseev P. P., Nagaev K. E. Shot noise in the edge states of 2D topological insulators // ArXiv e-prints. - 2016. - arXiv: 1605.02182 [cond-mat.mes-hall].
- 38. Noise thermometry applied to thermoelectric measurements in InAs nanowires / E. S. Tikhonov [и др.] // ArXiv e-prints. 2016. arXiv: 1602.08851 [cond-mat.mes-hall].
- 39. Supercollision cooling in undoped graphene / A. C. Betz [и др.] // Nature Physics. 2013. Т. 9, № 2. С. 109—112.
- 40. Nagaev K. E. On the Shot Noise in Dirty Metal Contacts // Physics Letters A. -1992. T. 169, N = 1-2. C. 103-107.
- 41. 1/3-shot-noise suppression in diffusive nanowires / М. Henny [и др.] // Physical Review B. 1999. Т. 59, № 4. С. 2871—2880.
- 42. Local noise in a diffusive conductor / E. S. Tikhonov [и др.] // ArXiv e-prints. 2016. arXiv: 1604.07372 [cond-mat.mes-hall].
- 43. Conductance of a lateral p—n junction in two-dimensional HgTe structures with an inverted spectrum: The role of edge states / G. M. Min'kov [и др.] // JETP Letters. 2015. T. 101, № 7. C. 469—473.
- 44. Nagaev K. E. Influence of Electron-Electron Scattering on Shot-Noise in Diffusive Contacts // Physical Review B. − 1995. − T. 52, № 7. − C. 4740−4743.