

На правах рукописи

ТИХОНОВ Евгений Сергеевич

**Исследование дробового шума в низкоразмерных
электронных системах**

01.04.07 - Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Черноголовка, 2016

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институт Физики твердого тела Российской академии наук.

Научный руководитель: **Храпай Вадим Сергеевич**
кандидат физико-математических наук, доцент

Официальные оппоненты: **Горный Игорь Викторович**
доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Шерстобитов Андрей Александрович
кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук

Защита состоится «10» октября 2016 г. в 14:30 на заседании диссертационного совета Д.002.100.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт физики твердого тела Российской академии наук по адресу: 142432, г. Черноголовка, Московская область, ул. Академика Осипьяна, д. 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН и на сайте диссертационного совета по адресу: <http://www.issp.ac.ru/main/dis-council.html>

Автореферат разослан «___» _____ 2016 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.100.01,
доктор физико-математических наук, доцент

Зверев В.Н.

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Изучение физических явлений в мезоскопических структурах не только позволяет отвечать на фундаментальные вопросы природы, но и является актуальным с точки зрения возможных применений таких структур в технологиях недалекого будущего. Системы пониженной размерности особенно интересны, так как предоставляют возможность для наблюдения эффектов, имеющих чисто квантовую природу, в образцах с размерами, хотя и меньше, чем у обычных макроскопических тел, но существенно превышающими атомные.

Измерение кондактанса (усредненной по времени характеристики системы) мезоскопических структур является одним из методов исследования их транспортных свойств [1]. Вслед за прогрессом в технологиях изготовления наноструктур возник значительный интерес и к изучению дробового шума – мгновенных токовых флуктуаций в проводниках, выведенных из состояния теплового равновесия [2]. На микроскопическом уровне причина возникновения такого шума состоит в вероятностной природе квантово-механических процессов прохождения и отражения, что в конечном итоге является следствием дискретности электрического заряда. В макроскопических проводниках дробовой шум не наблюдается главным образом потому, что электрон-фононное рассеяние приводит к усреднению флуктуаций.

При одном и том же среднем токе спектральная плотность дробового шума может существенно отличаться для различных мезоскопических систем. Другими словами, измерение дробового шума дает дополнительную информацию о транспортных свойствах проводника, что отражено в известном высказывании Р. Ландауэра: «Шум есть сигнал» [3].

Например, величина дробового шума связана со статистикой движения носителей тока. В твердых телах корреляции в движении электронов, как правило, приводят к подавлению дробового шума по сравнению с пуассоновским значением для спектральной плотности $S_P = 2eI$, соответствующим нескоррелированному случайному процессу. В частности, шум полностью подавлен для случая полностью открытого канала проводимости, как было показано в экспериментах с квантовыми сужениями [4, 5]. Прохождение электронов через сужение становится пуассоновским процессом лишь в противоположном пределе очень малой прозрачности, что описывается пуассоновским значением для спектральной плотности. В качестве примера для многоканальных систем отметим, что дробовой

шум подавлен до $S_P/3$ в диффузионном проводе [6, 7] и до $S_P/4$ в открытой хаотической полости [8, 9], находясь в согласии с универсальным бимодальным распределением прозрачностей каналов в многоканальных диффузионных проводниках и демонстрируя дифракционные эффекты при рассеянии на примесях, соответственно.

При известной статистике движения квазичастиц измерение дробового шума может использоваться как прямой метод для определения их заряда. Эта идея позволила определить заряд квазичастиц в режиме дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) при помощи измерения токового шума сужения, организованного в образце, находящемся в режиме ДКЭХ [10, 11, 12, 13], а также в режиме транспорта через сверхпроводящий атомный точечный контакт в условиях многократного андреевского отражения [14].

Кроме того, известно, что величина дробового шума может быть более чувствительна к тонким эффектам взаимодействия по сравнению со средним контактом [2, 15, 16]. В частности, изучение токового шума позволяет изучать темп охлаждения электронной системы за счет электрон-фононного рассеяния [17, 18, 19].

Основной целью данной работы являлось исследование дробового шума в различных низкоразмерных электронных системах. Для достижения этой цели были решены следующие **задачи**:

1. Разработана и внедрена методика измерений токового шума в криостате с откачкой паров ^3He .
2. Изучена статистика протекания тока через макроскопический изолятор (длина 5 мкм) на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка.
3. Продемонстрирован вклад процессов электрон-электронного рассеяния в проводимость и токовый шум баллистического точечного контакта на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs в шарвиновском пределе.
4. Проверена когерентность транспорта в квантовых ямах CdHgTe/HgTe/CdHgTe с инвертированной зонной структурой в режиме нелокального краевого транспорта.
5. Реализована оригинальная концепция локального шумового сенсора на основе InAs-нанопроводов.

Научная новизна работы заключается в следующих оригинальных результатах, которые выносятся на защиту:

1. Впервые продемонстрирована пуассоновская статистика движения электронов в двумерном макроскопическом проводнике в режиме изолятора с прыжковой проводимостью. Показано, как происходит переход в режим размерного эффекта в механизме транспорта и в токовом шуме при изменении концентрации носителей тока. Предложена классическая модель, позволяющая объяснить наблюдение пуассоновского шума по аналогии с шумом электронной лампы.

2. Впервые экспериментально показано, что рассеяние встречных электронных пучков в геометрии точечного контакта приводит к увеличению его кондуктанса в нелинейном транспортном режиме и к возникновению избыточного шума поверх эффекта обычного разогрева электронного газа. Подавление линейного с тянущим напряжением уменьшения дифференциального сопротивления и шумовой температуры в небольшом магнитном поле качественно подтверждает происхождение эффекта.

3. Впервые экспериментально исследован токовый шум в HgTe квантовых ямах с инвертированной зонной структурой вблизи точки нейтральности. Результаты измерений в режиме краевого транспорта совместно со слабой температурной зависимостью сопротивления в диапазоне температур 0.5 – 4.2 К находятся в противоречии с концепцией одномерного геликального краевого транспорта в наших образцах.

4. Впервые показано, что зарядовый транспорт в InAs-нанопроводах при температурах 4.2 К и 0.5 К осуществляется посредством упругой диффузии вплоть до энергий квазичастиц масштаба 20 мэВ над уровнем Ферми. Этот результат позволил реализовать на основе InAs-нанопроводов концепцию локального шумового сенсора, отклик которого известным образом связан с локальной функцией распределения в месте контакта такого сенсора с неравновесным проводником.

Достоверность полученных результатов подтверждается их воспроизводимостью на различных образцах и разумным совпадением получаемых результатов с предсказаниями теории в тех случаях, где такое согласие должно заведомо наблюдаться.

Личный вклад соискателя состоял во внедрении методики измерений, выполнении всех измерений, обработке результатов и их интерпретации.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы были доложены на следующих конференциях: Advanced research workshop «Meso–2012» (Черноголовка, июнь 2012), 5-ая Всероссийская конференция молодых ученых «Микро-, нанотехнологии и их применение» (Черноголовка, ноябрь 2012),

55-я научная конференция МФТИ (Черноголовка, ноябрь 2012), Workshop on Interferometry and Interactions in Non-Equilibrium Meso- and Nano- Systems (Триест, Италия, апрель 2013), 15th International Conference on Transport in Interacting Disordered Systems (Барселона, Испания, сентябрь 2013), 9th Advanced Research Workshop NanoPeter 2014 (Санкт-Петербург, июнь 2014), 6-ая Всероссийская конференция молодых ученых «Микро-, нанотехнологии и их применение» имени Ю. В. Дубровского (Черноголовка, ноябрь 2014), XIX Международный симпозиум «Нанофизика и нанoeлектроника» (Н. Новгород, март 2015), Workshop Quantum Matter and Quantum Devices (Делфт, Нидерланды, апрель 2015), XIV Школа-конференция молодых ученых «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений» (Сочи, сентябрь 2015), XXI Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, февраль 2016), семинары по физике низких температур ИФТТ РАН.

Публикации. Результаты исследований по теме диссертации представлены в 3 статьях [A1, A2, A3] и 2 электронных публикациях [A4, A5].

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и библиографии. Полный объем диссертации составляет 127 страниц с 58 рисунками. Список литературы содержит 108 наименований.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность темы исследования, сформулированы цели работы и результаты, выносимые на защиту, описана структура диссертации и приведен список конференций, на которых были доложены результаты, полученные в ходе выполнения работы.

В **главе 1** представлен краткий обзор литературы, касающейся исследуемых в диссертации вопросов. В первом разделе вводятся базовые понятия, используемые для описания случайных процессов. Второй раздел посвящен общему обсуждению токового шума в мезоскопических структурах, кратко обсуждается его частотная зависимость и перечисляются процессы, которые могут давать вклад в флуктуации. В третьем разделе обсуждается тепловой и дробовой шум и вводится важное понятие Фано-фактора. Четвертый раздел посвящен краткому описанию теоретического подхода Ландауэра, широко используемого при

рассмотрении транспортных свойств и токовых флуктуаций когерентных мезоскопических систем. В пятом разделе рассмотрение дробового шума расширяется на системы, существенную роль в которых играют процессы неупругого рассеяния.

Глава 2 представляет собой описание методологии данной работы. В первом разделе кратко рассказывается о технологии получения изучавшихся в работе структур. Исследования проводились на образцах на основе двумерных электронных систем на GaAs/AlGaAs гетероструктурах, на образцах на основе 8 нм HgTe квантовых ям, а также на InAs нанопроводах. Во втором разделе описывается способ получения низких температур. Большинство измерений было выполнено при температурах 0.5 – 4.2 К в криостате с откачкой паров ^3He и, частично (в главе 3), при температуре 100 мК в криостате растворения. В третьем разделе подробно рассматривается схема измерений, приводится схема самодельного низкотемпературного усилителя и самодельных пассивного и активного фильтров. Четвертый раздел описывает процедуру калибровки установки. Для этой цели в каждой серии измерений выполнялось измерение теплового шума при изменении сопротивления образца (если это возможно) или при изменении сопротивления калибровочного транзистора, включенного в низкотемпературную часть схемы в параллель образцу. В последнем разделе приводятся соотношения, необходимые для обработки экспериментальных данных с целью извлечения спектральной плотности токового шума.

В **главе 3** изучается транспорт и токовый шум баллистического шарвиновского контакта на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs в нелинейном режиме. Транспортные измерения и измерения шума проводились на образцах, выполненных из шайбы с электронной плотностью $n = 0.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 4 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$, что соответствует длине свободного пробега $l_0 \approx 20 \text{ мкм}$. Кроме этого, для дополнительных транспортных измерений также использовался образец, изготовленный из шайбы с электронной плотностью $n = 2.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 1.4 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Наличие дополнительных затворов на этом образце позволяло контролировать электронную концентрацию вблизи сужения. Сравнение результатов эксперимента с теорией позволило продемонстрировать вклад процессов рассеяния встречных электронных пучков в кондактанс и токовый шум квазиклассического точечного контакта. Основные результаты опубликованы в работе [A1].

В первом разделе описываются теоретические результаты для кондактанса и

дробового шума сужения, получающиеся в одноэлектронной картине в формализме Ландауэра. В частности, такой подход связывает шум со случайностью прохождения электронов через проводник при нешумящем налетающем потоке. Однако, для случая точечного контакта, когда нарушена трансляционная инвариантность, электрон-электронное ($e-e$) рассеяние встречных пучков может приводить к флуктуациям чисел заполнения в налетающем потоке и, как следствие, к возникновению положительной добавки в кондактанс и к возникновению дробового шума квазиклассического баллистического точечного контакта [20]. Качественно этот механизм описывается во втором разделе. Его экспериментальной проверке и посвящена данная глава.

В третьем разделе представлены полученные экспериментальные результаты. В первом подразделе приводятся параметры шайб, из которых изготавливались образцы, а также описывается геометрия исследованных образцов (приведена на вставках рис. 1). Во втором подразделе демонстрируются типичные зависимости кондактанса G изучавшихся образцов как функции затворного напряжения V_g , измеренные в режиме линейного отклика. Как и должно быть, отличительной чертой измеренных зависимостей $G(V_g)$ является наличие плато в определенном диапазоне затворных напряжений.

Третий подраздел посвящен обсуждению экспериментальных зависимостей дифференциального сопротивления $R_{\text{diff}} = dV/dI$ от тянущего напряжения V . При не слишком больших $|V|$ зависимости близки к линейным (рис. 1), а потому добавка в ток $\delta I = I - V/R_0$ (R_0 – сопротивление, измеренное в режиме линейного отклика) квадратична по напряжению, что соответствует теоретическому предсказанию при учете $e-e$ рассеяния [20]. Качественным свидетельством в пользу того, что эффект является проявлением $e-e$ рассеяния, может являться наблюдение рис. 1(в): как и ожидается для данного механизма, по мере уменьшения концентрации носителей вблизи точечного контакта (при движении от верхней кривой к нижней, концентрация определяется напряжением на затворных электродах А и В) эффект становится более выраженным. Как видно из рис. 1(б,в), при достаточно больших $|V|$ зависимость $R_{\text{diff}}(V)$ существенно меняется и при дальнейшем увеличении тянущего напряжения дифференциальное сопротивление начинает возрастать с ростом $|V|$. С увеличением фактической ширины сужения (при движении от верхней кривой к нижней) напряжение, при котором происходит такое изменение зависимости, сдвигается в область меньших значений (рис. 1(в)), где длина неупругого $e-e$ рассеяния l_{ee} , по-видимому, становится сравнимой с шириной сужения, и многочисленные акты рассеяния в

непосредственной близости от сужения приводят к подавлению теплопроводности двумерного газа и его сильному перегреву. Предположения работы [20] при этом становятся неприменимы даже качественно.

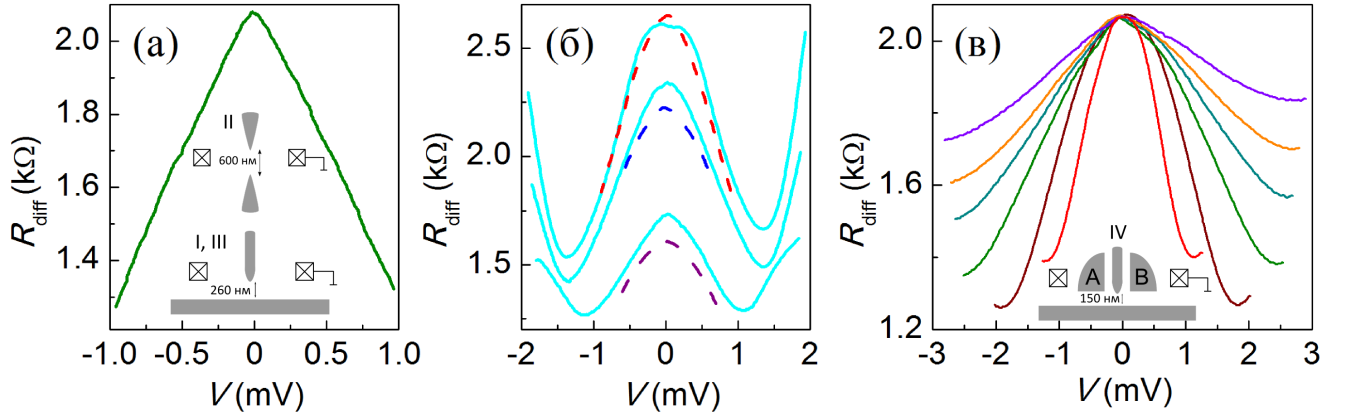


Рис. 1: Дифференциальное сопротивление исследованных образцов как функция тянущего напряжения. (а) Образец I ($T = 0.1$ К). На вставке: схематическое изображение образцов I-III. (б) Образец II (пунктирные линии, $T = 0.5$ К, $R_0 = 1.5, 2$ и 3.4 кОм) и образец III (сплошные линии, $T = 0.1$ К, $R_0 = 1.2, 2.3$ и 3.3 кОм). Данные сдвинуты по вертикали для наглядности. (в) Образец IV ($T = 0.5$ К). На вставке: схематическое изображение образца IV.

В четвертом подразделе обсуждаются результаты измерений токового шума. Зависимости квадрата шумовой температуры T_N^2 от выделяемой на контакте мощности J ($T_N = S_I R_{\text{diff}} / 4k_B$) для двух образцов представлены на рис. 2(а). Видно, что при небольших значениях джоулевой мощности J экспериментальные кривые ложатся на линейную зависимость с наклоном, практически независимым от значения сопротивления R_0 . Такая зависимость объясняется разогревом двумерного электронного газа. С ростом выделяющейся джоулевой мощности на фоне обычного разогрева становится виден дополнительный шум, что отражается в отклонении кривой $T_N^2(J)$ вверх от линейной зависимости. Шумовая температура избыточного шума δT_N определяется как разность измеренной шумовой температуры T_N и вклада разогрева, линейно экстраполированного в высокие мощности (пунктирные линии на рис. 2(а)). Основное наблюдение состоит в том, что при не слишком малых нелинейных добавках в ток δI избыточный шум $\delta S = 4k_B \delta T_N / R_{\text{diff}}$ приблизительно линейно растет с δI (рис. 2(б)). Таким образом, обе величины почти одинаково функционально зависят от напряжения V . При не самых малых δI наклон зависимости отвечает величине «эффективного» фактора Фано $F^* \approx 0.9$ (пунктирная кривая). Это означает, что движение электронов, несущих дополнительный ток, почти нескоррелиро-

вано. Наблюдающееся в данном случае суб-пуассоновское значение $F^* < 1$, по-видимому, связано с влиянием конечной температуры.

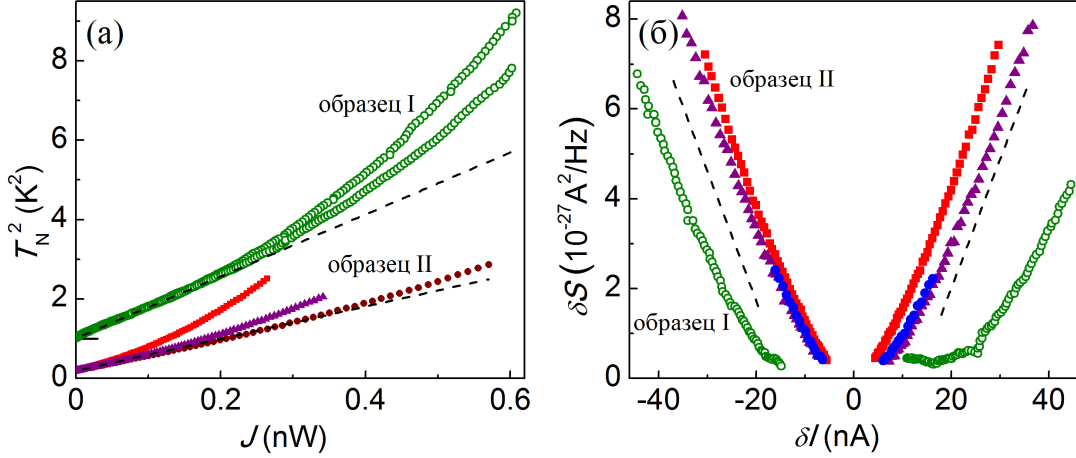


Рис. 2: (а) Квадрат шумовой температуры как функция джоулевой мощности для двух образцов. Открытые символы соответствуют образцу I при $R_0 \approx 2.1$ кОм, заштрихованные - образцу II при $R_0 \approx 0.5$ кОм (кружки), 1.5 кОм (треугольники) и 3.4 кОм (квадраты). Для образца I верхняя (нижняя) ветвь соответствует $V < 0$ ($V > 0$), в то время как в образце I кривые симметричны в обеих полярностях. Пунктирные линии построены по экстраполяции линейной зависимости $T_N^2 - T_0^2 \propto J$ из малых значений J . Температура ванны $T_0 = 0.1$ К для образца I и $T_0 = 0.5$ К для образца II. Для удобства данные для образца I смещены по вертикали. (б) Спектральная плотность δS «избыточного» шума как функция нелинейной добавки в ток. Открытые символы соответствуют образцу I при $R_0 \approx 2.1$ кОм, заштрихованные - образцу II при $R_0 \approx 1.5$ кОм (треугольники), 2 кОм (кружки) и 3.4 кОм (квадраты). Пунктирные линии построены с наклоном $F^* = 0.9$. Для образца I масштаб по обеим осям уменьшен в 2 раза.

В пятом подразделе изучается влияние небольшого перпендикулярного магнитного поля на дифференциальное сопротивление и на шум. Полученные экспериментальные наблюдения качественно подтверждают интерпретацию результатов транспортных и шумовых измерений в нелинейном режиме в терминах электрон-электронного рассеяния.

Глава 4 посвящена исследованию дробового шума макроскопической двумерной электронной системы на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. Большинство измерений было выполнено на образце, изготовленном из шайбы с электронной плотностью $n = 3.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 3 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Кроме этого, основной результат – переход в режим пуассоновского токового шума – был воспроизведен также и для образца, выполненного на гетероструктуре с

другими параметрами: электронной плотностью $n = 0.96 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $\mu = 4 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Выход в режим пуассоновского дробового шума в диэлектрике с достаточно малой электронной плотностью при низкой температуре объясняется проявлением размерного эффекта, что подтверждается результатами транспортных измерений. Основные результаты опубликованы в работе [A2].

В первом разделе вводятся основные понятия прыжковой проводимости, а также приводятся соотношения, необходимые для дальнейшего. Во втором разделе описываются результаты теоретических расчетов, а также экспериментов по изучению дробового шума в режиме прыжковой проводимости.

В третьем разделе представлены полученные экспериментальные результаты. В первом подразделе приводятся параметры шайбы, из которой был изготовлен образец. Область с прыжковой проводимостью в двумерном слое создавалась при приложении отрицательного напряжения к затворному электроду длиной 5 мкм в направлении тока и шириной 100 мкм. Также здесь обсуждаются измеренные при различных затворных напряжениях при $T = 0.56 \text{ К}$ вольт-амперные характеристики. Они сильно нелинейны, причем по мере обеднения образца нелинейность становится более выраженной.

Во втором подразделе демонстрируется зависимость удельного сопротивления изучавшегося образца, измеренного в режиме линейного отклика, от затворного напряжения V_g при двух различных температурах $T = 4.2 \text{ К}$ и $T = 0.5 \text{ К}$ (рис. 3(а)). Приведенные данные демонстрируют близкую к экспоненциальной зависимость сопротивления от концентрации, что свидетельствует о локализации электронов при достаточно отрицательных значениях V_g . В данном подразделе также приводится температурная зависимость проводимости образца для различных затворных напряжений (рис. 3(б)). В диапазоне температур $0.2 - 4.2 \text{ К}$ проводимость меняется на 1 – 2 порядка величины и лучше всего описывается законом Мотта для двумерного случая. Обращает на себя внимание тот факт, что при самых низких температурах наблюдается ослабление температурных зависимостей при отклонении от закона Мотта. Это наблюдение свидетельствует в пользу наблюдения размерного эффекта в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [21], когда длина образца L становится сравнимой с корреляционной длиной L_c (см. пунктирные линии).

В третьем подразделе обсуждаются разные способы оценки радиуса локализации a из имеющихся экспериментальных данных. Анализ вольт-амперных характеристик дает значение $a > 80 \text{ нм}$, в то время как данные для магнитосопротивления образца в перпендикулярном магнитном поле предполагают меньшее

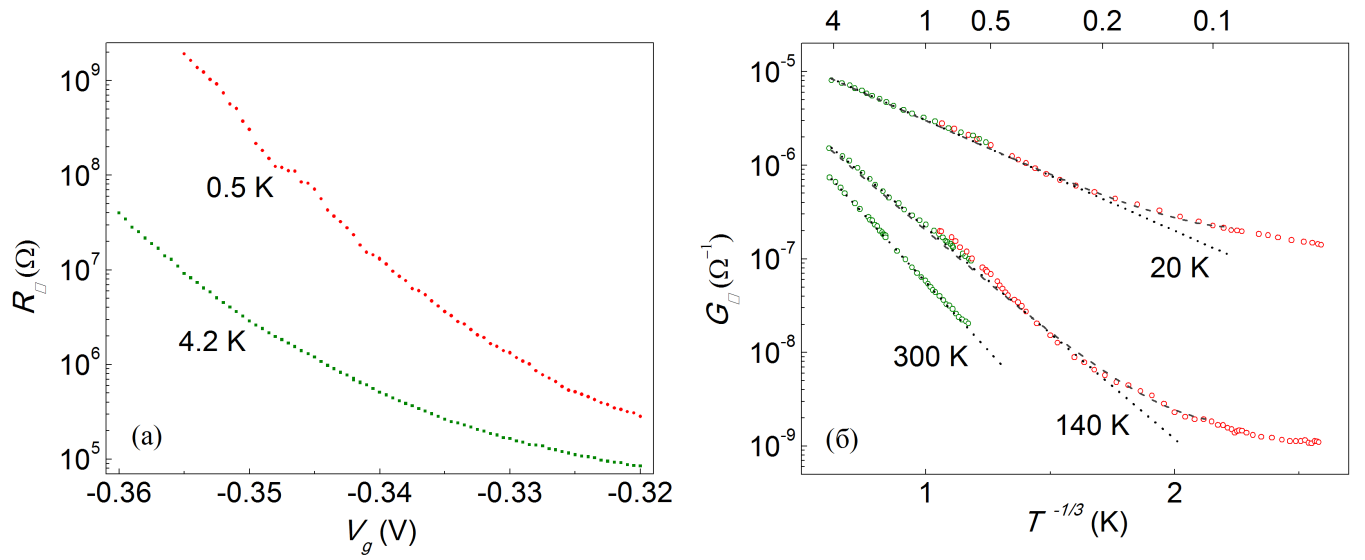


Рис. 3: Удельное сопротивление/проводимость образца в режиме линейного отклика. (а) Сопротивление образца как функция затворного напряжения V_g для двух различных температур. (б) Температурная зависимость проводимости по мере обеднения образца. Точками проведены линии, соответствующие моттовским температурным зависимостям с указанной температурой Мотта. Подгонка с учетом низкотемпературных отклонений в соответствии с размерным эффектом показана пунктирными линиями.

значение $a \approx 55$ нм. Стоит отметить, однако, что хотя функциональная зависимость экспериментальных кривых в последнем случае близка к теоретической, экспериментально наблюдаемые значения сопротивления отличаются от предсказываемых теоретически на два порядка величины [22]. Различие же в величинах радиуса локализации, полученных двумя способами, может быть обусловлено тем, что использовавшиеся теории построены для водородоподобных примесей в полупроводнике, а в нашем случае локализация происходит в гладком потенциале беспорядка.

В четвертом подразделе обсуждается основной результат данной главы. Здесь спектральная плотность шума как функция тока при температуре $T = 0.56$ К изучается для различных значений затворного напряжения. Фано-фактор F , определяемый по наклону кривых в области линейной зависимости, растет по мере обеднения образца и выходит на насыщение в больших сопротивлениях. Стоит отметить, что изменение фактора Фано от 0.6 до 1 происходит при изменении сопротивления, измеренного в режиме линейного отклика, на 2 порядка величины (рис. 4(а)). Хотя радиус локализации известен очень грубо и не позволяет судить о величине корреляционной длины L_c , о наблюдении размерного эффекта в

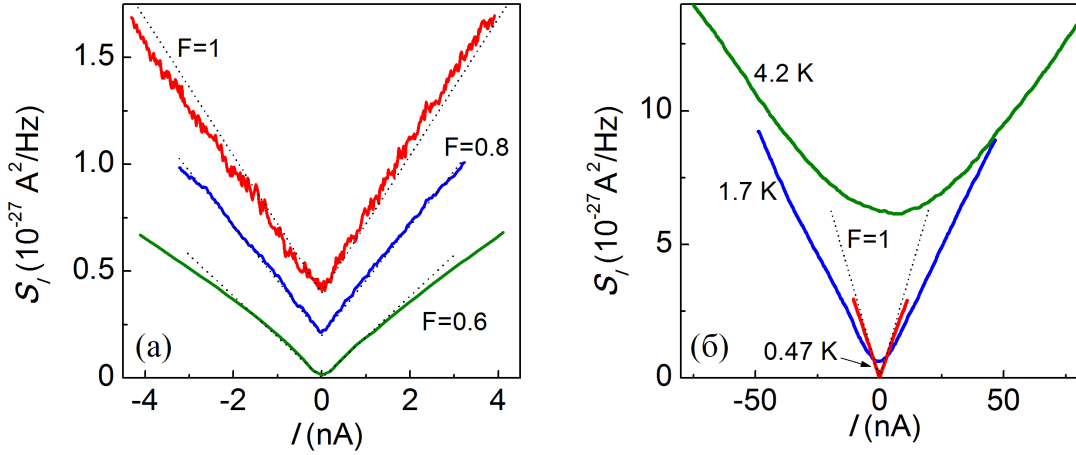


Рис. 4: (а) Спектральная плотность дробового шума как функция тока при $T = 0.56$ К. Удельное сопротивление образца (температура Мотта) сверху вниз: 58 МОм (300 К), 8.8 МОм (140 К), 1 МОм (40 К). Пунктирные линии соответствуют наклону экспериментальных кривых в области линейной зависимости от тока. Масштаб по обеим осям уменьшен в 50(5) раз для нижней(средней) кривой. Две верхних кривых сдвинуты по вертикали вверх на 2 и $4 \cdot 10^{-28} \text{ A}^2/\text{Гц}$. (б) Изменение фактора Фано с температурой. Удельное сопротивление образца (температура Мотта) при $T = 0.47$ К составляет 26 МОм (300 К). Пунктирная линия соответствует значению $F = 1$.

дробовом шуме можно судить по следующему обстоятельству. Корреляционная длина уменьшается с уменьшением сопротивления и с повышением температуры. Уменьшение F по мере открытия образца отражает усреднение дробового шума в длинных проводниках и качественно согласуется с $F \propto (L_c/L)$. Кроме того, для достаточно длинного образца можно выписать и температурную зависимость F в соответствии с $L_c \propto T^{-7/9}$. В нашем случае при изменении температуры с 4.2 К до 0.47 К изменение значений Фано-фактора приблизительно в два раза меньше (рис. 4(б)), чем предсказывает эта асимптотическая для длинных образцов формула. Такое поведение качественно согласуется с насыщением F при $L \sim L_c$, предсказываемым численными расчетами. В пользу наблюдения размерного эффекта также свидетельствуют ослабление температурных зависимостей проводимости при самых низких температурах (рис. 3(б)) и приблизительно линейная зависимость определенного по вольт-амперным характеристикам в соответствии с некоторым феноменологическим критерием порогового напряжения от температуры.

Далее в этом подразделе следует обсуждение происхождения экспериментально наблюдаемого пуассоновского шума в режиме прыжковой проводимости при $L \sim L_c$. Ток в этом случае обусловлен редкими процессами инжектирования

электронов через тяжелый прыжок и напоминает транспорт в электронной лампе. Такая аналогия подтверждается классической моделью ASEP (open-boundary asymmetric exclusion process) [23]. В конце подраздела приводятся данные для токового шума, полученные на образце в геометрии Корбино, выполненном на гетероструктуре с другими параметрами.

В **главе 5** описываются исследования токового шума в квантовых ямах CdHgTe/HgTe/CdHgTe шириной 8 нм. Образцы изготовлены при помощи оптической фотолитографии, типичная длина края составляет несколько микрон. На поверхность образца через слой диэлектрика SiO₂/Si₃N₄ напылен TiAu металлический затвор, приложение напряжения к которому позволяет менять положение уровня Ферми. Полученные экспериментальные результаты хотя и не дают окончательного ответа на вопрос о топологической защищенности краевых состояний, но демонстрируют возможность либо реализации многоканального диффузионного, а не баллистического одноканального транспорта вдоль края, либо свидетельствуют в пользу присутствия в системе процессов сильной дефазировки. Основные результаты опубликованы в работе [A3].

В первом разделе формулируется теоретическое предсказание [24] – о существовании пары краевых состояний вейлевского типа в CdHgTe/HgTe/CdHgTe квантовых ямах шире 6.5 нм. Во втором разделе обсуждаются результаты транспортных экспериментов, выполненных в группах Л. Моленкампа и Д.Х. Квона. Проблема согласования экспериментальных результатов – линейной зависимости сопротивления края от длины в диапазоне длин 5-40 мкм [25], его слабой температурной зависимости в диапазоне температур 0.05-4 К [26], данных для магнитосопротивления [27], – между собой и с существующими моделями квантового спин-холл эффекта при учете различных механизмов неупругого рассеяния, поднимает важный вопрос о длине когерентности в краевом состоянии. Здесь же приводится оценка снизу для тепловой длины сбоя фазы, согласно которой транспорт в имеющихся у нас образцах должен быть когерентным в отсутствие экзотических процессов дефазировки. Данная глава посвящена экспериментальной проверке именно этого факта.

В третьем разделе рассматривается когерентный одноканальный проводник и показывается, что если транспорт в наших образцах в действительности – когерентный одноканальный, то для этих образцов следует ожидать практически пуассоновской величины дробового шума в режиме краевого транспорта.

В четвертом разделе представлены полученные экспериментальные результаты. В первом подразделе приводится микрофотография одного из изучавшихся

образцов и описывается его геометрия. В этом подразделе приводится типичная зависимость холловского сопротивления от магнитного поля, из которой оценивается концентрация носителей при $V_g = 0$ В – $n = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Затем демонстрируется и обсуждается зависимость сопротивления, измеренного по двухточке, как функции затворного напряжения для нескольких из исследовавшихся образцов (рис. 5, слева). За исключением самых коротких образцов с длиной края 3 мкм, характерным для таких зависимостей является наличие выраженного максимума в некоторой области затворных напряжений – в области точки нейтральности, а также падение сопротивления в более отрицательных затворных напряжениях до величины насыщения [28]. В образцах длиной 3 мкм измеренное сопротивление не падало вплоть до напряжений $V_g \approx -4.5$ В, при которых образцы продолжали стабильно работать. Типичны также и воспроизводимые в одном охлаждении флуктуации сопротивления, наблюдаемые в области точки нейтральности.

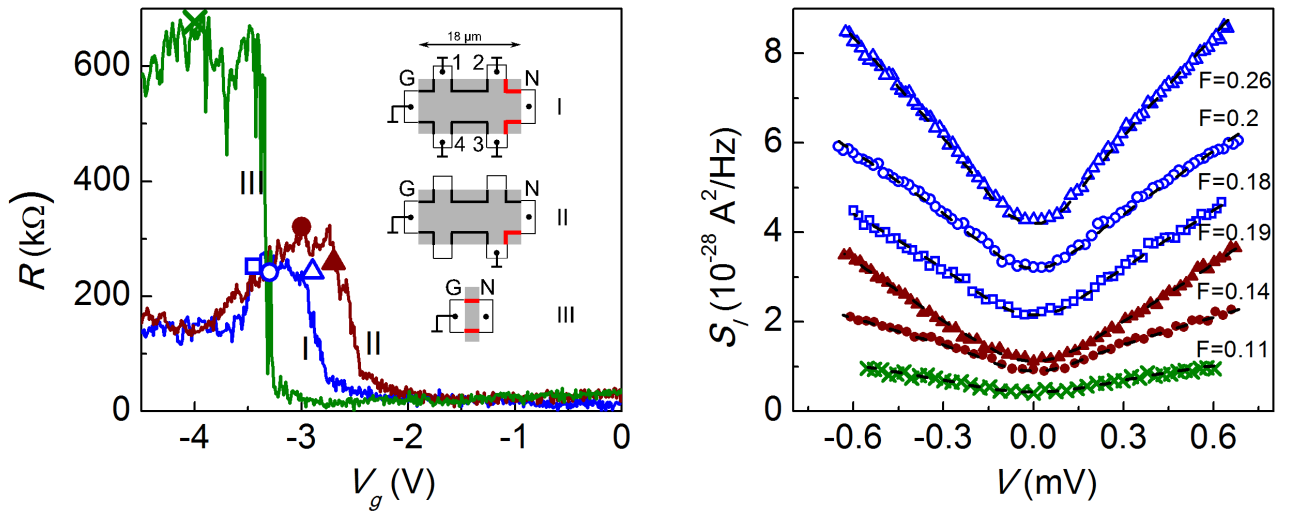


Рис. 5: Слева: двухтерминальное сопротивление в режиме линейного отклика для трех образцов как функция затворного напряжения при температуре $T = 0.52$ К. Символами обозначены точки (R_{2p}, V_g) , для которых показан дробовой шум на правой панели. Справа: спектральная плотность дробового шума как функция тянущего напряжения в режиме краевого транспорта. Пунктирные линии – подгонки с использованием формулы (1). Данные для образца I сдвинуты по вертикали на 3, 2 и 1 в единицах $10^{-28} \text{ A}^2/\text{Hz}$ (сверху вниз).

Второй подраздел посвящен обсуждению нелокальности транспорта вблизи точки нейтральности в исследовавшихся образцах. Как видно из рис. 6(a) (правая панель), при затворных напряжениях вдали от точки нейтральности как в области проводимости n ($V_g = -2$ В), так и в области проводимости p -типа ($V_g = -4.3$ В), вольт-амперные характеристики, снятые с разных контактов,

неразличимы, что соответствует случаю транспорта через объем. В этом случае измеряемые кривые соответствуют сопротивлению контакта G и соответствующих частей мезы. Противоположная ситуация наблюдается в области затворных напряжений вблизи точки нейтральности – рис. 6(б,в). В этом случае абсолютная величина измеряемого напряжения наибольшая для контакта 2 и наименьшая для контакта 4 и уменьшается с обходом контактов по часовой стрелке, как и ожидается для краевого транспорта. В этом подразделе также показывается, что транспорт остается существенно нелокальным вплоть до напряжений на краю масштаба 10 мВ. Это наблюдение гарантирует, что результаты измерения дробового шума получены в режиме краевого транспорта, где вклад объема отсутствует.

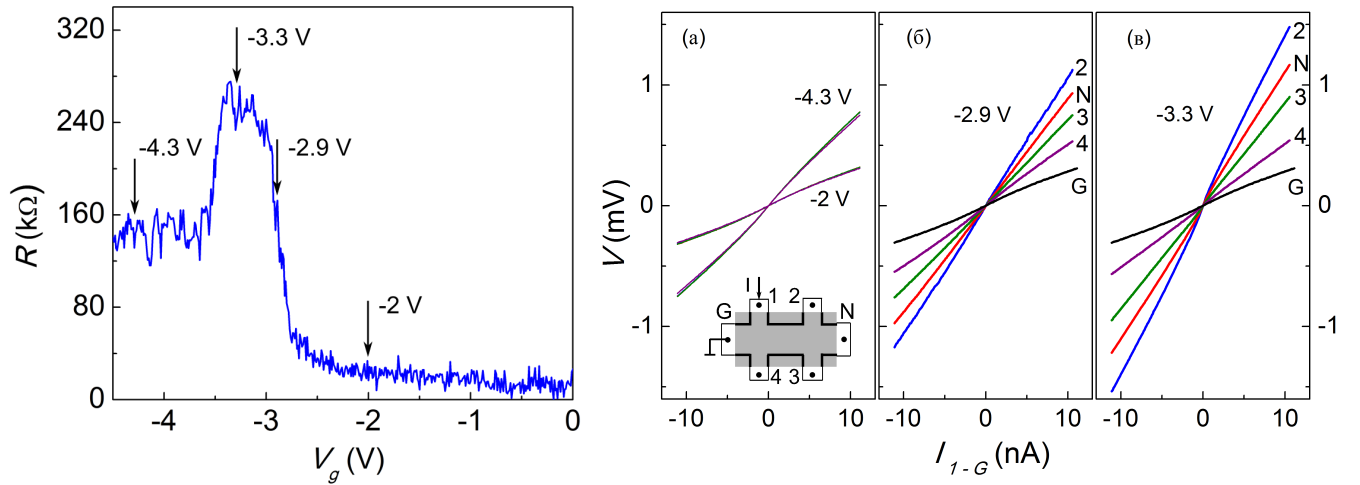


Рис. 6: Слева: двухтерминальное сопротивление в режиме линейного отклика. Справа: Краевой транспорт в режиме нелинейного отклика. (а) Объемный транспорт в области проводимости p -типа ($V_g = -4.3$ V) и n -типа ($V_g = -2$ V) вдали от точки нейтральности. В обоих случаях напряжение на контактах 2, N , 3 и 4 совпадает с экспериментальной точностью. Вставка: схема трехтерминального измерения нелокального сигнала в образце I с заданием тока через контакт 1 и заземленным контактом G . (б,в) Краевой транспорт в области точки нейтральности при $V_g = -2.9$ V и $V_g = -3.3$ V. Помимо сигналов с контактов 2, N , 3 и 4 здесь также построен вклад последовательного сопротивления контакта G и соответствующей части мезы. Вертикальная шкала общая для трех графиков.

В третьем подразделе обсуждаются результаты измерения токового шума для нескольких образцов, находящихся в режиме краевого транспорта. Приближенное выражение для спектральной плотности дробового шума для случая нелинейного транспортного режима

$$S_I \approx 4k_B T g + 2|eI|F(\coth \xi - 1/\xi), \quad (1)$$

где $\xi \equiv |eV|/2k_B T$, а F – аналог фактора Фано для случая нелинейного транспортного режима, хорошо описывает экспериментальные зависимости для всех исследованных образцов (рис. 5, правая панель, пунктирные линии). Результаты измерений показывают, что дробовой шум в режиме краевого транспорта существенно подавлен по сравнению с пуассоновским значением ($F = 1$) с достаточно сильными вариациями от образца к образцу и существенными флуктуациями при изменении затворного напряжения в области точки нейтральности. Эти результаты, очевидно, исключают сценарий когерентного одномерного транспорта, в котором, с учетом большого сопротивления края $R \sim 10 \times h/e^2$, должен был бы наблюдаться почти пуассоновский шум. В конце подраздела показано, что экспериментальные результаты можно качественно объяснить, если предположить что на краю образца реализуется неупорядоченный многомодовый квази-одномерный транспорт, что может являться следствием электростатического загиба зон вблизи края. В случае многоканального краевого транспорта сильная локализация может не возникать на масштабах длин имеющихся образцов, что объяснило бы отсутствие сильных температурных зависимостей сопротивления. Уменьшение же Фано-фактора по сравнению с универсальным значением $F = 1/3$ [6], соответствующим упругому диффузионному транспорту, может являться следствием отдачи энергии во внешнюю баню. В принципе, интенсивность энергетической релаксации чувствительна к структуре края и концентрации носителей, что могло бы объяснить наблюдаемые флуктуации в величине фактора Фано.

В **главе 6** изучается дробовой шум InAs нанопроводов, а также формулируется и экспериментально реализуется концепция локального шумового сенсора. Исследованные нанопровода выращены при помощи химической лучевой эпитаксии. Они лежат на SiO₂/Si подложке. Диаметр нанопроводов составляет 70 нм, а длина приблизительно 2 мкм. При помощи электронной литографии реализована следующая геометрия металлической Ti/Au наноструктуры (схематически изображена на вставке рис. 8). InAs нанопровод находится в контакте с низкоомным металлическим проводником, в котором при пропускании через него тока I_H создается пространственно неоднородное неравновесное состояние (обозначено градиентом цвета). При этом в месте контакта металлического проводника и нанопровода (точка «test end») электронные флуктуации проникают в нанопровод, что приводит к возникновению избыточного шума, который можно измерить. Таким образом, InAs нанопровод является сенсором токовых флуктуаций в конкретном месте проводника, при этом ток через него не течет. Возможность реализации сформулированной идеи связана с продемонстрированной

экспериментально упругостью зарядового транспорта в имеющихся InAs нанопроводах вплоть до энергий квазичастиц масштаба 20 мэВ над уровнем Ферми. Основные результаты представлены в работах [A4, A5].

В первом разделе формулируется принцип локальной шумовой термометрии, реализации которой посвящена шестая глава. При стандартной схеме измерений шумовая термометрия дает усредненный по всей длине образца ответ и, следовательно, непригодна для локальных измерений. Схема измерений, предложенная в данном разделе и использующая InAs нанопровода, позволяет обойти это ограничение, связанное с законом сохранения тока. Здесь также описывается принципиальное устройство исследовавшихся образцов и приводится СЭМ-изображение одного из них.

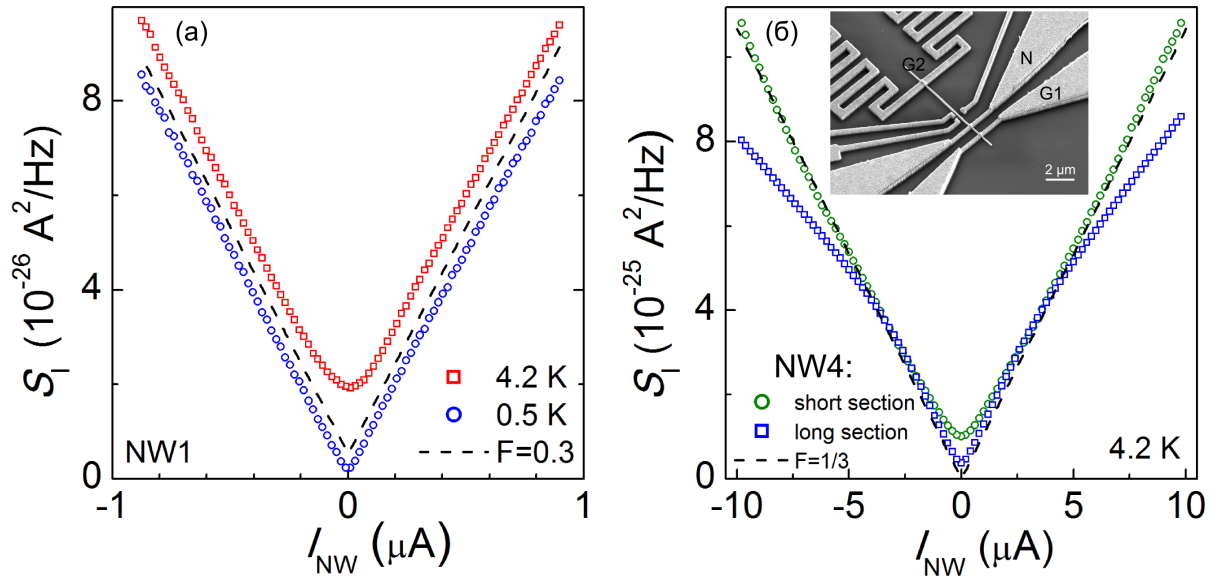


Рис. 7: Измерение дробового шума. (а) Спектральная плотность токового шума как функция тока в образце NW1 при двух различных температурах ванны. Различные символы соответствуют различным температурам. Наклон пунктирной прямой соответствует значению фактора Фано $F = 0.3$, близкому к универсальному значению для металлических диффузионных проводников. (б) Спектральная плотность токового шума как функция тока в короткой (кружки) и длинной (квадраты) частях образца NW4. Микрофотография образца NW4 приведена на вставке.

Второй раздел посвящен измерению токового шума в имеющихся нанопроводах. Основной результат этого раздела – линейная зависимость спектральной плотности дробового шума S_I от тока I_{NW} до токов масштаба $I_{NW} \sim 1 - 10$ мкА с фактором-Фано, близким к универсальному значению $F = 1/3$ [6] (рис. 7), – позволяет заключить, что зарядовый транспорт в наших нанопроводах осуществ-

ляется посредством упругой диффузии, а процессами электрон-электронной и электрон-фононной релаксации можно пренебречь вплоть до энергии квазичастиц порядка 20 мэВ над уровнем Ферми. Приводятся оценки времен упругого и неупругого рассеяния для наших нанопроводов, которые показывают, что это ограничение существенно менее строгое, чем то, которое можно ожидать теоретически [29, 30]. При самых больших пропускавшихся токах зависимость $S_I(I_{NW})$ становится сублинейной, что связано с релаксацией электронов на акустических фононах [6] (рис. 7(б), квадратные символы). В конце раздела приводятся соотношения, которые связывают отклик шумового сенсора с электронной функцией распределения в месте его контакта с неравновесным проводником.

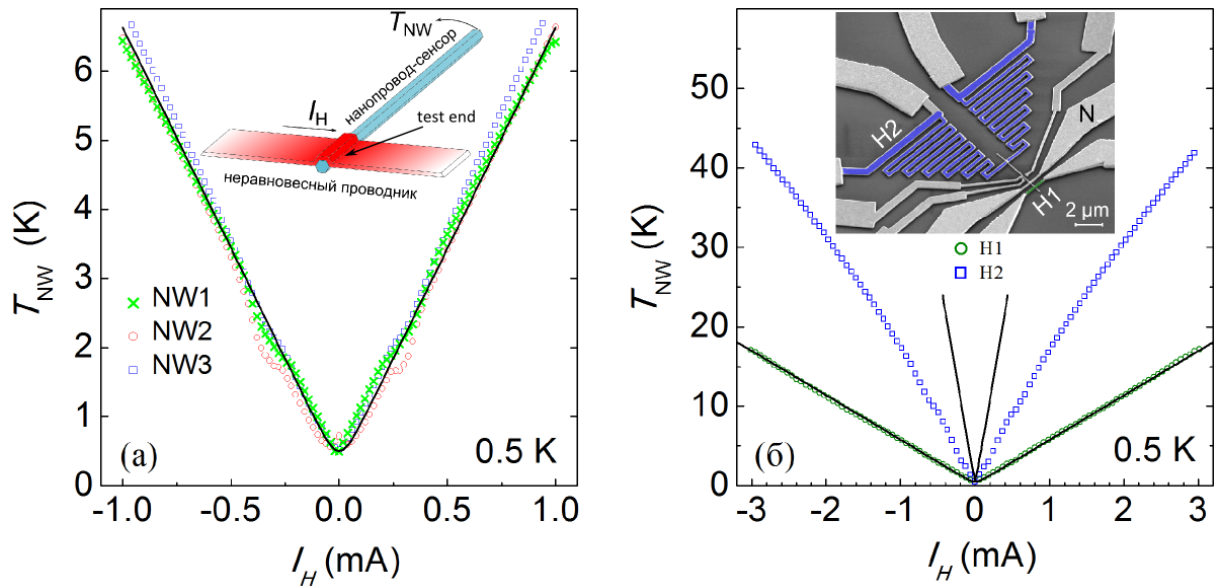


Рис. 8: Измерение локального шума при температуре $T_0 = 0.5$ К. (а) Измеренная шумовая температура нанопровода-сенсора в зависимости от тока I_H через контактную полосу для трех различных образцов (разные символы). Сплошная линия соответствует фермиевской функции распределения в точке «test end» с температурой, определенной в соответствии с $T_e = \sqrt{3}eV/(2\pi k_B)$ [31], где $V = r_H I_H$ при $r_H = 3.6$ Ом. На вставке: принципиальная схема измерений локальной шумовой термометрии. (б) Измеренная шумовая температура нанопровода-сенсора в зависимости от тока I_H через короткую контактную полосу H1 (кружки) и меандр H2 (квадраты) для образца NW4. Сплошные линии соответствуют фермиевским функциям распределения в точке «test end» с температурами, определенными в соответствии с $T_e = \sqrt{3}eV/(2\pi k_B)$ при $r_H = 3.1 \Omega$ и $r_H = 30 \Omega$ соответственно. На вставке: микрофотография образца NW4.

В третьем разделе сначала демонстрируется локальность такого шумового сенсора. Показано, что он позволяет различать шум в середине (определяется

литографией) микроскопического проводника, несмотря на присутствие макроскопических резистивных контактных терминалов, соединяющих его с источником тока. Это принципиально невозможно при стандартном измерении дробового шума. На рис. 8(а) представлены результаты измерения локального шума при температуре ванны 0.5 К. Экспериментальные данные согласуются с предсказываемой для термализованной функции распределения (в точке «test end») зависимостью при значении сопротивления полоски, близком к измеренному по четырехточке (2.9 Ом). Линейность отклика сенсора $T_{NW}(I_H)$ в широком диапазоне токов через достаточно короткую контактную полоску для трех исследованных образцов подтверждает происхождение сигнала вследствие диффузии неравновесной функции распределения вглубь нанопровода-сенсора.

Рис. 8(б) демонстрирует влияние процессов электрон-фононного рассеяния в исследуемом проводнике на отклик шумового сенсора. Как видно, для длинного проводника в форме меандра H2 (см. вставку) отклик сенсора не связан линейным образом с протекающим через проводник током и существенно меньше, чем можно было бы ожидать при отсутствии электрон-фононной релаксации.

В заключении сформулированы основные результаты работы:

1. Впервые продемонстрирована пуассоновская статистика движения электронов в двумерном макроскопическом проводнике в режиме изолятора с прыжковой проводимостью. Показано, как происходит переход в режим размерного эффекта в механизме транспорта и в токовом шуме при изменении концентрации носителей тока. Предложена классическая модель, позволяющая объяснить наблюдение пуассоновского шума по аналогии с шумом электронной лампы.

2. Впервые экспериментально показано, что рассеяние встречных электронных пучков в геометрии точечного контакта приводит к увеличению его кондактанса в нелинейном транспортном режиме и к возникновению избыточного шума поверх эффекта обычного разогрева электронного газа. Подавление линейного с тянущим напряжением уменьшения дифференциального сопротивления и шумовой температуры в небольшом магнитном поле качественно подтверждает происхождение эффекта.

3. Впервые экспериментально исследован токовый шум в HgTe квантовых ямах с инвертированной зонной структурой вблизи точки нейтральности. Результаты измерений в режиме краевого транспорта совместно со слабой температурной зависимостью сопротивления в диапазоне температур 0.5 – 4.2 К находятся в противоречии с концепцией одномерного геликального краевого транспорта в наших образцах.

4. Впервые показано, что зарядовый транспорт в InAs-нанопроводах при температурах 4.2 К и 0.5 К осуществляется посредством упругой диффузии вплоть до энергий квазичастиц масштаба 20 мэВ над уровнем Ферми. Этот результат позволил реализовать на основе InAs-нанопроводов концепцию локального шумового сенсора, отклик которого известным образом связан с локальной функцией распределения в месте контакта такого сенсора с неравновесным проводником.

Публикации автора по теме диссертации

- [A1] Tikhonov, E. S. *et al.* Nonlinear transport and noise thermometry in quasiclassical ballistic point contacts. *Phys. Rev. B* **90**, 161405 (2014).
- [A2] Tikhonov, E. S., Khrapai, V. S., Shovkun, D. V. & Schuh, D. Finite-size effect in shot noise in hopping conduction. *JETP Lett.* **98**, 121–126 (2013).
- [A3] Tikhonov, E. S. *et al.* Shot noise of the edge transport in the inverted band HgTe quantum wells. *JETP Lett.* **101**, 708–713 (2015).
- [A4] Tikhonov, E. S. *et al.* Local noise in a diffusive conductor (2016). arXiv:1604.07372.
- [A5] Tikhonov, E. S. *et al.* Noise thermometry applied to thermoelectric measurements in inas nanowires (2016). arXiv:1602.08851.

Список литературы

- [1] Beenakker, C. & van Houten, H. Quantum transport in semiconductor nanostructures. In *Semiconductor Heterostructures and Nanostructures*, 1–228 (Elsevier BV, 1991).
- [2] Blanter, Y. & Büttiker, M. Shot noise in mesoscopic conductors. *Physics Reports* **336**, 1–166 (2000).
- [3] Landauer, R. *Nature* **392**, 658–659 (1998).

- [4] Kumar, A., Saminadayar, L., Glattli, D. C., Jin, Y. & Etienne, B. Experimental test of the quantum shot noise reduction theory. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2778–2781 (1996).
- [5] Yamamoto, Y., Liu, R. C., Odom, B. & Tarucha, S. *Nature* **391**, 263–265 (1998).
- [6] Nagaev, K. On the shot noise in dirty metal contacts. *Physics Letters A* **169**, 103–107 (1992).
- [7] Henny, M., Oberholzer, S., Strunk, C. & Schönenberger, C. $1/3$ -shot-noise suppression in diffusive nanowires. *Phys. Rev. B* **59**, 2871–2880 (1999).
- [8] Oberholzer, S. *et al.* Shot noise by quantum scattering in chaotic cavities. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2114–2117 (2001).
- [9] Oberholzer, S., Sukhorukov, E. V. & Schönenberger, C. Crossover between classical and quantum shot noise in chaotic cavities. *Nature* **415**, 765–767 (2002).
- [10] Saminadayar, L., Glattli, D. C., Jin, Y. & Etienne, B. Observation of the $e/3$ fractionally charged Laughlin quasiparticle. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2526–2529 (1997).
- [11] de Picciotto, R. *et al.* *Nature* **389**, 162–164 (1997).
- [12] Heiblum, M., Reznikov, M., de Picciotto, R., Griffiths, T. G. & Umansky, V. *Nature* **399**, 238–241 (1999).
- [13] Dolev, M., Heiblum, M., Umansky, V., Stern, A. & Mahalu, D. Observation of a quarter of an electron charge at the $5/2$ quantum hall state. *Nature* **452**, 829–834 (2008).
- [14] Cron, R., Goffman, M. F., Esteve, D. & Urbina, C. Multiple-charge-quanta shot noise in superconducting atomic contacts. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4104–4107 (2001).
- [15] Golubev, D. S. & Zaikin, A. D. Electron transport through interacting quantum dots in the metallic regime. *Phys. Rev. B* **69** (2004).
- [16] Yeyati, A. L., Martin-Rodero, A., Esteve, D. & Urbina, C. Direct link between Coulomb blockade and shot noise in a quantum-coherent structure. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 046802 (2001).

- [17] Betz, A. C. *et al.* Hot electron cooling by acoustic phonons in graphene. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 056805 (2012).
- [18] Laitinen, A. *et al.* Coupling between electrons and optical phonons in suspended bilayer graphene. *Phys. Rev. B* **91**, 121414 (2015).
- [19] McKitterick, C. B., Prober, D. E. & Rooks, M. J. Electron-phonon cooling in large monolayer graphene devices. *Phys. Rev. B* **93**, 075410 (2016).
- [20] Nagaev, K. E., Krishtop, T. V. & Sergeeva, N. Y. Electron-electron scattering and nonequilibrium noise in sharvin contacts. *JETP Lett.* **94**, 53–57 (2011).
- [21] Rodin, A. S. & Fogler, M. M. Hopping transport in systems of finite thickness or length. *Phys. Rev. B* **84**, 125447 (2011).
- [22] Raikh, M. E. *et al.* Mechanisms of magnetoresistance in variable-range-hopping transport for two-dimensional electron systems. *Phys. Rev. B* **45**, 6015–6022 (1992).
- [23] Derrida, B. An exactly soluble non-equilibrium system: The asymmetric simple exclusion process. *Physics Reports* **301**, 65–83 (1998).
- [24] Bernevig, B. A., Hughes, T. L. & Zhang, S.-C. Quantum spin hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells. *Science* **314**, 1757–1761 (2006).
- [25] Gusev, G. M. *et al.* Temperature dependence of the resistance of a two-dimensional topological insulator in a hgte quantum well. *Phys. Rev. B* **89**, 125305 (2014).
- [26] Gusev, G. M. *et al.* Transport in disordered two-dimensional topological insulators. *Phys. Rev. B* **84**, 121302 (2011).
- [27] Gusev, G. M., Olshanetsky, E. B., Kvon, Z. D., Mikhailov, N. N. & Dvoretzky, S. A. Linear magnetoresistance in hgte quantum wells. *Phys. Rev. B* **87**, 081311 (2013).
- [28] Minkov, G. M. *et al.* Conductance of a lateral p-n junction in two-dimensional hgte structures with an inverted spectrum: The role of edge states. *Pis'ma v ZhETF* **101**, 522–526 (2015).

- [29] Quinn, J. J. & Ferrell, R. A. Electron self-energy approach to correlation in a degenerate electron gas. *Phys. Rev.* **112**, 812–827 (1958).
- [30] Ridley, B. K. Hot electrons in low-dimensional structures. *Reports on Progress in Physics* **54**, 169 (1991).
- [31] Nagaev, K. E. Influence of electron-electron scattering on shot noise in diffusive contacts. *Phys. Rev. B* **52**, 4740–4743 (1995).