

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи



Похабов Дмитрий Александрович

**Квантовый транспорт в микросужениях и
подвешенных квантовых точечных контактах на
основе гетероструктур GaAs/AlGaAs**

01.04.10 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск – 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук.

Научный руководитель:

Погосов Артур Григорьевич, доктор физико-математических наук.

Официальные оппоненты:

Лавров Александр Николаевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института неорганической химии им. А.В. Николаева Сибирского отделения Российской академии наук.

Германенко Александр Викторович, доктор физико-математических наук, директор Института естественных наук и математики ФГАОУ ВО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН.

Защита состоится «04» декабря 2018 г. в 16 часов 30 минут на заседании диссертационного совета Д 003.037.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, г. Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 13.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте *Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук*: <http://www.isp.nsc.ru/institut/dissertatsionnyj-sovet/zasedaniya/pokhabov-d-a>

Автореферат разослан « » октября 2018 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
д.ф.-м.н.

Погосов Артур Григорьевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования.

Микро- и наноструктурирование *двумерного электронного газа* приводит к многообразию эффектов, наблюдающихся в электронном транспорте. В их основе лежат различные квантовые, баллистические, интерференционные, спиновые, одноэлектронные и коллективные явления. Они наблюдаются в разных транспортных режимах, и многие из этих эффектов хорошо изучены [1].

В диссертации рассматривается структурирование двумерного электронного газа в форме *микросужения*. Роль, которую играет микросужение, существенно зависит от режима электронного транспорта. Диссертация посвящена явлениям, реализующимся в адиабатическом и баллистическом режимах. В квантующем магнитном поле в условиях *квантового эффекта Холла*, когда реализуется адиабатический режим, микросужение позволяет сблизить краевые токовые каналы на противоположных краях образца, что, как показано в диссертации, позволяет получить дополнительную ценную информацию о состоянии двумерного электронного газа в этом режиме. В отсутствие магнитного поля, когда реализуется баллистический режим, микросужение выступает в роли *квантового точечного контакта*. В этом режиме обнаруженные особенности квантового транспорта, о которых сообщается в диссертации, проявляют себя в случае, когда квантовые точечные контакты оказываются *подвешенными*, т.е. оторванными от подложки.

Актуальность исследования квантового электронного транспорта в микросужениях и подвешенных квантовых точечных контактах на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом в адиабатическом и баллистическом режимах, обусловлена, в частности, необходимостью дополнения физической картины гистерезисных явлений, наблюдающихся в режиме квантового эффекта Холла и интересом к эффектам управления спиновой поляризацией тока электрическим полем в квантовых точечных контактах.

В адиабатическом режиме, когда реализуется квантовый эффект Холла, типичное поведение магнетосопротивления двумерного электронного газа выражается в появлении плато квантования холловского и в занулении продольного сопротивления вблизи целочисленных факторов заполнения. Однако такая картина не отражает некоторые существенные особенности, возникающие в этом режиме. В ряде экспериментальных работ по изучению намагниченности [2], переноса заряда [3], локального электростатического потенциала [4] вблизи целочисленных факторов заполнения были обнаружены гистерезисные явления при изменении магнитного поля, указывающие на неравновесное состояние двумерного электронного газа. В литературе до сих пор нет однозначной микроскопической картины этих явлений, хотя чаще всего такое поведение объясняется возникновением в двумерном электронном газе долгоживущих вихревых токов. Ввиду отсутствия магнетосопротивления в режиме квантового эффекта Холла обычные магнетотранспортные измерения практически не дают полезной ин-

формации о состоянии двумерного электронного газа в этом режиме. Однако, как было показано в работе [5], если сблизить края двумерного электронного газа, создав в нем микросужение, гистерезисные явления можно наблюдать и в магнетосопротивлении. Это даёт возможность подробно исследовать гистерезис магнетосопротивления микросужения, получить ценную информацию о состоянии двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла и пролить свет на природу гистерезиса.

В баллистическом режиме возможность управления спином электрона электрическим полем (без использования ферромагнитных материалов и внешнего магнитного поля) выглядит привлекательной с точки зрения создания устройств для будущей спинтроники. Было показано, что спиновой поляризацией тока, протекающего через квантовые точечные контакты, можно управлять благодаря эффекту *латерального спин-орбитального взаимодействия*, обусловленному латеральным электрическим полем, которое может быть создано путём приложения асимметричного напряжения между боковыми затворами [6]. Этот эффект проявляется в эксперименте в виде появления дополнительного спин-расщеплённого плато квантования кондактанса при значении $0,5 \times 2e^2/h$, где e — заряд электрона, h — постоянная Планка. Он устойчиво наблюдается в квантовых точечных контактах, изготовленных на основе гетероструктур InAs/InAlAs — материалов с большим g -фактором. Ранее сообщалось, что ключевую роль в наблюдении эффекта, помимо спин-орбитального взаимодействия, играет электрон-электронное взаимодействие: расчёты показали, что в отсутствие электрон-электронного взаимодействия, эффект не наблюдается [7], и, с другой стороны, если электрон-электронное взаимодействие достаточно сильное, этот эффект можно ожидать и в материалах с малым g -фактором, таких, как например GaAs. Учитывая, что длина спиновой когерентности в GaAs значительно выше, чем в InAs [8], перспектива управляемой спиновой поляризации за счёт механизма латерального спин-орбитального взаимодействия в GaAs выглядит более перспективной для практических приложений. Однако, в литературе нет явных экспериментальных свидетельств наблюдения эффекта латеральной электрической спиновой поляризации в квантовых точечных контактах на основе GaAs. В работах [9, 10] был предложен способ усилить электрон-электронное взаимодействие, заключающийся в подвешивании, т.е. отрыве от подложки, наноструктур с двумерным электронным газом. Авторы этих работ объясняют усиление электрон-электронного взаимодействия в подвешенных наноструктурах запиранием силовых линий электрического поля внутри подвешенной мембраны с высокой диэлектрической проницаемостью. В теоретической работе [11] было показано, что взаимодействие электронов с заряженными примесями в тонких слоях усиливается. В данной диссертации решается вопрос о возможности наблюдения эффекта латерального спин-орбитального взаимодействия в подвешенных квантовых точечных контактах с усиленным электрон-электронным взаимодействием, изготовленных на основе GaAs — материала со слабым внутренним спин-орбитальным взаимодействием, но большой длиной спиновой

когерентности.

Цель диссертационной работы — выявление и исследование особенностей квантового электронного транспорта в микросужениях и подвешенных квантовых точечных контактах на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом в адиабатическом и баллистическом режимах.

Основные задачи работы.

1. Выявление критических параметров, определяющих наличие и характеристики гистерезиса магнетосопротивления микросужений, помещённых в макроскопический бассейн двумерного электронного газа. Изучение зависимости ширины и амплитуды гистерезиса магнетосопротивления от литографической ширины микросужений.

2. Феноменологический анализ гистерезиса магнетосопротивления микросужений в режиме квантового эффекта Холла, включающий изучение временной релаксации и зависимости от предыстории развёртки магнитного поля.

3. Построение качественной физической модели, объясняющей гистерезис магнетосопротивления двумерного электронного газа с сужением в режиме квантового эффекта Холла, согласующейся с экспериментальными результатами по измерению неравновесной намагниченности.

4. Выявление и исследование особенностей баллистического электронного транспорта в подвешенных квантовых точечных контактах, обусловленных их отрывом от подложки, путем прямого экспериментального сравнения результатов, полученных до и после подвешивания.

5. Изучение спиновой поляризации, проявляющейся в возникновении дополнительного плато квантования кондуктанса при значении $0,5 \times 2e^2/h$, обусловленной латеральным спин-орбитальным взаимодействием, возникающим при приложении асимметричного напряжения между боковыми затворами.

Научная новизна.

Научная новизна обусловлена тем, что в настоящей работе были впервые получены следующие результаты:

1. Установлено, что гистерезис характеризуется наличием равновесной «ангистерезисной» кривой и мультистабильными неравновесными состояниями и демонстрирует прыжки релаксации и «антикоэрцитивное» поведение.

2. Экспериментально продемонстрировано, что гистерезис магнетосопротивления наблюдается только в достаточно узких микросужениях. Определена критическая ширина микросужений.

3. Обнаружено сильное неравновесие между краевыми и объёмными состояниями, возникающее в двумерном электронном газе при развёртке магнитного поля в режиме квантового эффекта Холла. Показано, что разность электрохимических потенциалов между краем и объёмом значительно превышает расстояние между уровнями Ландау ($\Delta\mu \gg \hbar\omega_c$). Продемонстрирована связь этого неравновесия с гистерезисом магнетосопротивления микросужений и гистере-

зисом неравновесной намагниченности двумерного электронного газа.

4. Экспериментально продемонстрирован эффект латеральной электрической спиновой поляризации в отсутствие магнитного поля в подвешенных квантовых точечных контактах на основе GaAs — материала со слабым внутренним спин-орбитальным взаимодействием.

5. Показано, что обнаруженный эффект обусловлен подвешиванием, т.к. не наблюдается в неподвешенных образцах на основе GaAs, что можно объяснить усилением электрон-электронного взаимодействия при отрыве квантовых точечных контактов от подложки с высокой диэлектрической проницаемостью.

Теоретическая и практическая значимость.

В работе подробно изучена роль микросужения в двумерном электронном газе на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs в адиабатическом и баллистическом режимах электронного транспорта. Полученные результаты вносят существенный вклад в понимание физических явлений, обуславливающих гистерезис магнетосопротивления в режиме квантового эффекта Холла, что существенно дополняет общепринятую картину квантового эффекта Холла, а также спиновое расщепление в подвешенных квантовых точечных контактах, что дополняет физическую картину квантования кондактанса баллистических микроконтактов. Этим определяется теоретическая значимость.

Практическая значимость обусловлена обнаруженным сильным неравновесием между краевыми и объёмными состояниями в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла, которое следует учитывать в возможных практических приложениях. Кроме того, значимой с практической точки зрения является продемонстрированная возможность управления спиновой поляризацией электрическим полем, которая может лечь в основу инжекторов поляризованных по спину электронов и спинового полевого транзистора на основе GaAs — материала с относительно большой длиной спиновой когерентности.

Методология и методы исследования.

Предметом исследования являлись микросужения в двумерном электронном газе и подвешенные квантовые точечные контакты, изготовленные на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs.

В качестве основных **методов исследования** использовались низкотемпературные измерения сопротивления микросужений, как функции магнитного поля, и кондактанса квантовых точечных контактов, как функции напряжений на боковых затворах и напряжения между истоком и стоком. Проводилось прямое экспериментальное сравнение результатов аналогичных измерений, полученных на тех же самых образцах до и после подвешивания.

Положения, выносимые на защиту.

1. Магнетосопротивление микросужения в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла характеризуется наличием равновесной кривой и гистерезисными мультистабильными неравновесными состояниями.

Релаксация неравновесного магнетосопротивления имеет две фазы: быструю экспоненциальную начальную фазу с характерным временем, составляющим несколько секунд, и последующую медленную, для которой характерны скачки, наблюдающиеся одновременно в сопротивлениях двух удалённых микросужений, помещённых в один бассейн двумерного электронного газа.

2. Площадь петли гистерезиса магнетосопротивления микросужения в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла монотонно уменьшается до нуля с увеличением ширины микросужения. Наличие критической ширины микросужения, при которой гистерезис пропадает, указывает на крайнюю природу эффекта.

3. Гистерезис магнетосопротивления микросужения в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла связан с сильным неравновесием между краевыми и объёмными состояниями: разность электрохимических потенциалов $\Delta\mu$ между краем и объёмом значительно превышает расстояние между уровнями Ландау $\hbar\omega_c$ ($\Delta\mu \gg \hbar\omega_c$).

4. В подвешенных, т.е. оторванных от подложки, квантовых точечных контактах на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом, наблюдается эффект латерального спин-орбитального взаимодействия (спин-орбитального взаимодействия, индуцированного поперечным латеральным электрическим полем). Эффект проявляется в возникновении дополнительного к целочисленным полуплато квантования кондактанса $0,5 \times 2e^2/h$ (где e — заряд электрона, h — постоянная Планка), обусловленного спиновой поляризацией.

5. В квантовых точечных контактах на основе GaAs — материала с малым внутренним g-фактором — эффект латерального спин-орбитального взаимодействия наблюдается только после подвешивания и не наблюдается в неподвешенных структурах, что можно объяснить усилением электрон-электронного взаимодействия, обусловленным отрывом от подложки.

Достоверность. полученных результатов обеспечивается использованием стандартных методик измерений сопротивления и кондактанса, тщательным контролем параметров образцов на всех этапах технологического маршрута, контролем экспериментальных условий, воспроизводимостью полученных результатов и применением адекватных теоретических моделей для их описания, сравнением полученных результатов с результатами других авторов.

Апробация результатов. Результаты, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на конкурсах работ молодых учёных ИФП СО РАН, на конкурсе научных работ ИФП СО РАН, лабораторных и институтских семинарах, на заседаниях Ученого совета ИФП СО РАН, а также на следующих российских и международных конференциях: III International Conference «Spin physics, spin chemistry and spin technology» (Новосибирск, 2018), The 34th International Conference on the Physics of Semiconductors (Монпелье, Франция, 2018), 5th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics,

Engineering and Nanostructures «Saint-Petersburg OPEN 2018» (Санкт-Петербург, 2018), XIII Российская конференция по физике полупроводников (Екатеринбург, 2017); Advances in Quantum Transport in Low Dimensional Systems (Лондон, Великобритания, 2017); XXI Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников (Екатеринбург, 2016); The 3rd International Conference «Mesoscopic Structures: Fundamental and Applications — MSFA-2015» (Новосибирск, 2015); XI Российская конференция по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013); Школа молодых учёных «Актуальные проблемы физики конденсированного состояния (теория и эксперимент)» (Репино, 2013); 7th Russian-French workshop on Nanosciences and Nanotechnologies (Новосибирск, 2013); The 20th International Conference on «High Magnetic Fields in Semiconductor Physics — HMF-2012» (Шамони, Франция, 2012); Международная научная студенческая конференция «Студент и научно-технический прогресс» (Новосибирск, 2011); The 30th International Conference on the Physics of Semiconductors (Сеул, Южная Корея, 2010).

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 5 статьях в ведущих рецензируемых научных журналах, входящих список научных журналов ВАК, и 1 главе в монографии. Кроме этого материалы опубликованы в 10 тезисах докладов на российских и международных конференциях.

Личный вклад автора. в защищаемую работу заключался в разработке дизайна и контроле изготовления экспериментальных образцов, подготовке криомагнитной системы к работе, проведении низкотемпературных электрофизических измерений (включая их автоматизацию), обработке и интерпретации экспериментальных данных, написании научных статей, представлении результатов на научных семинарах и конференциях.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 104 страницы, включая 36 рисунков. Библиография включает 100 наименований.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность темы исследования, сформулирована цель, указана научная новизна и практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

Первая глава «Обзор литературы» носит обзорный характер. Описаны общепринятые теоретические модели квантового эффекта Холла (КЭХ) и квантования кондуктанса квантовых точечных контактов (КТК). В частности, кратко изложены модель краевых состояний и модель сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости в режиме КЭХ. Представлен обзор современных экспериментальных данных о гистерезисных явлениях, наблюдающихся в двумерном электронном газе (ДЭГ) вблизи целочисленных факторов заполнения. Рассмотрены основные механизмы спин-орбитального взаимодействия в КТК. Особое внимание уделено обзору работ, посвящённых наблюдению эффекта латерального спин-орбитального взаимодействия, обусловленного приложением латерального электрического поля к КТК. Обсуждаются работы, в которых изучаются подвешенные КТК, и отмечается, что такие структуры до сих пор не рассматривались в контексте спин-зависимого электронного транспорта. На основе анализа литературы делаются выводы об актуальности экспериментального изучения гистерезиса магнетосопротивления микросужений в ДЭГ в режиме КЭХ, а также использования эффекта усиления электрон-электронного ($e-e$) взаимодействия за счёт подвешивания КТК для наблюдения эффекта латерального спин-орбитального взаимодействия.

Вторая глава «Экспериментальные образцы и методика эксперимента» посвящена методам изготовления экспериментальных образцов и методике измерений. Экспериментальные образцы изготавливались на основе гетероструктур GaAs/Al_{0,33}Ga_{0,67}As, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (100).

Образцы, на которых были получены результаты, представленные в третьей главе, были изготовлены на основе нескольких гетероструктур, содержащих ДЭГ на гетерогранице GaAs/Al_{0,33}Ga_{0,67}As на расстоянии $d = 30 - 50$ нм от δ -слоя легирующей донорной примеси кремния и на глубине 105 – 125 нм под поверхностью (рис. 1 (а)).

Образцы, на которых были получены результаты, представленные в четвёртой главе, были изготовлены на основе гетероструктур, содержащих ДЭГ и жертвенный слой. На подложке выращивался жертвенный слой Al_{0,8}Ga_{0,2}As толщиной 400 нм, а поверх него — гетероструктура толщиной 166 нм (рис. 1 (б)), представляющая собой сверхрешётку, состоящую из чередующихся слоёв GaAs толщиной 2,3 нм и слоёв AlAs толщиной 1,15 нм. Гетероструктура содержала ДЭГ в слое GaAs толщиной 13 нм, выступающем в роли прямоугольной симметричной квантовой ямы для электронов, и залегающем на глубине 85

нм под поверхностью. Такие гетероструктуры позволяют создавать на их основе подвешенные микро- и наноструктуры путём селективного вытравливания жертвенного слоя, сохраняя высокую подвижность электронов в получившейся подвешенной мембране с ДЭГ.

Подвижность электронов в неподвешенных структурах варьировалась в диапазоне значений $(0,6 - 2,0) \times 10^6$ см²/Вс, а их концентрация — $(1,6 - 7,0) \times 10^{11}$ см⁻². После подвешивания подвижность уменьшалась менее, чем в 2 раза.

Методом фотолитографии создавались холловские мостики шириной 50 мкм, на которых методом электронной литографии с последующим реактивным ионным травлением создавались микросужения шириной 0,8 – 1,5 мкм. Квантовые точечные контакты (КТК) представляли собой микросужения, снабжённые боковыми затворами. Подвешивание КТК производилось путём селективного вытравливания жертвенного слоя из-под микро- и наноструктур в 1% водном растворе плавиковой кислоты.

В эксперименте измерялось сопротивление микросужений в ДЭГ как функция магнитного поля и кондактанс КТК как функция напряжений на боковых затворах и между истоком и стоком. Измерения проводились по четырёхточечной схеме методом синхронного детектирования на малом переменном сигнале в режиме линейного отклика при температурах от 60 мК до 4,2 К. Все измерения в КТК производились сначала на неподвешенных образцах, затем образцы подвешивались, и аналогичные измерения повторялись на тех же образцах.

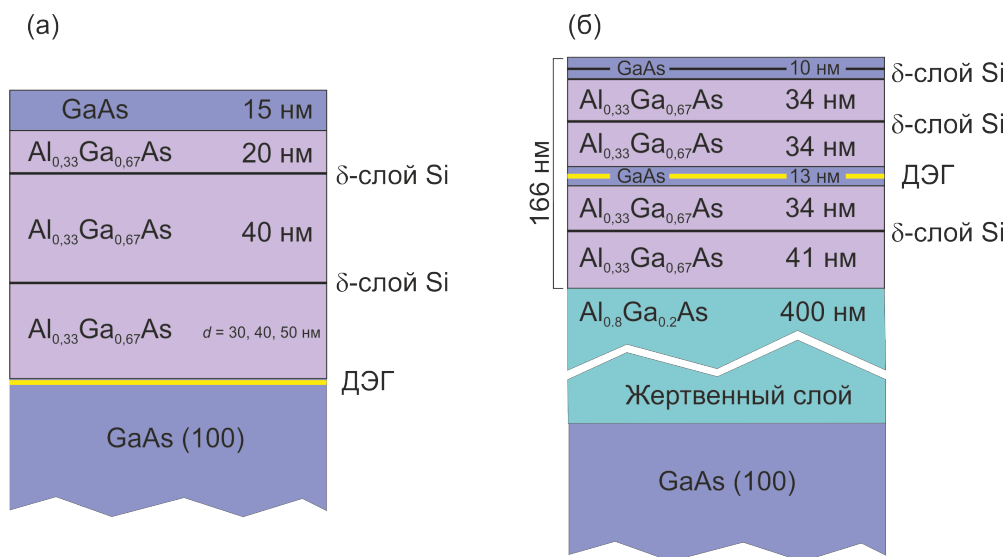


Рис. 1. Схематическое изображение гетероструктур GaAs/AlGaAs с ДЭГ, на основе которых изготавливались образцы, изученные в главе 3 —(а) и главе 4 — (б).

Третья глава посвящена изучению квантового электронного транспорта в микросужениях в ДЭГ, помещённых в квантующее магнитное поле. В этих условиях, вблизи целочисленных факторов заполнения, наблюдается гистерезис магнетосопротивления микросужений (рис. 2).

В параграфе 3.1 приводятся результаты феноменологического исследова-

ния гистерезиса магнетосопротивления микросужений. Было выявлено «антикорротивное» поведение магнетосопротивления, заключающееся в его необычном опережающем поведении: отклик системы (сопротивление) не запаздывает, а, наоборот, опережает внешнее воздействие (изменение магнитного поля).

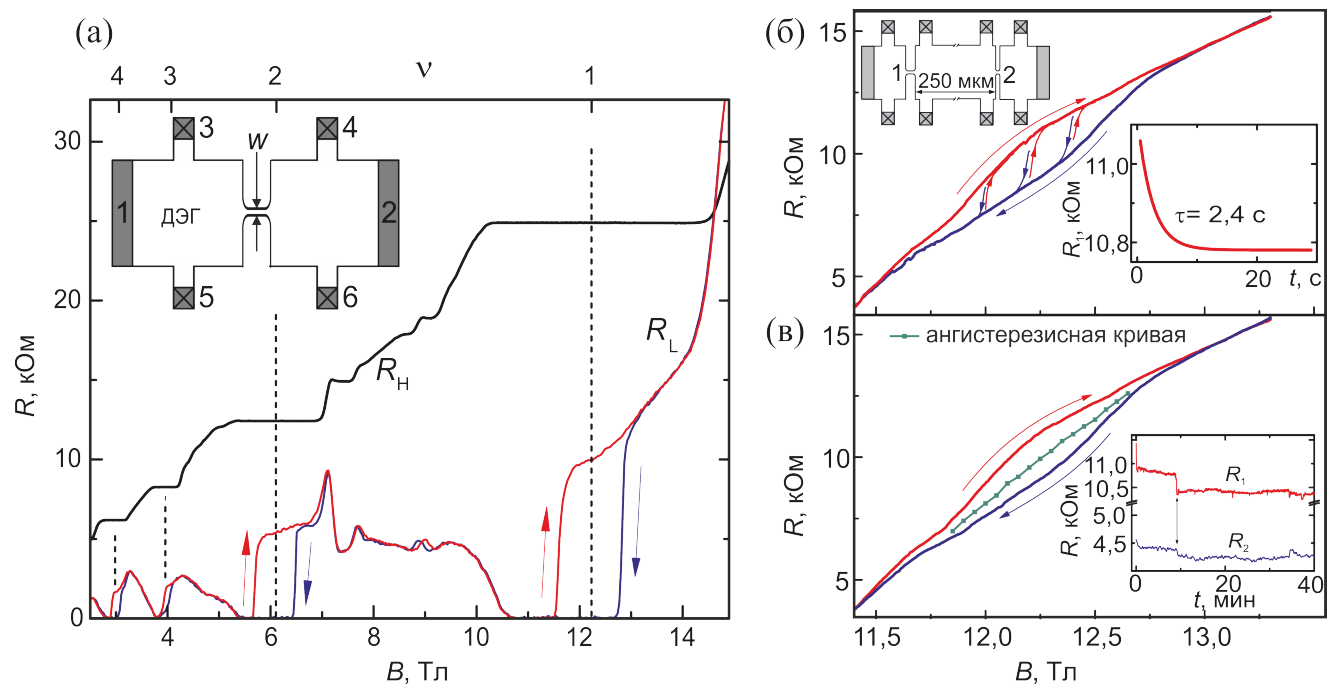


Рис. 2. (а) Магнетосопротивление ДЭГ с микросужением. Гигантский гистерезис продольного магнетосопротивления $R_L = V_{34}/I_{12}$ наблюдается на фоне плато холловского сопротивления $R_H = V_{35}/I_{12}$, соответствующих целым факторам заполнения. На фоне гистерезисной петли магнетосопротивления микросужения при факторе заполнения $\nu = 1$ показаны минорные петли (б) и ангистерезисная (равновесная) кривая (в). Стрелками показано направление развёртки магнитного поля. На вставках к рисункам показана геометрия образцов и временная релаксация неравновесного магнетосопротивления. Скорость развёртки 0,05 Тл/мин.

Во всех случаях, гистерезис магнетосопротивления наблюдается в центрах холловских плато, в магнитных полях, соответствующих целочисленным факторам заполнения в широкой части холловского мостика (контакты 3, 5 на вставке к рис. 2 (а)). Этот факт свидетельствует о неравновесии в макроскопическом ДЭГ и отводит микросужению роль инструмента, позволяющего наблюдать это неравновесие. Из-за обеднения факторы заполнения в микросужении и в макроскопическом бассейне могут слегка отличаться. В образцах, где это отличие несущественно, гистерезис наблюдается на фоне нулевого магнетосопротивления (образцы I типа, рис. 2 (а)). В образцах, где это отличие заметно, гистерезис наблюдается не на фоне зануления продольного магнетосопротивления (образцы II типа, рис. 2 (б, в)).

Изучена зависимость магнетосопротивления от предыстории развёртки магнитного поля. Экспериментально получены так называемые *минорные гистерезисные петли*, демонстрирующие поведение магнетосопротивления при изменении направления развёртки магнитного поля на противоположное в области

гистерезиса. Изменение направления развёртки приводит к резкому изменению сопротивления (рис. 2 (б)). Наличие состояний внутри основной петли гистерезиса свидетельствует о мультистабильности состояний ДЭГ.

Получена *ангистерезисная* кривая (рис. 2 (в)). Каждая точка этой кривой $R_i(B_i)$ получена после проведения последовательных разверток магнитного поля переменного направления с постепенным уменьшением диапазона развертки вокруг определенного значения магнитного поля B_i . Полученная ангистерезисная кривая соответствует равновесным значениям магнетосопротивления.

Изучена временная релаксация неравновесного магнетосопротивления двух микросужений, расположенных на одном холловском мостике и разделённых макроскопическим бассейном ДЭГ длиной 250 мкм и шириной 50 мкм (верхняя вставка к рис. 2 (б)). Временные зависимости сопротивления приведены на вставках к рис. 2 (б) и (в). Кривые записаны после развёртки магнитного поля вверх и остановки в магнитном поле 12,25 Тл, которое соответствует $\nu = 1$, где амплитуда гистерезиса принимает максимальное значение.

Обнаружено, что временная релаксация имеет две фазы: быструю начальную фазу и последующую медленную. Сразу после остановки развертки магнитного поля наблюдается быстрая экспоненциальная релаксация на величину $\sim 25\%$ от разницы значений неравновесного и равновесного магнетосопротивления с характерным временем релаксации 2,4 с (см. нижнюю вставку к рис. 2 (б)). Дальнейшая релаксация происходит медленнее. В течение следующих 40 мин сопротивление двух удалённых сужений релаксирует на величину $\sim 20\%$. Причем наиболее значимые изменения сопротивления происходят скачками, которые наблюдаются синхронно в сопротивлениях двух удалённых микросужениях (см. вставку к рис. 2 (в)). Учитывая, что микросужения разделены макроскопическим каналом ДЭГ шириной 50 мкм и длиной 250 мкм, можно сделать вывод о том, что данные скачки не связаны с мезоскопическим телеграфным шумом, обусловленным перезарядкой примеси вблизи отдельного микросужения, и являются следствием релаксации не в отдельном сужении, а в макроскопическом ДЭГ, разделяющем их.

В **параграфе 3.2** приводятся результаты исследования зависимости гистерезиса магнетосопротивления от ширины микросужения. Была изготовлена серия образцов с микросужениями с разной литографической шириной от 0,8 до 1,3 мкм. Зависимость площади петли гистерезиса при факторах заполнения $\nu = 1$ и 2 от ширины микросужения представлена на рис. 3. Площадь петли гистерезиса уменьшается с шириной сужения и исчезает при критической ширине сужения W_0 . Причём эта критическая ширина совпадает для двух факторов заполнения и составляет $W_0 \approx 1,35$ мкм. Экспериментальные точки хорошо аппроксимируются линейной функцией: площадь петли гистерезиса магнетосопротивления S зависит от ширины сужения W по закону $S/S_0 = 1 - W/W_0$. Наличие критической ширины указывает на краевую природу эффекта. Если принять, что в микросужение критической ширины W_0 помещается два встречных краевых неравновесных тока, занимающих области шириной $W_{\text{НЕС}}$, и две

области обеднения с шириной W_{depl} , составляющей $\sim 0,2$ мкм в исследуемых образцах, то из $W_0 = 2W_{\text{NEC}} + 2W_{\text{depl}}$ получим, что $W_{\text{NEC}} \approx 0,5$ мкм. Этот результат согласуется с выводами работы [4], посвященной изучению пространственного распределения электрического потенциала на поверхности ДЭГ вблизи целочисленных факторов заполнения, где было показано, что существенные изменения потенциала в ДЭГ происходят в субмикронной области вблизи края.

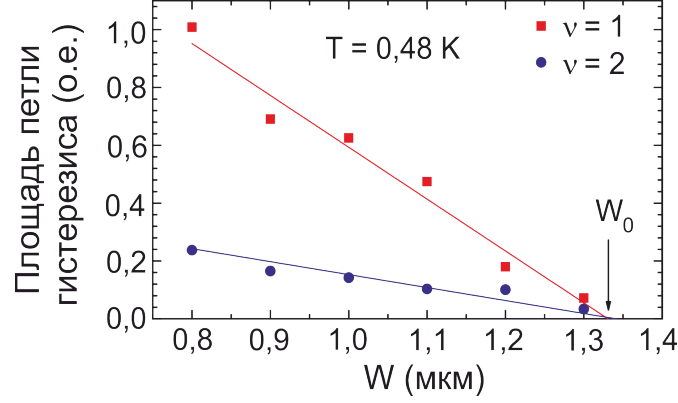


Рис. 3. Зависимость площади петли гистерезиса от литографической ширины микросужения при факторах заполнения $\nu = 1$ и 2.

В параграфе 3.3 представлена качественная физическая модель гистерезиса магнетосопротивления микросужений, которая предполагает сильное неравновесие между краем и объёмом ДЭГ: разность электрохимических потенциалов между краевыми и объёмными состояниями значительно превышает расстояние между уровнями Ландау. Предложенная модель позволяет объяснить как гистерезис магнетосопротивления микросужений в ДЭГ, так и гистерезис намагниченности ДЭГ.

В ДЭГ при факторе заполнения, близком к целочисленному, почти все состояния на верхнем заполненном уровне Ландау заняты электронами. Изменение магнитного поля приводит к изменению плотности состояний на уровнях Ландау, что, в рамках общепринятой картины КЭХ, вынуждает электроны переходить на соседние уровни Ландау. Однако, достаточно большая циклотронная щель ($\hbar\omega_c \sim 10$ мэВ при $\nu = 1$) затрудняет прямые переходы электронов между объёмными состояниями двух соседних уровней Ландау при низких температурах ($k_B T \sim 0,36$ мэВ при $T = 4,2$ К). Таким образом, изменение магнитного поля приводит не к межуровневым переходам, а к адиабатическому перемещению заряда [12] внутри уровня Ландау, в результате которого происходит перераспределение электронов между краевыми и объёмными состояниями. Учитывая, что число краевых состояний значительно меньше числа объёмных состояний, даже незначительное перераспределение заряда между ними приводит к значительному неравенству электрохимических потенциалов края и объёма ДЭГ. При этом площадь, занятая электронной жидкостью, также изменяется.

При уменьшении магнитного поля возникает отток электронов из объёма на край образца, площадь, занятая электронной жидкостью, увеличивается,

краевые состояния сдвигаются к литографическим краям образца. В микросужении противоположные краевые токи удаляются друг от друга дальше, чем в равновесном состоянии, и обратное рассеяние подавляется. В образцах II типа, действительно, сопротивление меньше равновесного значения на ангистерезисной кривой (рис. 2 (б)). В образцах I типа уменьшение магнитного поля приводит к полному подавлению обратного рассеяния в микросужении, и как следствие, занулению магнетосопротивления и установлению режима КЭХ в микросужении (рис. 2 (а)).

При увеличении магнитного поля возникает отток электронов от края в объем. При этом площадь, занятая электронной жидкостью, уменьшается, и краевые состояния удаляются от литографического края. В микросужении противоположные краевые каналы сближаются по сравнению с равновесием, что приводит к росту обратного рассеяния, а следовательно, к росту сопротивления микросужения, что и наблюдается в эксперименте. В образцах II типа, действительно, наблюдается увеличение сопротивления по сравнению с равновесной ангистерезисной кривой (рис. 2 (б)). В образцах I типа развёртка магнитного поля переключала микросужение ДЭГ из режима КЭХ в резистивное состояние, т.е. приводила к магнетоиндуцированному пробою КЭХ (рис. 2 (а)).

В параграфе 3.4 приведены результаты измерений разности потенциалов между краевыми и объёмными состояниями в холловских мостиках, снабжённых как обычными внешними омическими контактами (расположенными вдоль периметра мостика), так и дополнительными внутренними омическими контактами (помещёнными внутрь мостиков). Образцы с размерами 3×5 мм² имели топологию холловских мостиков (рис. 4). Омические контакты располагались как вдоль края образца (внешние контакты 1 – 6), так и внутри образца (внутренние контакты 7, 8). Измерения проводились при различных направлениях развёртки магнитного поля в отсутствие внешних источников токов и напряжений. Образцы позволяют также проводить и обычные измерения магнетосопротивления.

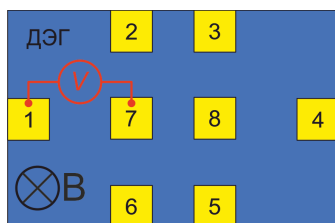


Рис. 4. Схематическое изображение экспериментальных образцов.

На рис. 5 (а) приведены результаты измерений магнетосопротивления ДЭГ при температурах 0, 5, 1, 3 и 4, 2 К. Продольное магнетосопротивление имеет зануления, а холловское — плато, вблизи целочисленных факторов заполнения, что подтверждает то, что ДЭГ находится в режиме целочисленного КЭХ. При этом магнетосопротивление, как продольное, так и холловское, не зависит от направления развёртки магнитного поля, т.е. не демонстрирует гистерезис.

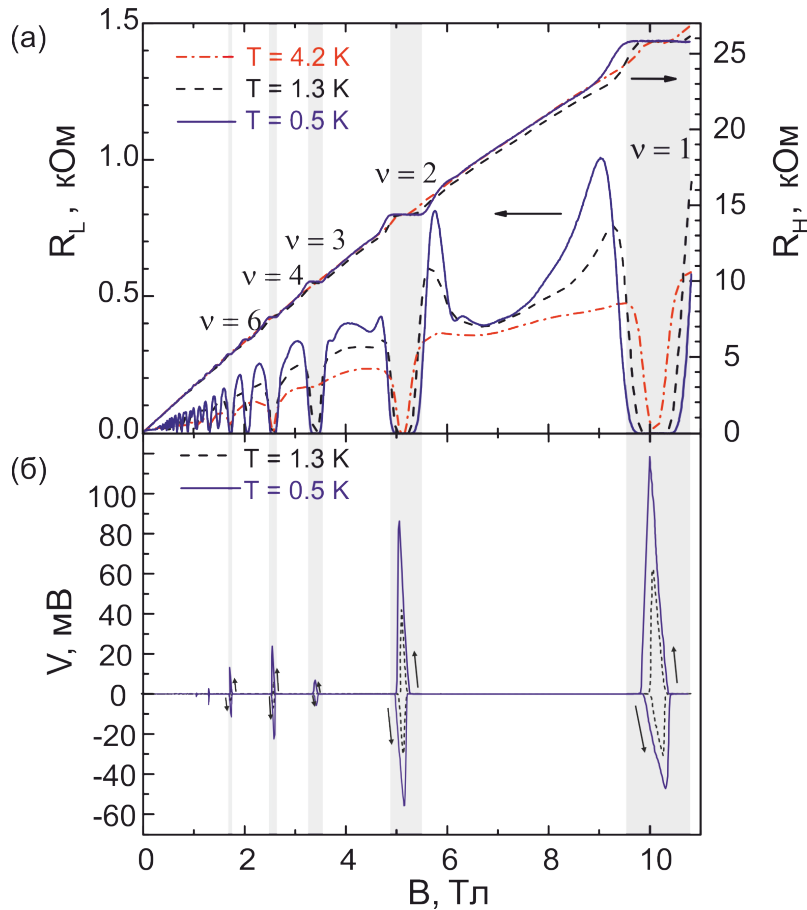


Рис. 5. (а) Продольное и холловское магнетосопротивление образца. (б) Зависимость напряжения между внутренним и внешним контактами от магнитного поля. На фоне плато холловского сопротивления, соответствующих целым факторам заполнения, наблюдается гистерезис напряжения. Стрелками показано направление развёртки магнитного поля.

Измерены зависимости напряжения между различными парами контактов от магнитного поля в отсутствие тянущего тока. Напряжение между любой парой внешних контактов остаётся нулевым во всём диапазоне магнитных полей. В то же время, напряжение между внутренними и внешними контактами демонстрирует пики значительной амплитуды в узких интервалах магнитного поля вблизи целых факторов заполнения (рисунок 5 (б)). Кроме того, зависимость напряжения от магнитного поля в этих интервалах демонстрирует гистерезисное поведение по отношению к направлению развёртки магнитного поля. Наблюдаемый гистерезис не зависит от скорости развёртки в диапазоне от 0,01 до 0,04 Тл/с. Наиболее выраженный гистерезис наблюдается при факторе заполнения $\nu = 1$ при температуре 0,5 К. Возникновение напряжения между внутренними и внешними контактами в режиме КЭХ, явно указывает на неравновесие между краевыми и объёмными состояниями в ДЭГ. Величина напряжения $V \approx 100$ мВ свидетельствует о значительной разности электрохимических потенциалов между краем и объёмом, примерно в 10 раз превышающей расстояние между уровнями Ландау ($\hbar\omega_c \sim 10$ мэВ при $B \sim 10$ Тл). Знак напряжения говорит об обеднении края ДЭГ при увеличении магнитного

поля и о его переполнении при уменьшении магнитного поля. Полученные экспериментальные результаты согласуются с предсказаниями микроскопической модели, предложенной в параграфе 3.3.

Механизм, ограничивающий неравновесие, по-видимому, связан с переходами электронов между заполненным и пустым уровнем Ландау на краю образца и последующей их «термализацией» за счёт переходов внутри уровня Ландау с краевых состояний в объёмные. Теория квазиупругих переходов между уровнями Ландау (QUILLS), сопровождающихся передачей энергии и импульса фононам, была построена в работе [13], где было найдено, что критическое поле пробоя имеет характерную величину $\hbar\omega_c/el_B$, где l_B — магнитная длина, составляющая несколько десятков нанометров. Из эксперимента следует, что электрическое поле между краем и объёмом ДЭГ возникает лишь в узкой области вдоль края шириной $W_0 \sim 0,5 - 1$ мкм (см. параграф 3.2). Умножив эту ширину на величину критического поля, получим разность электрохимических потенциалов $\Delta\mu \approx (W_0/l_B) \cdot \hbar\omega_c = (10 - 20)\hbar\omega_c$, которая хорошо согласуется с экспериментально измеренной разностью электрохимических потенциалов.

В диссертации также предлагается модель, описывающая механизм, препятствующий установлению равновесия между краевыми и объёмными состояниями в ДЭГ. Модель рассматривает передачу энергии и импульса неравновесных электронов фононной подсистеме. Как известно, в условиях квантования Ландау изменение координаты электрона (при его перемещении с края в объём) сопровождается изменением его импульса. Учёт закона дисперсии фононов, а также законов сохранения энергии и импульса, накладывает ограничения на электрическое поле на краю ДЭГ, необходимое для переходов электронов с краевых состояний в объёмные. Предложенная модель также предсказывает величину разности электрохимических потенциалов между краем и объёмом ДЭГ, существенно превышающую расстояние между уровнями Ландау $\hbar\omega_c$.

Четвертая глава посвящена наблюдению эффекта электрической спиновой поляризации в подвешенных квантовых точечных контактах (КТК). Данный эффект проявляется в эксперименте как появление дополнительного к целочисленным полуцелого плато квантования кондактанса $0,5 \times 2e^2/h$ при асимметрично смещённых боковых затворах в нулевом магнитном поле. Появление плато $0,5 \times 2e^2/h$ связано со снятием спинового вырождения за счёт латерального спин-орбитального взаимодействия, обусловленного электрическим полем, возникающим в результате приложения асимметричного напряжения $\Delta V_G \neq 0$ между боковыми затворами. Кондактанс КТК изучался как функция напряжений на боковых затворах и напряжения исток-сток. Все измерения проводились сначала на неподвешенных КТК, после чего КТК подвешивались, и все измерения повторялись.

В **параграфе 4.1** приведены результаты измерений зависимости кондактанса G КТК до и после подвешивания от напряжения между истоком и стоком при симметричных напряжениях на боковых затворах $\Delta V_G = 0$. Кондактанс

КТК как функция V_G демонстрирует целочисленное квантование в единицах $2e^2/h$. При этом дробных плато квантования не наблюдается.

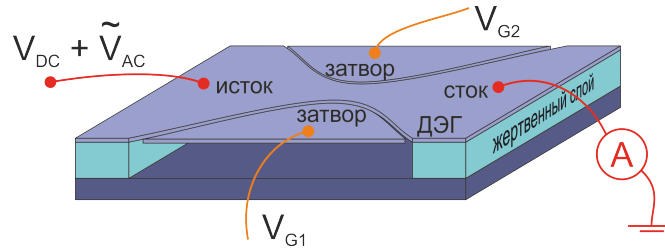


Рис. 6. Схематическое изображение подвешенного КТК с боковыми затворами.

На рисунке 7 представлены графики зависимости транскондуктанса dG/dV_G от напряжения исток-сток V_{SD} и симметрично приложенных напряжений V_G до (рис. 7 (а)) и после (рис. 7 (б)) подвешивания. В обоих случаях наблюдается «классическая» картина для подобных измерений. Целочисленные плато квантования кондуктанса сменяются полуцелыми при увеличении модуля V_{SD} , а при дальнейшем увеличении напряжения сток-исток наблюдается спин-расщеплённое плато $0,25 \times 2e^2/h$. Плато, т.е. области где транскондуктанс равен нулю, соответствуют тёмным областям и представляют собой ромбы. Размер ромбов по V_{SD} (вертикальный размер на рисунке) определяется шириной щели между одномерными подзонами. Сравнивая размеры ромбов до и после подвешивания, можно сделать вывод об увеличении щели между одномерными подзонами в подвешенном КТК по сравнению с неподвешенным примерно в 1,7 раза, с 7 мэВ до 12 мэВ. Возможная причина увеличения щели между подзонами может быть связана с усилением $e-e$ взаимодействия, которое, как известно, уменьшает плотность состояний в одномерном случае. Помимо изменения вертикального размера ромба, изменились и горизонтальные размеры ромбов, примерно в 4 раза. Это можно объяснить изменениями взаимной ёмкости между боковым затвором и каналом проводимости КТК, произошедшими по причине их отделения от высокodieлектрической подложки ($\epsilon_{GaAs} \approx 13$).

В параграфе 4.2 приведены результаты измерений кондуктанса КТК как функции двух напряжений на боковых затворах. Для этой цели фиксировалась некоторая разность напряжений между боковыми затворами, и измерялся кондуктанс КТК как функция суммы затворных напряжений. Путём приложения асимметричного напряжения $\Delta V_G = V_{G1} - V_{G2}$ между боковыми затворами создавалось латеральное электрическое поле в канале КТК.

На рисунке 8 представлены графики зависимости транскондуктанса dG/dV_G как функции суммы ($V_{G2} + V_{G1}$) до (рисунок 8 (а)) и после (рис. 8 (б)) подвешивания. Разные кривые соответствуют разным значениям ΔV_G , изменяющимся в диапазоне от 0 до 8 В с шагом 2 В. Приложение асимметричного напряжения на боковые затворы $\Delta V_G \neq 0$ приводит к появлению аномального плато квантования $0,5 \times 2e^2/h$ в подвешенном КТК. В то же время в образце до подвешивания, аномальных плато квантования кондуктанса не наблюдалось.

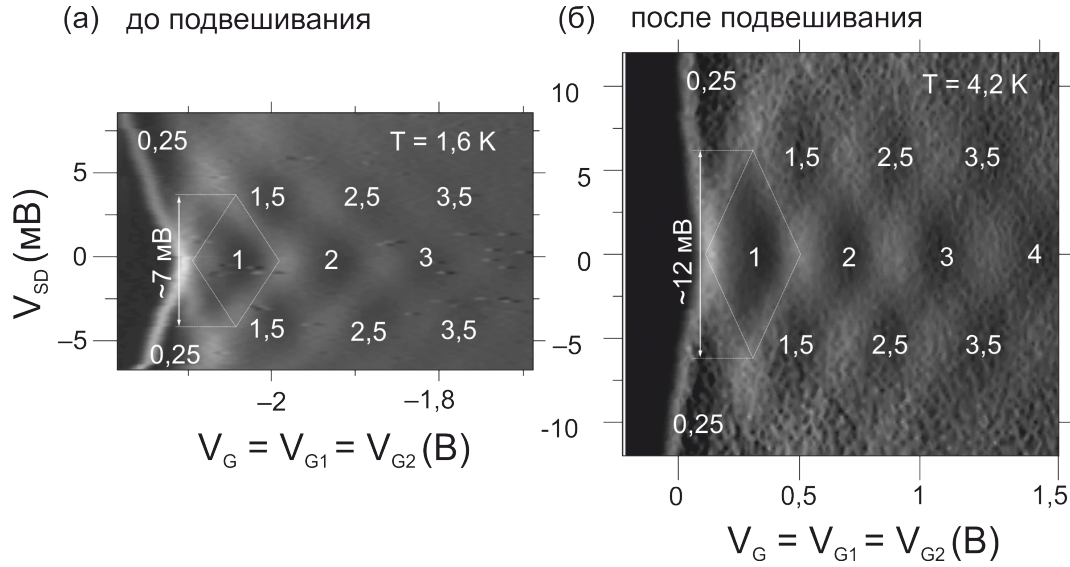


Рис. 7. Транскондактанс dG/dV_G КТК с симметрично смещёнными боковыми затворами ($\Delta V_G = 0$) как функция полусуммы затворных напряжений $(V_{G2} + V_{G1})/2$ и напряжения исток-сток V_{SD} (а) до и (б) после подвешивания. Тёмные области соответствуют плато квантования кондактанса. Цифры обозначают величину кондактанса в единицах $2e^2/h$.

Изучен транскондактанс dG/dV_G подвешенного КТК как функция суммы напряжений на затворах $V_{G2} + V_{G1}$ и напряжения исток-сток V_{SD} при фиксированной разности напряжений между боковыми затворами $\Delta V_G = 8$ В (рис. 9). На представленном графике отчётливо видны дополнительные по сравнению с рис. 7 (б) области квантования кондактанса, соответствующие дробным плато $0,5 \times 2e^2/h$ и $0,7 \times 2e^2/h$. В частности, плато $0,5 \times 2e^2/h$ наблюдается при $V_{SD} = 0$.

Отмечается, что аналогичный показанному на рис. 9 (а) график приведён в статье [14]. В указанной работе график был получен в сильном магнитном поле 12 Тл, снимающем спиновое вырождение. На нём, аналогичным образом, располагается спин-расщеплённое плато квантования $0,5 \times 2e^2/h$ при $V_{SD} = 0$ и плато $0,7 \times 2e^2/h$ при $V_{SD} \neq 0$. Результаты измерений в латеральном электрическом поле практически идентичны результатам, полученным в сильном магнитном поле в статье [14], где спиновая природа эффекта очевидна, что также свидетельствует в пользу гипотезы о спиновом расщеплении.

Появление спиновой поляризации, обусловленной латеральным спин-орбитальным взаимодействием, в подвешенных КТК можно объяснить двумя особенностями подвешенных КТК по сравнению с их неподвешенными аналогами: (а) усиленное e - e взаимодействие и (б) большая величина латерального электрического поля в канале КТК при тех же значениях ΔV_G . Обе эти особенности можно объяснить отделением канала КТК от высокодиэлектрической подложки и запиранием силовых линий электрического поля внутри подвешенной мембраны с высокой диэлектрической константой ($\epsilon \approx 13$ для GaAs) (аналогично тому как линии магнитного поля оказываются зажатыми внутри магнитопрово-

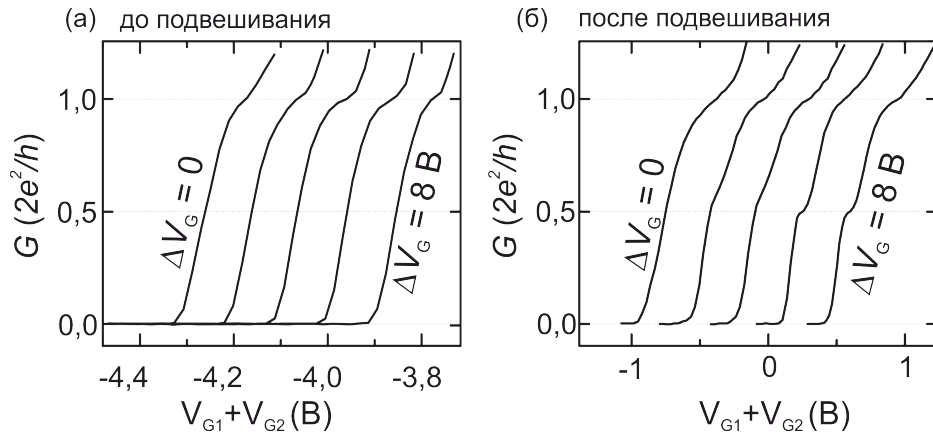


Рис. 8. Кондуктанс КТК G как функция суммы затворных напряжений $V_{G2} + V_{G1}$ (а) до и (б) после подвешивания. Разные кривые соответствуют разным значениям ΔV_G , изменяющимся в диапазоне от 0 до 8 В с шагом 2 В. Кривые сдвинуты в горизонтальном направлении относительно левой кривой.

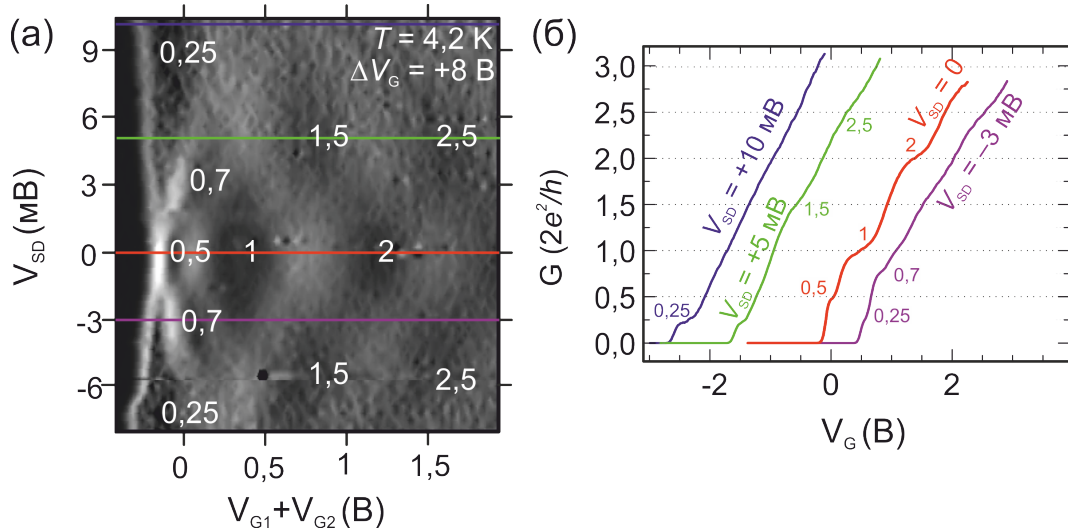


Рис. 9. (а) Транскондуктанс dG/dV_G асимметрично смещённого подвешенного КТК при $\Delta V_G = 8$ В как функция суммы затворных напряжений $V_{G2} + V_{G1}$ и напряжения исток-сток V_{SD} . Тёмные области соответствуют плато квантования кондуктанса. Цифры на графиках показывают величину кондуктанса в единицах $2e^2/h$. (б) Кондуктанс G асимметрично смещённого подвешенного КТК при $\Delta V_G = 8$ В. Разные кривые соответствуют разным напряжениям исток-сток V_{SD} . Кривые сдвинуты в горизонтальном направлении.

да с высокой магнитной проницаемостью по сравнению с окружающей средой). Усиление $e-e$ взаимодействия обусловлено удалением части поляризующейся среды, ослабляющей $e-e$ взаимодействие, из-под канала КТК при подвешивании. Большой величине латерального электрического поля в канале КТК также, вероятно, способствует наличие узких перемычек, соединяющих боковые затворы с каналом проводимости КТК, выступающих в роли «полепроводов».

В Заключение к диссертации сформулированы основные результаты работы:

1. Магнетосопротивление микросужения в двумерном электронном газе, ширина которого меньше критической $W_0 \sim 1,3$ мкм, демонстрирует гистерезис по отношению к направлению развёртки магнитного поля вблизи целых факторов заполнения. Зависимость площади петли гистерезиса S магнетосопротивления от ширины микросужения W подчиняется линейному закону $S/S_0 = 1 - W/W_0$. Наличие критической ширины указывает на краевую природу эффекта. Неравновесие разыгрывается в узкой области шириной $\sim 0,5$ мкм вдоль края двумерного электронного газа.

2. Гистерезис магнетосопротивления микросужения в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла имеет значительное феноменологическое сходство с гистерезисом намагниченности ферромагнетиков, демонстрируя мультистабильность, наличие ангистерезисной кривой, прыжки релаксации и независимость от скорости развёртки магнитного поля. Вместе с тем, имеется кардинальное отличие, выражающееся в «антикоэрцитивном» поведении гистерезиса магнетосопротивления. Релаксация неравновесного магнетосопротивления имеет две фазы релаксации: быструю экспоненциальную начальную фазу с характерным временем релаксации 2,4 с и последующую медленную, для которой характерны прыжки релаксации, наблюдающиеся одновременно в сопротивлении двух удалённых микросужений, помещённых в один бассейн двумерного электронного газа.

3. Развёртка магнитного поля в режиме квантового эффекта Холла приводит к значительным изменениям электростатического потенциала в объёме двумерного электронного газа по отношению к потенциалу на его краю за счёт перераспределения зарядов в образце. Такое перераспределение приводит к возникновению гигантских токов намагниченности, текущих вдоль края образца, а также топологическим переходам в двумерном электронном газе с микросужением, которые, в свою очередь, приводят к изменению его магнетосопротивления. Появление разности потенциалов между контактами, помещёнными в объём и на край двумерного электронного газа, является следствием неравенства электрохимических потенциалов между краевыми и объёмными состояниями, возникающего в результате неравновесного перераспределения зарядов между краевыми и объёмными состояниями. Разность электрохимических потенциалов между краем и объёмом может значительно превышать расстояние между уровнями Ландау ($\Delta\mu \gg \hbar\omega_c$). Предложенная физическая картина, предполагающая сильное неравновесие между краевыми и объёмными состояниями, существенно дополняет общепринятую картину квантового эффекта Холла и позволяет объяснить ряд гистерезисных явлений, таких как гистерезисы намагниченности и магнетосопротивления в режиме квантового эффекта Холла.

4. Приложение асимметричного напряжения (разности потенциалов) между боковыми затворами к подвешенному квантовому точечному контакту, изготовленному на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом, приводит к появлению дополнительного к целочисленным полуплато квантования кондактанса $0,5 \times 2e^2/h$, где e — заряд электрона, h

— постоянная Планка, в отсутствие внешнего магнитного поля. Аналогичный эффект в неподвешенных квантовых точечных контактах не наблюдается.

5. Появление дополнительного плато квантования кондактанса $0,5 \times 2e^2/h$ связано со спиновым расщеплением, возникающим благодаря латеральному спин-орбитальному взаимодействию, обусловленному латеральным электрическим полем в канале подвешенного квантового точечного контакта, а также электрон-электронному взаимодействию. Наблюдение спиновой поляризации в подвешенных квантовых точечных контактах стало возможно благодаря двум особенностям подвешенных КТК по сравнению с их неподвешенными аналогами: (а) усиленное электрон-электронное взаимодействие и (б) бóльшая величина латерального электрического поля в канале при тех же значениях напряжения между боковыми затворами за счёт эффекта «полепровода».

Основное содержание диссертации изложено в следующих работах:

[A1] D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. A. Shklyaev. Lateral-electric-field-induced spin polarization in a suspended GaAs quantum point contact // Applied Physics Letters. – 2018. Vol. 112, No. 8. – P. 082102.

[A2] М. В. Буданцев, Д. А. Похабов, А. Г. Погосов, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, А. И. Торопов. Гистерезисные явления в ДЭГ в режиме квантового эффекта Холла, исследованные в транспортном эксперименте, ФТП 48, 1458 – 1567 (2014). // Физика и техника полупроводников. – 2014. – Т.48, №11. – С.1458 – 1567.

[A3] Д. А. Похабов, А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, Неравновесный химический потенциал в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т.50, №8. – С.1070–1074.

[A4] M.V. Budantsev, A.G. Pogosov, D.A. Pokhabov, E.Yu. Zhdanov, A.K. Bakarov, A.I. Toropov. Nonequilibrium currents in the quantum Hall effect regime spatially resolved by transport experiment // Journal of Physics: Conference Series. – 2013. – Vol. 456. – P.012005.

[A5] M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, D. A. Pokhabov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov and J. C. Portal, Inverted hysteresis of magnetoresistance of a 2DEG at integer filling factors // Physics of Semiconductors. – 2011. – Vol. 1399. – P.601-602.

[A6] A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, A. A. Shevyrin, E. Yu. Zhdanov, D. A. Pokhabov. Electron Transport: From Nanostructures to Nanoelectromechanical Systems. // Advances in Semiconductor Nanostructures: Growth, Characterization, Properties and Applications. – Elsevier, 2017. – PP. 101-129.

[A7] D. A. Pokhabov, A.G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. A. Shklyaev. All-electric GaAs quantum point contact spin-polarizer, III International Conference «Spin physics, spin chemistry and spin technology»

(SPCT-2018). Новосибирск, 10 – 15 сентября 2018. P. 71.

[A8] N. P. Stepanina, D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. A. Shklyayev. Bias-induced spin polarization in suspended GaAs quantum point contacts. // 34th International Conference on the Physics of Semiconductors. Монпелье, Франция. 29 июля – 3 августа 2018. P. 55.

[A9] D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, A. A. Shklyayev. Electrically controlled spin polarization in suspended GaAs quantum point contacts. // 5th International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures «Saint-Petersburg OPEN 2018», Санкт-Петербург, 3–4 апреля 2018. PP. 463–464.

[A10]. А. Г. Погосов, Д. А. Похабов, А. А. Шевырин, М. В. Буданцев, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, А. А. Шкляев, М. В. Степаненко, Е. В. Шестериков. Подвешенные квантовые точечные контакты с усиленным электрон-электронным взаимодействием. // Тезисы XIII Российской конференции по физике полупроводников, РКФП-2018, Екатеринбург, 2–6 октября 2017. С. 248.

[A11] Д. А. Похабов, А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, Е. Ю. Жданов. Неравновесный химический потенциал в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла. // Тезисы «XXI Уральской международной зимней школы по физике полупроводников», Екатеринбург, 15–20 февраля 2016. С. 138.

[A12] D. A. Pokhabov, A.G. Pogosov, M. V. Budantsev, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov. Imbalance of the chemical potential in a 2DEG in the quantum Hall effect regime. // The 3rd International Conference «Mesoscopic Structures: Fundamental and Applications — MSFA-2015», Новосибирск, 22–26 июня 2015. P. 23.

[A13] Д. А. Похабов, М. В. Буданцев, А. Г. Погосов, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, А. И. Торопов. Пространственное распределение неравновесных токов в режиме квантового эффекта Холла. // Тезисы XI Российской конференции по физике полупроводников, РКФП-2013, Санкт-Петербург, 16–20 сентября 2013. С. 262.

[A14] D. A. Pokhabov, M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov. Nanowires as an effective tool of studying nonequilibrium currents of magnetization in two-dimensional electron system in quantum Hall effect regime. // The 7th Russian-French workshop on Nanosciences and Nanotechnologies. Новосибирск, 3–6 июня 2013. P. 68.

[A15] M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, D. A. Pokhabov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, and A. I. Toropov. Non-equilibrium currents in the quantum Hall effect regime spatially resolved by transport experiment. // 20th International Conference on High Magnetic Fields in semiconductor Physics — HMF-20. Шамони, Франция. 22–27 июля 2012. P. 191.

[A16] M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, D. A. Pokhabov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, A. I. Toropov, J. C. Portal. Inverted hysteresis of magnetoresistance of a 2DEG at integer filling factors. // 30th International Conference on the Physics of Semiconductors. Сеул, Южная Корея. 25–30 июля 2010. P. 495.

Цитированная литература

1. Beenakker C. W. J., van Houten H. Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures // Solid State Physics. 1991. Vol. 44. PP. 1–228.
2. Usher A., Elliott M. Magnetometry of low-dimensional electron and hole systems // Journal of Physics: Condensed Matter. 2009. Vol. 21, no. 10. P. 103202.
3. Dolgoplov V. T., Shashkin A. A., Zhitenev N. B., Dorozhkin S. I., von Klitzing K. Quantum Hall effect in the absence of edge currents // Physical Review B. 1992. Vol. 46, no. 19. PP. 12560–12567.
4. Klaffs T., Krupenin V. A., Weis J., Ahlers F. J. Eddy currents in the integer quantum Hall regime spatially resolved by multiple single-electron transistor electrometers // Physica E. 2004. Vol. 22, no. 1–3. PP. 737–740.
5. Буданцев М. В., Погосов А. Г., Плотников А. Е., Бакаров А. К., Торопов А. И., Портал Ж. К. Гигантский гистерезис магнетосопротивления в режиме квантового эффекта Холла // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86, № 4. СС. 294–298.
6. Debray P., Rahman S. M. S., Wan J., Newrock R. S., Cahay M., Ngo A. T., Ulloa S. E., Herbert S. T., Muhammad M., Johnson M. All-electric quantum point contact spin-polarizer // Nature Nanotechnology. 2009. Vol. 4, no. 11. PP. 759–764.
7. Wan J., Cahay M., Debray P., Newrock R. S. Possible origin of the 0.5 plateau in the ballistic conductance of quantum point contacts // Physical Review B. 2009. Vol. 80, no. 15. P. 155440.
8. Jiang Y., Hu L. Kinetic magnetoelectric effect in a two-dimensional semiconductor strip due to boundary-confinement-induced spin-orbit coupling // Physical Review B. 2006. Vol. 74, no. 7. P. 075302.
9. Погосов А. Г., Буданцев М. В., Лавров Р. А., Плотников А. Е., Бакаров А. К., Торопов А. И., Портал Ж. К. Кулоновская блокада и термоэдс подвешенной квантовой точки // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 83, № 3. СС. 152–156.
10. Погосов А. Г., Буданцев М. В., Шевырин А. А., Плотников А. Е., Бакаров А. К., Торопов А. И. Блокада туннелирования в подвешенном одноэлектронном транзисторе // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87, № 3. СС. 176–180.
11. Чаплик А. В., Энтин М. В. Заряженные примеси в очень тонких слоях // ЖЭТФ. 1971. Т. 61, № 12. СС. 2496–2503.
12. Laughlin R. B. Quantized Hall conductivity in two dimensions // Physical Review B. 1981. Vol. 23, no. 10. P. 5632.
13. Eaves L., Sheard F. W. Size-dependent quantised breakdown of the dissipationless quantum Hall effect in narrow channels // Semiconductor Science and Technology. 1986. Vol. 1, no. 6. PP. 346–349.
14. Chen T. M., Graham A. C., Pepper M., Farrer I., Ritchie D. A. Bias-controlled spin polarization in quantum wires // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 93, no. 3. P. 032102.