

Российская академия наук
Институт физики твёрдого тела

На правах рукописи

МЕЛЬНИКОВ Михаил Юрьевич

НАНОСТРУКТУРЫ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ.

01.04.07 - физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

научный руководитель:
доктор физико-математических наук
профессор В.Т. Долгополов.

Черноголовка – 2009

Оглавление

Введение	4
1 Обзор литературы	9
1.1 Краевые состояния в двумерном электронном газе в режиме целочисленного квантового эффекта Холла	9
1.1.1 Транспорт между краевыми состояниями в структурах с одним двумерным слоем	13
1.1.2 Транспорт между краевыми состояниями в структурах с двумя туннельно связанными двумерными слоями	15
1.2 Создание наноструктур методом локального анодного оксидирования . .	18
1.2.1 Нано-оксидирование титановых пленок	25
1.2.2 Нано-оксидирование гетероструктур Ga[Al]As	26
1.3 Баллистический транспорт через наноструктуры в двумерном электронном газе гетеропереходов	
Ga[Al]As	28
1.3.1 Квантовый точечный контакт	28
1.3.2 Квантовая точка	31
2 Перенос заряда между краевыми состояниями в двумерных электронных системах	35
2.1 Экспериментальная установка	35
2.2 Образцы	36
2.3 Методика эксперимента	40

2.4	Механизм релаксации в транспорте между расщепленными по спину краевыми состояниями при сильном разбалансе в однослойной двумерной электронной системе	45
2.5	Влияние объемного фазового перехода на краевой энергетический спектр в двумерной двуслойной электронной системе	58
3	Создание наноструктур методом высоковольтного локального анодного оксидирования в атомно-силовом микроскопе, и их тестирование	63
3.1	Установка для нанолитографии	63
3.2	Методика нанолитографии	66
3.3	Интерферометры на тонких пленках титана	74
3.4	Открытая квантовая точка в гетероструктуре Ga[Al]As с двумерным газом на глубине 80 нм под поверхностью	82
3.5	Управляемый квантовый точечный контакт в гетероструктуре Ga[Al]As с двумерным газом на глубине 37 нм под под поверхностью	88
4	Электронный транспорт через открытую квантовую точку при низких температурах в нормальных магнитных полях	100
4.1	Экспериментальная установка	100
4.2	Методика эксперимента	101
4.3	Экспериментальные результаты	103
4.4	Обсуждение	108
	Заключение	112
	Литература	115

Введение

В современной физике твердого тела вызывают большой интерес методы создания и исследования транспортных свойств субмикронных структур (наноструктур) пониженной размерности. С одной стороны, это связано с нуждами электронной промышленности и, в частности, с процессом миниатюризации. С другой стороны, низкоразмерные структуры субмикронного масштаба (размерностью меньше двух) представляют значительный интерес для фундаментальной науки в силу широкого разнообразия их квантовых свойств. Большой класс таких структур изготавливается на основе квази-двумерных (далее - просто двумерных) электронных систем, которые уже несколько десятилетий привлекают к себе внимание исследователей всего мира. К двумерным системам относятся, например, достаточно тонкие металлические пленки и полупроводниковые гетероструктуры с двумерным электронным газом. При этом в настоящее время существует множество методов создания наноструктур, применение которых зависит от поставленной задачи и имеющегося оборудования.

Диссертация содержит исследовательскую часть, связанную с изучением свойств краевых каналов в условиях целочисленного квантового эффекта Холла и исследованием интерференции в открытой квантовой точке; а также методическую часть, связанную с изготовлением и тестированием квантовых наноструктур на базе высокоподвижных двумерных электронных слоев.

Исследовательская часть работы имеет дело с одномерными краевыми каналами, в которых предполагается существование нового состояния - Латтинжеровской жидкости, и с изучением интерференционных явлений в квантовых низкоразмерных объектах.

Методическая часть работы связана с адаптацией метода локального анодного оксидирования к изготовлению квантовых наноструктур на базе высокоподвижных двумерных электронных слоев. Сочетание исследований свойств одномерных электронных состояний с развитием методических возможностей создания квантовых наноструктур

обеспечивает актуальность проведенных исследований.

Для создания наноструктур в исследовательских целях уже стало традиционным использовать относительно грубую оптическую литографию и электронно-лучевую литографию, требующих многостадийной обработки поверхности образца. При электронно-лучевой литографии на стадии формирования нанорисунка электронный пучок сканирует поверхность электронного резиста, повторяя шаблон, заложенный в управляющий компьютер. Благодаря более короткой длине волны электронов по сравнению со светом, разрешение метода составляет ~ 10 нм. Предельное разрешение может достигать ≈ 5 нм, что соответствует размеру молекулы резиста. Первая часть диссертационной работы выполнена на образцах, изготовленных традиционным способом.

В качестве альтернативы приобретают популярность методы нанолитографии с использованием сканирующего зондового микроскопа (сканирующего туннельного микроскопа или атомно-силового микроскопа). К ним относится множество методов обработки поверхности зондом нанометровых размеров, из которых одним из самых востребованных в настоящее время является метод так называемого локального анодного оксидирования. К настоящему времени его применяли более 40 научно-исследовательских групп по всему миру. Метод локального анодного оксидирования позволяет создавать наноструктуры с разрешением до ~ 10 нм (см., например, [1]) посредством рисования на поверхности образца оксидных линий шириной $\sim 10 \div 100$ нм при неограниченной длине. В условиях, когда латеральный транспорт в двумерном электронном газе поперек таких линий оказывается затруднен, становится возможным создавать наноструктуры с конечной электропроводностью.

Локальное анодное оксидирование обладает следующими важными преимуществами: 1) возможность получения поверхностного изображения (топографии поверхности) в процессе создания наноструктур, что позволяет контролировать качество литографии и добиваться оптимального результата при формировании сколь угодно сложных рисунков; 2) возможность проведения литографии в обычных комнатных условиях; 3) возможность, во многих случаях, создания готового к использованию образца без дополнительных стадий обработки.

Атомно-силовой микроскоп совместно с хорошим программным обеспечением позволяет изготавливать с помощью локального анодного оксидирования наноструктуры любой геометрии на образцах с двумерным электронным газом. В том числе широко ис-

следуемые в настоящее время управляемые квантовые точечные контакты, квантовые провода, квантовые точки, интерферометры и их всевозможные комбинации. Однако, до сих пор локальное анодное оксидирование наиболее популярных гетероструктур на основе Ga[Al]As позволяло создавать наноструктуры в двумерном электронном газе, залегающем не глубже 50 нм под поверхностью. Такой двумерный газ обладает относительно низкой подвижностью. В то же время, формирование наноструктур в глубоко залегающем высокоподвижном двумерном электронном газе с помощью высоковольтного локального анодного оксидирования должно позволить, например, создавать интерферометры на краевых каналах в режиме дробного квантового эффекта Холла. Вторая часть диссертации посвящена разработке как раз такой методики высоковольтного локального анодного оксидирования, изготовлению рабочих тестовых структур и экспериментам с их использованием.

Цели данной работы состояли в экспериментальном изучении спектра краевых состояний в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в однослойной и двухслойной двумерных электронных системах, исследовании процессов релаксации в транспорте между расщепленными по спину краевыми состояниями; в адаптации методики высоковольтного локального анодного оксидирования к созданию наноструктур в двумерном электронном газе достаточно большой подвижности; создании посредством локального анодного оксидирования электронных интерферометров, квантовой точки, и квантового точечного контакта; тестировании полученных наноструктур.

Для реализации поставленных целей были решены следующие задачи.

1. Исследован перенос заряда через полосу несжимаемой жидкости в области краевых состояний в условиях целочисленного квантового эффекта Холла и изучены механизмы релаксации при переносе заряда с переворотом спина.

2. Исследовано влияние объемного фазового перехода на энергетический спектр двумерной двуслойной электронной системы у края образца.

3. Адаптирована методика локального анодного оксидирования к формированию наноструктур в глубоко залегающем двумерном электронном газе в гетероструктурах Ga[Al]As.

4. Исследован электронный транспорт через открытую квантовую точку при гелиевых температурах в нормальном магнитном поле.

Новизна полученных результатов определяется следующими факторами. Впервые

детально изучена сложная релаксация числа динамически поляризованных ядер и ее связь с процессами переворота спина при переносе электронов между краевыми состояниями. Впервые обнаружено влияние объемного фазового перехода на энергетический спектр двумерной двуслойной электронной системы у края образца. Впервые достигнута методическая возможность изготовления нано-объектов литографией с помощью локального анодного оксидирования на структурах, содержащих высокоподвижный двумерный электронный газ. Впервые в открытой квантовой точке изучены наблюдаемые осцилляции баллистической магнитопроводимости с очень малым периодом. Перечисленные пункты определяют и практическую значимость диссертационной работы.

На защиту выносятся следующие положения:

1. На образце с одним слоем двумерного электронного газа в геометрии квази-Корбино в режиме целочисленного квантового эффекта Холла при факторе заполнения $\nu = 2$ реализована динамическая поляризация ядер в затворной щели вблизи края образца на площади $\sim 3000 \times 100 \text{ нм}^2$. Равновесная концентрация динамически поляризованных ядер зависит от величины и знака разности электрохимических потенциалов краевых состояний в стационарном режиме. Наблюдена релаксация числа динамически поляризованных ядер, описанная суммой двух экспонент с характерными временами релаксации 25 с и 200 с. Указанные времена отнесены к локальному формированию динамической ядерной поляризации за счет одновременного переворота спинов ядер и спинов электронов и диффузии ядерных спинов.

2. В двуслойной двумерной электронной системе в геометрии квази-Корбино в режиме целочисленного квантового эффекта Холла при факторе заполнения $\nu = 2$ фазовый переход в объеме из спин-синглетной в наклонную антиферромагнитную фазу влияет на характер переноса электронов между краевыми состояниями в щели затвора. Вольт-амперные кривые ($I - V$ - кривые) транспорта между краевыми состояниями линеаризуются при упомянутом фазовом переходе.

3. Оптимизированы условия методики высоковольтного локального анодного оксидирования для обеднения двумерного электронного газа в гетероструктуре Ga[Al]As на глубине 80 нм под поверхность, что глубже достигнутого до сих пор. В такой гетероструктуре с помощью указанной методики создана действующая квантовая точка почти круглой формы размером $\sim 1 \text{ мкм}$, находящаяся в баллистическом режиме при гелиевых температурах.

4. При температуре 1.5 К в баллистической магнитопроводимости открытой квантовой точки почти круглой формы размером ~ 1 мкм, созданной в гетероструктуре Ga[Al]As с помощью высоковольтного локального анодного оксидирования, наблюдаются периодические по полю осцилляции периодом меньше кванта h/e (в единицах магнитного потока). Предложено объяснение эффекта на основе интерференции электронов, движущихся по вписанным в квантовую точку обращенным по времени путям с началом и концом у одного из контактов, что отвечает периоду осцилляций $h/2e$.

Личный вклад соискателя в диссертационную работу состоял в экспериментальном исследовании свойств краевых каналов в условиях целочисленного квантового эффекта Холла, адаптации метода локального анодного оксидирования в атомно-силовом микроскопе, в изготовлении и тестировании квантовых наноструктур, в экспериментальном исследовании электронного транспорта через открытую квантовую точку.

Основные результаты диссертационной работы докладывались на 47-й научной конференции МФТИ (Черноголовка, 2004), на VII Российской конференции по физике полупроводников (Звенигород, 2005), на Зимней школе молодых ученых по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2006), на совещании по программе "Спинозависимые явления в твердых телах и спинтроника" МФТИ им. А.Ф. Иоффе (Санкт-Петербург, 2006), на теоретическом семинаре ФИАН (2007), на конкурсе научных работ ИФТТ РАН (2008) и на семинарах по физике низких температур (2004, 2005, 2006, 2007, 2008).

По диссертации опубликовано 4 работы [A1, A2, A3, A4] в реферируемых журналах: "Письма в ЖЭТФ", "Приборы и техника эксперимента" и "Physical Review B".

Эти и некоторые другие результаты представлены в настоящей диссертации в такой последовательности: в главе 1 дан обзор основных теоретических и экспериментальных результатов, имеющих отношение к данной работе; глава 2 посвящена результатам исследований транспорта между краевыми состояниями путем прямого измерения тока между ними в режиме целочисленного квантового эффекта Холла в однослойной и двухслойной двумерных электронных системах; в главе 3 подробно описаны установка для высоковольтного локального анодного оксидирования, методика создания с ее помощью наноструктур на поверхности титановых пленок и гетероструктур Ga[Al]As, и результаты тестирования полученных наноструктур при гелиевых температурах; в главе 4 представлены результаты исследования электронного транспорта через открытую квантовую точку в нормальных магнитных полях при низких температурах.

Глава 1

Обзор литературы

1.1 Краевые состояния в двумерном электронном газе в режиме целочисленного квантового эффекта Холла

Открытие квантового эффекта Холла в двумерной электронной системе позволило создать абсолютный эталон сопротивления, предоставило еще один способ для определения постоянной тонкой структуры а также раскрыло множество новых методов исследования. Фактически надо говорить об открытии двух эффектов- целочисленного и дробного квантового эффекта Холла.

Нас будет интересовать только целочисленный, который будем далее называть просто квантовым эффектом Холла. Этот эффект был открыт в феврале 1980 года К. фон Клитцингом во время его работы в лаборатории сильных магнитных полей института им. Макса Планка в Гренобле [2]. Исследуя при гелиевых температурах магнитосопротивление инверсионных слоев кремниевых МОП-структур, фон Клитцинг обнаружил плато в Холловском сопротивлении, представляющие собой участки конечной ширины с постоянным и воспроизводимым значением сопротивления (рис. 1.1).

Считается, что квантовый эффект Холла — это проявление кинетических свойств системы невзаимодействующих заряженных частиц в условиях сильного квантующего магнитного поля [2]. Изначально предполагалось, что квантовый эффект Холла обусловлен наличием примесей в двумерной электронной системе, а ширина плато обра-

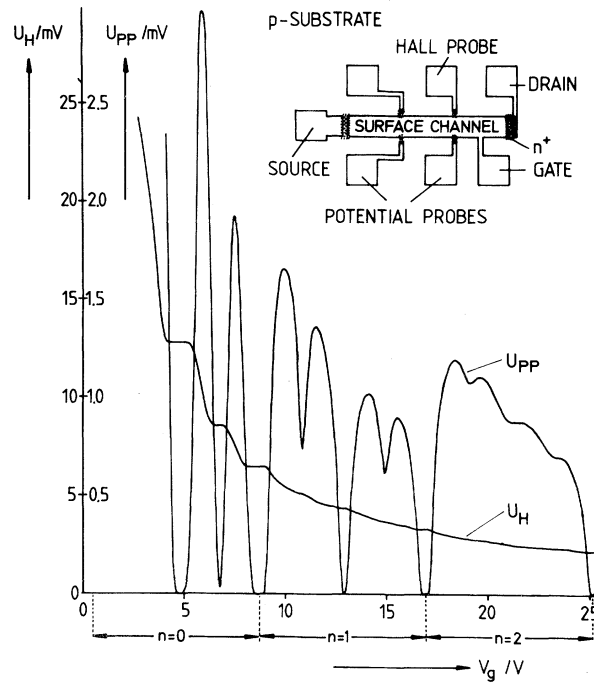


Рис. 1.1: Зависимость Холловского напряжения U_H и продольного напряжения U_{PP} от напряжения V_g на затворе при температуре 1.5 К (рисунок из работы [3]). Постоянный ток между истоком и стоком равен 1 мкА. Фиксированное магнитное поле 18 Тл перпендикулярно плоскости двумерного электронного газа. На вставке показана схема исследуемого устройства (кремниевый транзистор на основе структуры металл-оксид-полупроводник) с электрическими контактами к двумерному газу и к затвору.

тится в нуль в идеальном образце [4]. В работах [5, 6] на образцах из $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ с одиночным гетеропереходом было показано, что в двумерном электронном газе без влияния примесей и дефектов (в чистом пределе) при низких температурах ширина плато на ρ_{xy} как функция от затворного напряжения (или магнитного поля) имеет минимум конечной ширины. Тем самым было установлено, что локализация части носителей не является единственной причиной образования плато. Возрастание количества примесей и дефектов ведет к росту числа локализованных состояний, что приводит к увеличению ширины плато на ρ_{xy} . Однако, при дальнейшем увеличении беспорядка при конечной температуре появляется прыжковая проводимость между локализованными состояниями на уровне Ферми, обуславливающая уменьшение ширины плато, а также полное их исчезновение в излишне “грязных” образцах.

Квантовый эффект Холла можно наблюдать в различных двумерных системах. В

простейшем случае одного слоя двумерного электронного газа (однослойная система), когда электронами заполнена только нижняя подзона размерного квантования, в перпендикулярном слою магнитном поле возникают эквидистантные по энергии уровни Ландау. Каждый такой уровень расщеплен по спину на два подуровня, что при достаточно низких температурах заметно в кинетических и термодинамических свойствах. В случае двух параллельных туннельно-связанных слоев двумерного электронного газа (двуслойная система) возникает дополнительное симметрично-антисимметричное расщепление уровней Ландау. Примеси и дефекты решетки приводят к уширению уровней Ландау и создают промежуточные локализованные электронные состояния. В условиях низких температур каждое Холловское плато соответствует определенному значению компоненты σ_{yx} тензора проводимости двумерного газа $\sigma_{yx} = ie^2/h$ (здесь i — целое число). При этом уровень Ферми располагается между квантовыми уровнями.

Введем понятие фактора заполнения. Если концентрация электронов в двумерной системе равна n , то фактор заполнения ν в перпендикулярном к плоскости двумерного газа магнитном поле B определяется как отношение $\nu = n/n_B$, где $n_B = eB/(hc)$ есть вырождение квантового уровня. Оказывается, что упомянутые выше плато в σ_{yx} наблюдаются при значениях ν в некоторой окрестности целого значения i [2] в объеме двумерного газа.

У края двумерной электронной системы в рамках одночастичной модели в квантующем магнитном поле энергетические уровни Ландау загибаются вверх по энергии, формируя краевые состояния на линиях пересечения с уровнем Ферми [7]. Такую модель авторы работы [8] дополнили рассмотрением электростатического взаимодействия между краевыми электронами в приближении среднего поля. Это превращает линии краевых состояний в серию сжимаемых и несжимаемых полос конечной ширины на участке плавного изменения краевого потенциала (когда изменение на масштабе магнитной длины много меньше циклотронной энергии). При этом расстояние по энергии между уровнями Ландау остается почти неизменным, тогда как в противоположном предельном случае бесконечно высокой потенциальной стенки расстояние между уровнями на краю значительно увеличивается [9]. Краевой потенциал полностью экранируется в сжимаемой полосе благодаря наличию не занятых состояний на уровне Ферми. Поэтому поперек такой полосы фактор заполнения меняется на единицу. Напротив, в несжимаемой полосе экранирование отсутствует, обуславливая изгиб уровней Ландау. В результате у

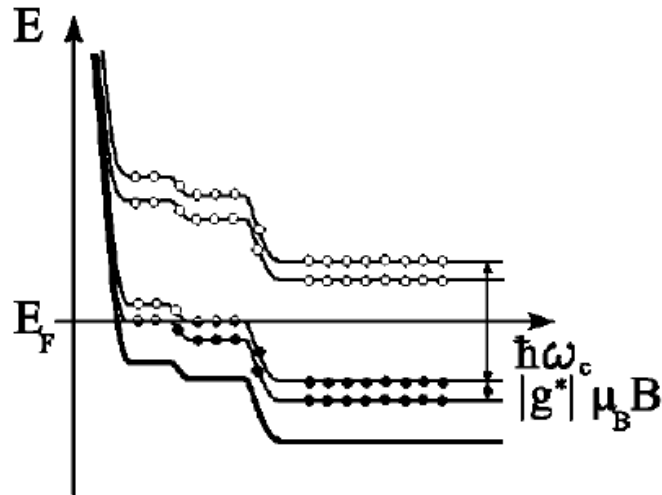


Рис. 1.2: Диаграмма энергетических подзон у края двумерной электронной системы для фактора заполнения $\nu = 2$ в объеме двумерного газа при нулевой температуре. Состояния электронов под уровнем Ферми E_F полностью заполнены (закрашенные кружки), над уровнем Ферми - пусты (незакрашенные кружки). На уровне Ферми в сжимаемых полосках электронной жидкости имеются частично заполненные состояния (не полностью закрашенные кружки). Жирная линия, расположенная под электронными уровнями энергии и повторяющая их профиль, обозначает дно подзоны размерного квантования.

границы двумерной системы профиль энергетических уровней напоминает лестницу (см. рис. 1.2). Ширина полос определяется энергетической щелью между соответствующими уровнями Ландау и градиентом электронной плотности в нулевом магнитном поле. С учетом работы [8] мы будем далее называть краевыми состояниями сжимаемые полоски, что позволяет легко установить их электрохимические потенциалы.

Бюттикер [10] предложил формализм расчета различных сопротивлений в режиме квантового эффекта Холла для образцов с произвольным количеством омических контактов, объединив идею Гальперина [7] о токнесущих краевых состояниях и формализм Ландауэра [11]. (В этом смысле краевые состояния называют также краевыми каналами.) Было показано, что в условиях квантования Холловского сопротивления при выведении системы из равновесия протекающий ток может быть формально выражен только через электрохимпотенциалы краевых состояний при учете эффектов упругого и неупругого рассеяния с помощью матрицы коэффициентов прохождения. Формализм

Бюттикера в настоящее время является общепринятым.

Таулес в работе [12] рассмотрел вопрос о распределении тока в образце в режиме квантового эффекта Холла. Он показал, что бездиссипативные токи текут там, где есть градиент потенциала. В направлении нормали к этому градиенту групповая скорость не равна нулю [10]. Соответствующие токи, таким образом, имеют место в несжимаемых полосках у краев двумерного электронного газа, в его объеме (вследствие плохой экранировки электрического поля при целочисленном факторе заполнения), и в областях с длиннопериодными флуктуациями потенциала.

В свою очередь диссипативный ток возможен прежде всего у края двумерной системы в области, где уровни Ландау трансформируются в не полностью заполненные краевые состояния. Если электрохимические потенциалы двух соседних краевых состояний на начальном участке различны (разбаланс между краевыми состояниями), то в остальной области взаимодействия их электрохимические потенциалы будут приходить в равновесие вследствие электронного транспорта между ними. Такой транспорт выявляет структуру краевых состояний, их энергетический спектр, а также отражает некоторые особенности энергетического спектра в объеме двумерной электронной системы.

1.1.1 Транспорт между краевыми состояниями в структурах с одним двумерным слоем

В первых работах по исследованию транспорта между краевыми состояниями (см. обзор [13]) существенное внимание уделялось измерению феноменологического параметра - длины выравнивания электрохимических потенциалов краевых состояний l_{eq} . Для этой цели, как правило, применялись образцы в геометрии Холловского мостика с поперечными затворами (см. рис. 1.3). В режиме квантового эффекта Холла при ненулевом полном токе через систему затворов на входе в межзатворную область электрохимические потенциалы каждой пары внутреннего и внешнего краевых состояний различны. При дальнейшем движении вдоль края образца электрохимические потенциалы идущих рядом краевых состояний выравниваются за счет переноса электронов между ними. Пропуская ток через контакты 1,4 и измеряя напряжение между контактами 2,3 можно экспериментально определить сопротивление $R_{14,23}$. В предположении линейной зависимости локальной плотности тока между краевыми состояниями от разности их элек-

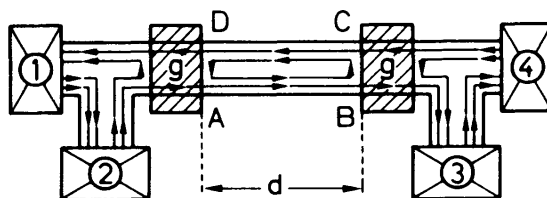


Рис. 1.3: Геометрия Холловского мостика с двумя поперечными затворами (заштрихованные области). Пронумерованные перечеркнутые прямоугольники обозначают омические контакты. Структура краевых состояний показана для факторов заполнения $g = 1$ под затвором и $\nu = 2$ в остальной части образца. (Рисунок из работы [14].)

трохимических потенциалов расчет по формализму Бюттикера дает $R_{14,23} = h/e^2(1 + \exp(-2d/l_{eq}))^{-1}$. В отсутствие тока между краевыми состояниями ($d = 0$) сопротивление минимально и равно $R_{14,23} = h/2e^2$. Наоборот, при полном выравнивании электрохимических потенциалов в области между затворами ($d \rightarrow \infty$) сопротивление максимально и равно $R_{14,23} = h/e^2$. Таким образом, в рассматриваемой геометрии ток между краевыми состояниями является всегда лишь аддитивным вкладом в полный ток через образец (это справедливо и для других комбинаций токовых и потенциальных контактов). По отклонению величины измеренного сопротивления от $h/2e^2$ можно судить о величине l_{eq} . Ясно, что точность измерения l_{eq} выше при больших d , когда модуль показателя экспоненты в формуле для $R_{14,23}$ сравним с единицей. В таких условиях l_{eq} будет существенно зависеть от процессов, идущих при малых разбалансах между соседними краевыми состояниями (когда разность их электрохимических потенциалов много меньше циклотронной энергии). Оказалось, что в случае транспорта между каналами, соответствующими разделенным циклотронной щелью уровням Ландау в объеме двумерной системы, длина выравнивания при низких температурах (температурах жидкого гелия) составляет порядка 100 мкм. В случае же транспорта между каналами, отвечающими спиновому расщеплению в объеме, необходимость переворота спина электрона уменьшает вероятность туннелирования. В таких условиях равновесная длина может достигать 1 мм при низких температурах, несмотря на сильное пространственное перекрытие волновых функций электронов [14, 15]. В настоящей работе использована иная техника измерений, позволившая исследовать режим сильного разбаланса электрохимических потенциалов между отдельными краевыми состояниями на одном краю образца.

При перевороте спина электрона в процессе переноса между расщепленными по спину краевыми состояниями должен выполняться закон сохранения момента импульса. В образцах без магнитных примесей этому условию удовлетворяют спин-орбитальное и сверхтонкое взаимодействия.

В качестве главного механизма переворота спина электрона первоначально рассматривали спин-орбитальное взаимодействие. Известно, что оно возникает в объеме GaAs в элементарной ячейке кристалла из-за отсутствия инверсионной симметрии. В гетероструктурах на основе Ga[Al]As появляется второй механизм спин-орбитального взаимодействия, вызванный несимметричностью квантовой ямы с двумерным электронным газом в направлении, перпендикулярном плоскости двумерного слоя [14, 16]. При транспорте между краевыми состояниями за счет спин-орбитального взаимодействия переворот спина электрона сопровождается изменением его волнового вектора (например, за счет рассеяния на потенциале удаленных ионизованных доноров [16]).

Кроме спин-орбитального взаимодействия интерес представляет также возможность переворота спина электрона за счет одновременного переворота спина ядра в результате сверхтонкого взаимодействия. Ненулевой ток электронов между квантовыми уровнями с различной ориентацией спинов в условиях сверхтонкого взаимодействия вносит вклад в динамическую ядерную поляризацию. Ненулевая поляризация ядер, в свою очередь, влияет на электронный транспорт (как было установлено с помощью ядерного магнитного резонанса [17, 18, 19]). Динамическая поляризация ядер приводит к гистерезису на вольт-амперных кривых вследствие конечного времени установления ядерной поляризации в образце. Такой гистерезис изучался в работах [17, 18]. Однако, релаксация числа динамически поляризованных ядер и механизмы переворота спина при переносе электронов между краевыми состояниями были изучены недостаточно подробно. Более подробные исследования, приведшие к новым результатам, представлены в настоящей диссертации.

1.1.2 Транспорт между краевыми состояниями в структурах с двумя туннельно связанными двумерными слоями

Большинство работ по исследованию транспорта между краевыми состояниями выполнено на структурах с одним слоем двумерного электронного газа. Однако и двуслойные

структуры представляются не менее интересным объектом для подобных исследований.

Вследствие туннелирования между слоями у таких систем даже объемный спектр оказывается достаточно сложным. В рамках одночастичного приближения в объеме двуслойной системы каждый уровень Ландау расщеплен на четыре подуровня, соответствующих спиновому $|g^*|\mu_B B$ и симметрично-антисимметричному расщеплению Δ_{SAS} [20] (см.рис. 1.4). Последнее обусловлено межслоевым туннелированием. Соотношение между этими двумя энергиями определяет объемные свойства двуслойной системы при факторе заполнения $\nu = 2$. С увеличением электронной концентрации двумерного газа величина Δ_{SAS} уменьшается, поскольку растет Кулоновское отталкивание между слоями. С другой стороны Зеемановское расщепление прямо пропорционально абсолютной величине поля. Поэтому при общем факторе заполнения $\nu = 2$ в слабых магнитных полях электронами заняты два разделенных Зеемановской энергией уровня с различной спиновой ориентацией. Энергия возбуждения при этом определяется величиной $\Delta_{SAS} - |g^*|\mu_B B$, которая, следовательно, уменьшается с увеличением магнитного поля при постоянном факторе заполнения. При нулевой энергии возбуждения $\Delta_{SAS} = |g^*|\mu_B B$, и происходит перестройка спектра: при возрастании B энергетический уровень симметричного состояния с ориентацией спинов против поля оказывается выше по энергии, чем уровень антисимметричного состояния с ориентацией спинов по полю, так что оба заполненных уровня оказываются теперь с одинаковой спиновой ориентацией (по полю). При этом состояние двуслойной системы является ферромагнитным. Таким образом, в одночастичном приближении при факторе заполнения $\nu = 2$ двуслойная система претерпевает фазовый переход из спин-синглетного в ферромагнитное (спин-поляризованное) состояние, проходя через критическое поле $B_c = \Delta_{SAS}/|g^*|\mu_B$.

Однако, в экспериментах с сильным межслойным Кулоновским взаимодействием (расстояние между слоями сравнимо с магнитной длиной) наблюдается значительное смещение точки перехода в более слабые поля [21, 22], что является следствием проявления многочастичных эффектов [23]. Теоретически было показано, что межслойное Кулоновское взаимодействие сдвигает точку перехода до величины

$$|g^*|\mu_B B_c = \sqrt{\Delta_{SAS}^2 + E_c^2/4} - E_c/2 \approx \Delta_{SAS}^2/E_c,$$

где E_c – Кулоновская энергия. Вблизи поля B_c осуществляется переход из спин-синглетного в ферромагнитное состояние через промежуточную наклонную антиферромаг-

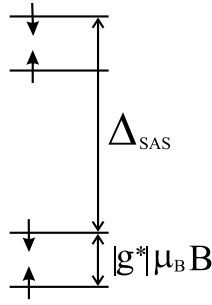


Рис. 1.4: Составляющие подуровни уровня Ландау в объеме двуслойной системы в одночастичном приближении при наличии спинового $|g^*|\mu_B B$ и симметрично-антисимметричного Δ_{SAS} расщеплений. Изображен случай $|g^*|\mu_B B < \Delta_{SAS}$.

нитную фазу с межслоевым антиферромагнитным спиновым упорядочением.

В работе [24] был проделан расчет, подтверждающий возможность реализации наклонной антиферромагнитной фазы в объеме двуслойной системы в случае присутствия параллельной плоскости слоев компоненты магнитного поля $B_{||}$. Меняя $B_{||}$ можно независимо менять Зеемановское расщепление, переводя систему в различные фазовые состояния. Данное обстоятельство является важным для экспериментального наблюдения фазовых переходов, поскольку каждый образец с заданными ростовой структурой параметрами находится в определенной точке фазовой диаграммы.

По сравнению с объемом двумерной электронной системы на краю образца в области исследования транспорта между краевыми состояниями ситуация еще более усложняется. Здесь энергетическая структура определяется краевым потенциалом и объемным спектром двуслойной системы. Последний может быть достаточно сложным даже в простейшем случае $\nu = 2$ в объеме в силу большого числа независимых энергетических масштабов: циклотронная энергия, расщепление Зеемана, симметрично-антисимметричное расщепление, внутрислойное и межслойное Кулоновские взаимодействия. Кроме того, спектр возбуждений сильно зависит от фактора заполнения, который значительно меняется на краю образца. По этим причинам заранее трудно предсказать систематику краевых состояний, а значит и транспорт между ними.

В данной работе исследовано влияние фазового перехода в объеме двуслойной системы на энергетический спектр у ее края.

1.2 Создание наноструктур методом локального анодного оксидирования

В физике и технологии создания наноразмерных структур сочетанием слов "локальное" ("зондовое", "индуцированное зондом") "анодное оксидирование" ("анодирование")¹ называют один и тот же процесс: окисление области субмикронных размеров на поверхности проводящего электрический ток образца под проводящим зондом сканирующего зондового микроскопа при подаче на образец положительного напряжения относительно зонда (рис. 1.5 (а)). Если образующийся оксид летуч, как в случае графена, то на образце возникают углубления [25]. В большинстве рассматриваемых далее случаев образующийся оксид нелетуч. При этом на образце возникают выступающие наросты, так как молекулярный объем у оксида обычно больше, чем у материала подложки. Локальное анодное оксидирование успешно выполняется на таких проводящих материалах, как, например, Ti (см., например, [26, 27, 28]), Al (см., например, [29, 30]), Ta [31], Cr [32, 33], Nb [34, 35], V [36], Ni [37, 38], Zr [39], TiN [40, 41], Si (см. обзор [42]), GaAs (и гетероструктурах Ga[Al]As) [43], InGaAs/InP [44], InAs/(Al)GaSb [45], InN и GaN [46], графен [25].

В работах [47, 48, 49] показано, что для для нано-оксидирования поверхности важно присутствие на ней адсорбированной пленки воды, образующейся во влажной атмосфере. Как непосредственный контакт зонда с поверхностью, так и приложение достаточно большого электрического поля в пространстве между зондом и образцом ведут к образованию водного мостика (мениска) (рис. 1.5 (б)), соединяющего зонд и поверхность [49, 50, 51]. При нанолитографии электрическое поле (обычно $\gtrsim 10^7$ В/см) [48, 52, 53, 54, 55, 56] в мениске стимулирует диссоциацию молекул воды и образование анионов, содержащих кислород (например, OH^- , O^-) [49, 57]. Анионы, как отрицательно заряженные ионы, мигрируют к подложке. На поверхности они вступают в химическую реакцию с атомами образца, формируя оксид в небольшой области под зондом [44, 55, 57, 58, 59, 60]. При исследовании механизмов зондового анодного оксидирования на титане [47] наблюдался более интенсивный рост оксида в высоту с увеличением концентрации молекул O_2 в атмосфере оксидирования. Вероятной причиной явления

¹В наиболее обширной англоязычной научной литературе соответственно local(probe, tip-induced) anodic oxidation (anodization).

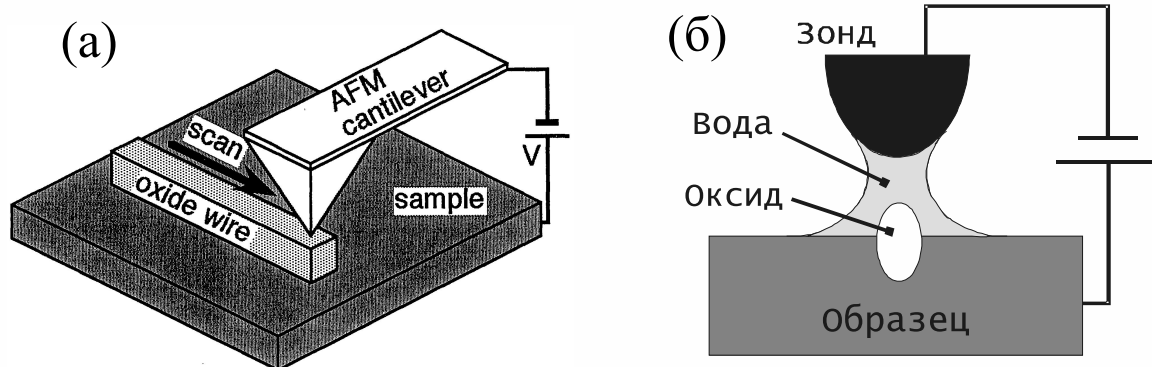


Рис. 1.5: Принципиальная схема локального анодного окисления поверхности образца в присутствии паров воды. При положительном напряжении образца относительно зонда происходит окисление поверхности. **(а)** Образование линии оксида при перемещении кантилевера атомно-силового микроскопа вдоль поверхности (рисунок из работы [61]). Кантилевер (от английского cantilever, буквально – консоль) представляет собой балку, закрепленную с одной стороны, и имеющую на свободном конце зонд в виде иглы. **(б)** Процесс окисления в субмикронном масштабе. Оксидный нарост возникает под острием зонда в условиях сформировавшегося водного мостика.

названо увеличение количества растворенных молекул O_2 в водном мениске.

Размеры водного мостика возрастают с увеличением амплитуды и длительности импульса напряжения, что экспериментально показано в работе [50]. Диаметры мениска и соответствующей оксидной точки оказались близки по величине. Другой группой авторов [62] рассмотрена динамика движения мениска. Электрическое поле зонда притягивает мениск к зонду. Однако, при их столкновении гидродинамическая ударная сила со стороны мениска отталкивает зонд от поверхности. В результате увеличивается расстояние зонд-образец.

Один из способов варьирования характеристик процесса литографии – это изменение химического состава атмосферы, в которой проводится локальное анодное окисление. Так, при зондовом анодировании поверхности Si в парах спирта [63], подобно воде обеспечивающего ионы OH^- , было обнаружено значительное увеличение скорости роста оксида по сравнению с локальным анодированием в атмосфере паров воды. Однако, подавляющее большинство работ выполнено в присутствии водных паров.

Факт образования оксида под острием зонда был подтвержден анализом химическо-

го состава продуктов нанолитографии поверхностей материалов с металлической проводимостью (например, Ti [64], Nb [34], Cr [33], Ni [37], TiN [40, 41]) и полупроводников (например, n- и p-Si [65], GaAs [66, 67]). При нанолитографии поверхностей из других материалов в отсутствие анализа химического состава образование оксида выявляется другими методами (см., например, работу [31] про локальное анодное оксидирование поверхности Ta).

При подаче на образец отрицательного напряжения относительно зонда также может происходить образование наростов на литографируемой поверхности. Однако, в ряде исследований (см., например, Si [68] и Cr [33]) было выявлено преимущество нанолитографии в условиях положительной полярности образца относительно зонда. В случае анодирования размер поверхностных образований оказался существенно больше при близких по абсолютной величине напряжениях в обоих случаях.

В ранних работах по локальному оксидированию, в том числе и по анодированию, использовался преимущественно сканирующий туннельный микроскоп [26, 27, 69, 70, 71, 72, 73]. Но в таком микроскопе расстояние зонд-образец определяется туннельным током, который экспоненциально зависит от этого расстояния [74]. Поэтому подача на зонд дополнительного напряжения, необходимого для локального анодного оксидирования, затрудняет управление перемещением зонда. Возникающий под зондом диэлектрический оксид на образце легко может привести к столкновению зонда с поверхностью, поскольку расстояние зонд-образец будет отсчитываться от проводящего слоя, лежащего под оксидом [75]. Указанный недостаток отсутствует в атомно-силовых микроскопах, так как в них регистрация положения зонда осуществляется принципиально другими способами (например, с помощью оптических детекторов [76, 77, 78, 79]), позволяющими контролировать положение зонда независимо от напряжения зонд-образец. Благодаря этому атомно-силовые микроскопы стали активно использовать при создании наноструктур методом локального анодного оксидирования уже с середины 90-х годов 20-го века (см., например, [29, 59, 61, 75, 80, 81, 82]).

Большое внимание в связанных с зондовым анодированием исследованиях уделяется поиску хорошо контролируемого режима литографии, обеспечивающего максимально возможное и надежно воспроизводимое характеристическое отношение (отношение высоты оксидного образования к его ширине - "aspect ratio" в англоязычной научной ли-

тературе) оксидных линий за минимальное время² и при минимальном износе острия зонда. Большое характеристическое отношение позволяет создавать наноструктуры с более высоким разрешением вследствие более глубокого прокисления образца и потому более высоких изолирующих свойств при заданной ширине оксидных линий. Первоначально локальное анодное оксидирование с помощью атомно-силового микроскопа проводилось в контактном режиме [80, 83], когда зонд "скребет" по поверхности. Следующим шагом стало выполнение зондового анодирования в динамическом режиме, когда кантилевер с зондом механически колеблется вблизи поверхности на своей резонансной частоте [84, 85]. Такая методика замедляет разрушение иглы зонда [28, 86, 87] из-за уменьшения влияния латеральных сил, а также позволяет добиться более высокого характеристического отношения оксидных наростов [88]. В отличие от контактного режима, для работы в динамическом режиме используются кантилеверы с большей жесткостью. Создание механического давления зонда на образец при локальном анодировании напряжением до 50 В в динамическом режиме позволило авторам работы [89] получить оксидные линии высотой более 30 нм при характеристическом отношении ≈ 0.3 . Объяснение приписывается релаксации механического напряжения в растущем оксиде под давлением острия зонда, что облегчает диффузию ионов к зоне реакции.

Важным методом повышения эффективности локального анодного оксидирования оказалась подача модулированного напряжения. Её смысл состоит в следующем. Во-первых, при максимальном (положительном) уровне сигнала на образце происходит накопление пространственного заряда в анодируемой области, что замедляет темп оксидирования [57, 90, 91]. Для нейтрализации указанного заряда нужны временные участки сигнала с минимальным значением напряжения. Во-вторых, латеральная диффузия ионов стимулирует рост оксида в ширину, уменьшая тем самым характеристическое отношение [92]. Короткие положительные импульсы ограничивают латеральную диффузию, заметно сужая основание оксидного нароста [43, 93, 94]. В отличие от немодулированного постоянного сигнала приложении последовательности импульсов напряжения между зондом и образцом для различных материалов поверхности позволило повысить темп роста оксида и воспроизводимость локального анодирования вместе с повышением характеристического отношения (во многих работах для более быстрой релаксации

²Для использования локального анодного оксидирования в чисто научных целях быстрота создания наноструктур обычно не важна.

накопившегося заряда между импульсами напряжения положительной полярности подавались импульсы отрицательной полярности) [1, 90, 95, 96, 97, 98]. Применение импульсного сигнала напряжения в динамическом режиме позволило получить наиболее высокие характеристические отношения [43, 55, 94]. В упомянутых работах использовалась частота импульсов напряжения много меньше резонансной частоты колебаний кантилевера.

Две различных группы исследователей [99, 100] подавали на образец относительно зонда импульсы напряжения, синхронизованные с резонансной частотой колебаний кантилевера порядка 300 кГц. В работе [99] показано, что поперечными размерами оксидных линий можно управлять, меняя фазу между указанными колебательными процессами. При фиксированном сдвиге фазы наблюдался рост высоты и ширины линий с увеличением длительности каждого импульса (в диапазоне до полупериода колебаний зонда). В работе [100], напротив, наблюдался спад высоты с ростом длительности импульса. Там же показано, что импульсный сигнал напряжения приводит к существенно более высоким оксидным линиям, чем постоянный.

Как правило, при локальном анодировании между зондом и образцом прикладываются импульсы напряжения фиксированной амплитуды. Однако, в таком методе случайные флуктуации электрического тока препятствуют созданию однородного оксидного рисунка. С повышением амплитуды напряжения стабильность литографии снижается [89] и возрастает вероятность необратимой порчи острия зонда [58, 101, 102]. Авторы работ [58, 101, 103, 104] существенно ослабили влияние этих эффектов, используя отрицательную обратную связь по току. Достаточно однородные оксидные линии удалось получить, достигая заданной величины тока зонд-образец как подстройкой напряжения [103], так и подстройкой латеральной скорости движения зонда [104]. Выбор значения тока в цепи обратной связи позволяет контролировать размеры оксидных линий даже суммарной длиной в сотни микрон независимо от нестабильностей, вызванных износом острия зонда или особенностями окисления [103]. Заметим, что в работах [58, 101, 103, 104] оксидирование выполнялось в контактном режиме. К недостаткам метода контроля тока относятся, прежде всего, трудности управления током в динамическом режиме, являющемся наиболее перспективным для воспроизводимого получения оксидных линий с высоким характеристическим отношением.

В работах [28, 29, 105] были созданы нанопровода и оксидные барьеры анодирова-

нием тонких металлических пленок. В каждом случае одновременно с литографией измерялось сопротивление наноструктуры в плоскости пленки. По достижении заданного сопротивления окисление прекращалось. Такая методика может быть эффективна, если создание наноструктуры завершает изготовление образца. Поэтому во многих случаях она не применима.

Исследователи из Испании [49, 85, 86] обнаружили, что для начала локального анодного окисления в бесконтактном режиме (динамический режим при котором зонд не касается поверхности) необходимо хотя бы на короткое время (несколько мс) приложить напряжение $V > V_{th} > 0$ между зондом и образцом для формирования водного мостика поляризацией поверхностной пленки воды. В таком случае дальнейшее окисление возможно и при $V < V_{th}$. Доказательством возникновения водного мостика послужили наблюдения за изменениями динамики колебаний зонда и измерение силы притяжения зонда к поверхности. Теория эффекта, объясняющая в том числе экспериментально наблюдавшееся уменьшение порогового напряжения V_{th} с ростом относительной влажности и увеличение V_{th} с увеличением расстояния зонд-образец, рассмотрена в работе [51].

В условиях сформировавшегося водного мениска между зондом и поверхностью электрохимическая реакция окисления, вообще говоря, также носит пороговый характер [106]. В ряде работ по зондовому анодированию поверхности Si [83, 87, 107], GaAs [53], Ti [108], Si_3N_4 [109], InGaAs/InP [44] высота оксида начинала плавно расти с напряжением V только при значениях V , превышающих некоторое пороговое значение $V_{th} > 0$. Изменение характера легирующих примесей в кремнии в направлении увеличения концентрации дырок привело к повышению V_{th} [83, 87]. При этом причина существенных отличий полученных разными авторами значений V_{th} для образцов со схожим легированием может быть связана с различием структуры и проводимости используемых зондов [87]. Зависимость V_{th} непосредственно от материала зонда наблюдалась при окислении пленок титана [108]. Невоспроизводимость значений V_{th} , полученных на одном образце при одном и том же зонде, может быть обусловлена изменением состояния острия зонда в процессе окисления [44]. В работах [87, 109] для заданного образца в динамическом режиме литографии величина V_{th} оказалась больше, чем в контактном. Это приписывается меньшей величине эффективного электрического поля между зондом и образцом в динамическом режиме при одинаковом напряжении [109].

Исследования кинетики локального анодного оксидирования в разных режимах (см., например, непосредственное сравнение контактного и динамического режимов в работах [87, 88, 94, 109]) на различных материалах (см., например, эксперименты на Si [48, 81, 86, 87, 89, 93, 94, 107, 110, 111, 112], GaAs [53, 55, 89, 98, 113, 114], Ti [26, 47, 58, 89, 108, 115, 116], Nb [34], Ni [56], Zr [39], Si₃N₄ [109]) позволяют выделить наиболее общие закономерности процесса. Сюда относятся: увеличение высоты и ширины оксидных наростов с повышением амплитуды и длительности импульса напряжения между образцом и зондом при снижении темпа роста оксида с увеличением высоты нароста [26, 34, 39, 47, 48, 53, 55, 56, 81, 83, 86, 87, 89, 91, 93, 94, 98, 107, 108, 109, 110, 111, 113, 115, 116, 117]; увеличение ширины оксидных наростов с повышением относительной влажности газовой среды при не очень больших значениях влажности [26, 47, 48, 58, 112, 114, 116].

Основная доля исследований механизма и кинетики зондового анодирования выполнена на поверхности кремниевых образцов (см. обзоры [42, 118]). Как ясно из предыдущего изложения, механизм и кинетика оксидирования тесно связаны с электрическим полем, механическим напряжением поверхности, формированием мениска воды и диффузией ионов. Высота оксида h в большинстве экспериментов линейно возрастает с повышением электрического напряжения (напряженности электрического поля). Однако, для объяснения поведения h как функции времени t был предложен ряд моделей, из которых чаще используется логарифмическая: $h(t) \sim \log(t)$ [48, 55, 87, 89, 93, 98, 108, 109, 110, 111, 115, 116]. Также упомянем степенную: $h(t) \sim t^\gamma$, где $\gamma < 1$ [83, 91, 117], и обратную логарифмическую: $h(t) \sim -1/\log(t)$ [107].

К настоящему времени в создании наноструктур методами локального анодирования достигнут существенный прогресс. Современные сканирующие зондовые микроскопы благодаря высокой точности позиционирования зонда и компьютерному управлению позволяют делать достаточно сложные по форме рисунки на поверхности образца (см., например, [119, 120, 121]). Подобное оборудование применялось в настоящей работе для реализации методики высоковольтного локального анодного оксидирования в динамическом режиме движения зонда с одновременной подачей модулированного по амплитуде напряжения. Данная методика была адаптирована к формированию наноструктур в глубоко залегающем двумерном электронном газе гетероструктур Ga[Al]As.

1.2.1 Нано-оксидирование титановых пленок

Для создания наноструктур на титане методом локального анодного оксидирования обычно используются тонкие пленки толщиной $\lesssim 10$ нм, отдельные области которых можно электрически изолировать друг от друга оксидными линиями. К настоящему времени на титане выполнено наибольшее количество работ по зондовому анодированию металлов. Образующийся на воздухе естественный оксидный слой на поверхности титана имеет толщину всего несколько монослоев, поэтому образец с достаточно гладкой поверхностью не требует дополнительной химической обработки перед проведением зондового анодирования [58]. Также, титан хорошо подходит в качестве материала затворов на поверхности GaAs [58]. Локальное анодное оксидирование титановых пленок, нанесенных на поверхность гетероструктур Ga[Al]As с двумерным электронным газом, позволяет создавать затворы над плоскостью двумерной системы для формирования субмикронных структур [101, 119, 120, 121].

В работе [36] найдено, что при выполнении локального анодного оксидирования тонкой титановой пленки на поверхности диэлектрика существует предельная высота оксидных наростов. После ее достижения дальнейшее анодирование увеличивает только ширину оксида. Авторы связывают прекращение роста высоты оксида с прокислением всей толщины пленки, что подтверждается измерением проводимости по пленке, разделенной соответствующими оксидными линиями.

Связь высоты выступающей над поверхностью части оксида титана с глубиной прокисления экспериментально определялась, например, в работах [36, 64, 108]. Предполагая, что преобразование Ti в TiO_x в процессе локального анодирования однородно, и что объем расширяется только в вертикальном направлении отношение полной толщины оксидной пленки d_{ox} к толщине исходной пленки титана d_{Ti} может быть связано с плотностью ρ и молекулярной массой M : $d_{ox}/d_{Ti} = (\rho_{Ti}/\rho_{TiO_x}) \times (M_{TiO_x}/M_{Ti})$ [108]. Для возможных оксидов титана (TiO_2 , Ti_2O_3 и TiO) расчет дает отношение $d_{ox}/d_{Ti} \approx 1.2 \div 2.1$, что неплохо согласуется с экспериментальными значениями $d_{ox}/d_{Ti} \approx 1.4 \div 2.5$.

Нано-оксидированием титановых пленок были созданы одноэлектронные транзисторы на структурах Ti/SiO₂/Si [27], и Ti/ α -Al₂O₃ [96], одноэлектронная память на структуре Ti/ α -Al₂O₃ [1], туннельные барьеры на структуре Ti/SiO₂/Si [28]. В настоящей работе описана методика создания наноструктур посредством высоковольтного ло-

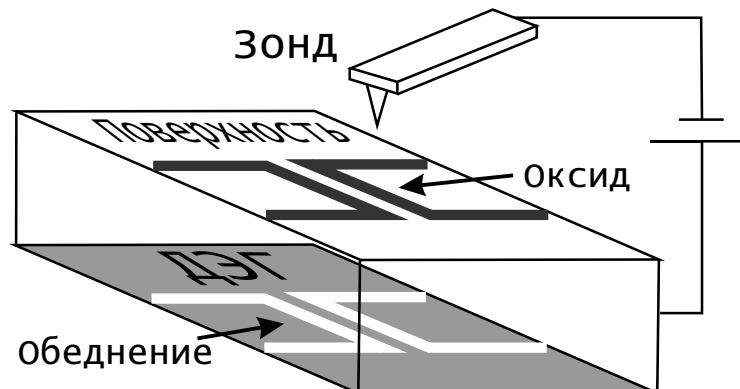


Рис. 1.6: Принципиальная схема локального анодного оксидирования гетероструктур Ga[Al]As с двумерным электронным газом (ДЭГ) под поверхностью. Черные линии - сформированный зондом оксид. Соответствующие им белые линии в слое двумерного газа обозначают области обеднения.

кального анодного оксидирования поверхности тонких титановых пленок, напыленных на SiO₂/Si.

1.2.2 Нано-оксидирование гетероструктур Ga[Al]As

Метод локального анодного оксидирования эффективен для создания наноструктур в двумерном электронном газе гетероструктур на основе Ga[Al]As [122]. Окисление приповерхностных слоев гетероструктуры приводит к образованию области обеднения в плоскости гетероперехода, ответственного за формирование двумерного электронного газа, под оксидом. Таким путем можно разрезать плоскость двумерного газа на различные проводящие области, изолированные друг от друга (рис. 1.6). В качестве вероятных причин обеднения можно назвать уменьшение концентрации доноров в донорном слое [59], подъем дна зоны проводимости за счет упругих напряжений (объем оксида больше, чем исходного материала), а также приток дополнительных электронов в поверхностные состояния области оксида [123]. По имеющимся экспериментальным данным, для гетероструктур Ga[Al]As, как и для GaAs, глубина прокисления при нанооксидировании примерно в 1.5 раза больше высоты выступающей над поверхностью части оксида [44, 59].

Нано-оксидирование Ga[Al]As дает альтернативный способ создания управляющих

затворов, позволяя формировать так называемые затворы в плоскости³ двумерного электронного газа [59] (в отличие от затворов над плоскостью двумерного газа, формируемых обычно с помощью пленки напыленного металла). С их помощью в качестве простейших наноструктур были сделаны управляемые квантовые точечные контакты различными группами исследователей [59, 124, 125] (см. раздел 1.3.1). Заметим, что одновременное использование затворов в плоскости и над плоскостью двумерного электронного газа дает исключительно большие возможности настройки, так что область обеднения в двумерном газе может быть с высокой точностью приведена в соответствие с поверхностным рисунком литографии [123, 126, 127]. С применением управляющих затворов, регулирующих параметры наноструктур, локальным анодированием были созданы квантовый провод [126], квантовые точки [119, 123, 127], электронный интерферометр [128] и более сложные наноструктуры [120, 121].

До сих пор наноструктуры на основе Ga[Al]As методом локального анодного оксидирования формировали в гетеропереходе с двумерным электронным газом, расположенным достаточно близко к поверхности кристалла (не глубже 50 нм [59, 61, 89, 102, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126, 127, 128, 129]). При этом, вследствие неглубокого залегания, двумерный газ в таких структурах сильнее подвержен влиянию примесного потенциала, и потому при относительно высокой электронной плотности обладает относительно малой подвижностью. В подобных структурах были выполнены, например, двумерная высокопериодичная решетка антиточек [59, 129], электронный интерферометр диаметром ~ 200 нм [89], туннельные барьеры [102].

В настоящей работе описана методика создания квантовой точки в глубоко залегающем двумерном газе и управляемого квантового точечного контакта в гетероструктурах Ga[Al]As посредством высоковольтного локального анодного оксидирования.

³"In-plane gate" в англоязычной научной литературе.

1.3 Баллистический транспорт через наноструктуры в двумерном электронном газе гетеропереходов Ga[Al]As

1.3.1 Квантовый точечный контакт

Если в двумерном электронном газе имеется достаточно узкая область длиной меньше средней упругой длины свободного пробега электронов (баллистический транспорт), то дифференциальный кондактанс такого сужения $G = dI/dV$ при $V \rightarrow 0$ представляет собой ступенчатую функцию в зависимости от ширины сужения. Это явление было впервые экспериментально обнаружено при достаточно низких температурах в работах [130, 131] на двумерных электронных системах. Ширина сужения изменялась в субмикронном диапазоне напряжением V_g на затворах, регулирующих концентрацию двумерного газа. Оказалось, что величины ступеней зависимости $G(V_g)$ равны фундаментальному кванту проводимости $2e^2/h$, так что участкам плато отвечают значения $G = N2e^2/h$ (см. рис. 1.7)⁴. Здесь N равно числу вырожденных по спину подзон размерного квантования поперек сужения, у которых энергия дна E_n ($1 \leq n \leq N$, $E_n < E_{n+1}$) ниже уровня Ферми E_F в самом узком месте сужения, где энергия дна подзоны размерного квантования равна $U_0 < E_1$. С изменением ширины сужения меняются U_0 и величины E_n . При этом ступени в зависимости $G(V_g)$ наблюдаются при пересечении уровней E_n с уровнем Ферми E_F .

Более подробная теория явления, хорошо согласующаяся с результатами экспериментов [130, 131], была описана в работе Л.И.Глазмана с соавторами [133]. Они рассчитали баллистический транспорт двумерных носителей заряда через сужение с бесконечно высокими стенками, но достаточно плавной геометрии, обуславливающей адиабатическое прохождение электронной волны (номер моды n поперечного квантования является адиабатическим инвариантом). В более поздних теоретических работах [134, 135, 136, 137] показано, что условие адиабатичности для квантования G не является

⁴Экспериментальная точность квантования проводимости сужения в нулевом магнитном поле обычно существенно хуже, чем в квантовом эффекте Холла (где можно получить точность порядка 10^{-7}) [132]. Главная причина этого в невозможности полностью исключить при измерениях сопротивление двумерной системы с двух сторон от сужения.

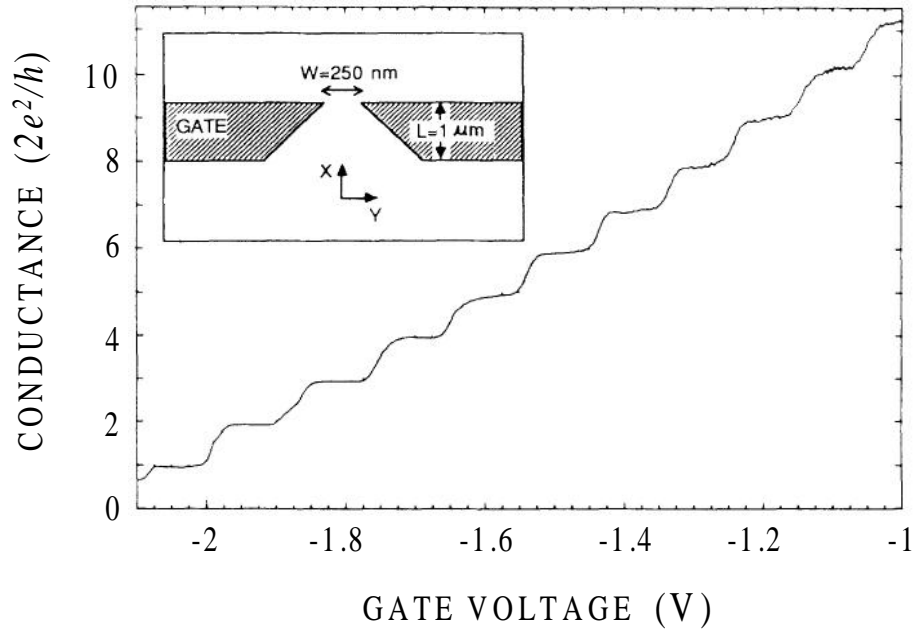


Рис. 1.7: Дифференциальный кондактанс квантового точечного контакта в зависимости от напряжения на затворе при температуре 0.6 К (из работы [130]). При значениях кондактанса кратных $2e^2/h$ видны плато. На вставке показана схема структуры: два близко расположенных металлических затвора на поверхности гетероструктуры Ga[Al]As с двумерным электронным газом под поверхностью. Квантовый точечный контакт формируется электростатическим обеднением двумерного газа при подаче на оба затвора одинакового отрицательного напряжения.

необходимым: достаточно отсутствия рассеяния назад. Реальные сужения, как правило, создаются электростатическим способом. Это было учтено Бюттикером [134], рассмотревшим квантование кондактанса G для сужения с локальным потенциалом в форме седла в самом узком месте.

В случае больших тянущих напряжений V (разность потенциалов двумерной системы с двух сторон от квантового контакта), сравнимых с характерным расстоянием $\Delta E_{n,n+1} = E_{n+1} - E_n$ между доньями подзон поперечного квантования ($eV \sim \Delta E_{n,n+1}$), было предсказано [138] появление дополнительных ступеней в дифференциальном кондактансе. Согласно расчетам, большие значения G на соответствующих плато получились кратны полуцелому кванту e^2/h . Об успешном наблюдении этого эффекта сообщается в работах [139, 140].

Анализ дифференциального кондактанса G в зависимости от V и V_g позволил от-

крыть методы прямого экспериментального определения величин $\Delta E_{n,n+1}$ [139, 140, 141]. Основу этих методов можно понять на простой модели [139] адиабатического транспорта через сужение с плавным изменением ограничивающего потенциала (см. рис. 1.8). Приложение напряжения V_g к затвору (не показан на рисунке) позволяет менять положение уровня Ферми E_F внутри сужения (пунктирная линия). И почти независимо от этого приложение тянущего напряжения V вдоль сужения позволяет сдвигать электродпотенциалы μ_L и μ_R относительно E_F . Для простоты будем считать, что уровень Ферми E_F в сужении всегда расположен в середине между μ_L и μ_R (это качественно не влияет на выводы). Тогда при нулевой температуре с учетом вырождения по спину в нулевом магнитном поле ток через сужение $J = 2e/h \sum_n \int_{E_F - eV/2}^{E_F + eV/2} T_n(E) dE$, где суммирование выполняется по всем одномерным подзонам. Вероятность прохождения $T_n(E)$ аппроксимируем как $T_n = \theta(E - E_n)$ (что также не влияет качественно на выводы). Простые вычисления в случае рис. 1.8 (а) дают $J = (2e^2/h)nV$, $G = dJ/dV = (2e^2/h)n$ (здесь n - количество занятых одномерных подзон), что совпадает с упомянутым выше результатом при $V \rightarrow 0$. В случае (б) на рис. 1.8 легко получить, что $J = (2e/h)(neV + E_F + eV/2 - E_{n+1})$. При этом дифференциальный кондактанс в зависимости от V_g отвечает области плато со значением $G = (2e^2/h)(n + 1/2)$. В случае (в) на рис. 1.8 $G = (2e^2/h)n$ - вновь мы имеем целочисленное плато (в единицах $2e^2/h$).

Теперь ясно, что при заданном V переходы между плато в зависимости $G(V_g)$ возникают при прохождении μ_L или/и μ_R через донья одномерных подзон. Таким образом, измерение дифференциального кондактанса или его производных при различных напряжениях V_g и V позволяет отследить эволюцию ступеней и найти такую комбинацию V_g и V , при которой $\mu_L = E_{n+1}$, $\mu_R = E_n$. Тем самым межподзонная энергия ($E_{n+1} - E_n$) экспериментально определяется как $|eV|$.

Первоначально управляемые одномерные квантовые контакты в двумерном электронном газе создавались затворами, располагающимися над плоскостью этого газа [130, 131, 139, 140]. Развитие нанолитографии методом локального анодирования с помощью атомно-силового микроскопа стимулировало работы [59, 124, 125] по созданию управляемых квантовых точечных контактов с затворами в плоскости двумерного электронного газа в гетероструктурах на основе Ga[Al]As. Результаты низкотемпературных измерений транспорта через полученные наноструктуры говорят о хорошем качестве наноструктур и, тем самым, об эффективности метода создания. В работе [125] представлен

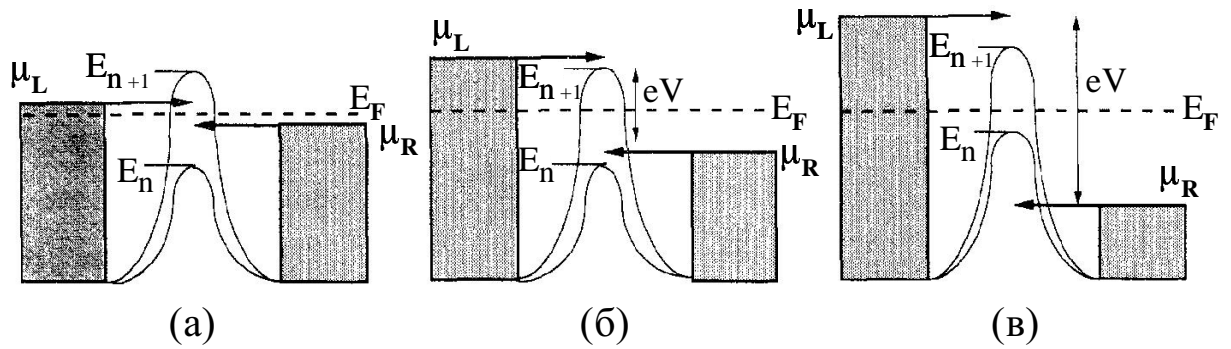


Рис. 1.8: Диаграмма энергетических подзон в управляемом квантовом контакте при нулевой температуре (рисунок из работы [139]). Закрашенные прямоугольники обозначают области двумерного электронного газа слева (с электрохимпотенциалом μ_L) и справа (с электрохимпотенциалом μ_R) от контакта, между которыми прикладывается тянущее напряжение V . **(а)** Случай малого тянущего напряжения $|eV| = (\mu_L - \mu_R) \ll (E_{n+1} - E_n)$, когда значения μ_L и μ_R находятся между E_{n+1} и E_n . Кривыми обозначены положения доньев двух соседних подзон в сужении, образующие барьеры с вершинами в самом узком месте. В идеале, когда E_F повышается и проходит верх очередного барьера дифференциальный кондактанс увеличивается на $2e^2/h$. **(б)** При возрастании тянущего напряжения дно подзоны E_{n+1} оказывается между μ_L и μ_R , что соответствует плато дифференциального кондактанса с полуцелым значением в единицах $2e^2/h$. **(в)** Между μ_L и μ_R находятся два дна подзон с энергиями E_n и E_{n+1} , что соответствует плато дифференциального кондактанса с целым значением в единицах $2e^2/h$.

контакт Т-образной формы, у которого было обнаружено квантование кондактанса G вплоть до 30 К. Выполненные нами управляемые квантовые точечные контакты имеют аналогичную геометрию. В диссертации представлены результаты тестовых измерений электронного транспорта через квантовые точечные контакты, из которых определена энергия между доньями первой и второй подзон размерного квантования в самом узком месте сужения.

1.3.2 Квантовая точка

В настоящее время в научной литературе не существует единого определения термина "квантовая точка" применительно к полупроводникам. Наиболее универсальным, по-

видимому, является определение квантовой точки как области полупроводника, ограниченной по всем трем пространственным измерениям. При этом 3D-ограничение должно носить квантовый характер: должна существенно меняться плотность состояний заряженных частиц внутри точки по сравнению с плотностью состояний в окружающем материале. Ясно, что особенности в плотности состояний заметно проявятся лишь при достаточно низких температурах, когда среднее расстояние между уровнями энергии внутри точки перестанет быть малым по сравнению с kT (k - постоянная Больцмана, T - температура). Хотя это условие достигается далеко не во всех экспериментах, термин "квантовая точка" часто употребляется и в таких случаях⁵. Для простоты это будем делать и мы.

В двумерном электронном газе квантовая точка, через которую исследуется транспорт в плоскости двумерного газа, представляет собой ограниченную односвязную область (обычно субмикронного размера) как правило с двумя контактами в виде наносужений. Нас будут интересовать электронные интерференционные явления в квантовых точках в условиях, когда, во-первых, средняя упругая длина свободного пробега электрона больше размера структуры (баллистический транспорт), и, во-вторых, в каждом наносужении уровень Ферми находится выше энергии дна самой нижней подзоны размерного квантования (открытая квантовая точка) [142, 143, 144, 145]. Влияние квантовой интерференции на проводимость микро и наноструктур удобно изучать в магнитном поле благодаря плавному изменению фазы квантовых состояний за счет эффекта Ааронова-Бома [132, 146, 147, 148].

Исходно для исследования эффекта Ааронова-Бома в плоских двумерных электронных системах использовали структуры кольцевой геометрии. На примере таких структур проще понять основные особенности эффекта. На входе в кольцевую структуру электронная волна разделяется на две части, которые затем обходят внутреннюю непроводящую область в противоположных направлениях и интерферируют, складываясь друг с другом. Если в условиях $\mathbf{A} \equiv 0$ (\mathbf{A} - векторный потенциал) волновую функцию ψ электрона (зависящую от координат r и времени t) записать в виде суммы упомянутых частей как $\psi(r, t) = \psi_1^0(r, t) + \psi_2^0(r, t)$, то при конечной величине \mathbf{A} (зависящей от пространственных координат) волновая функция электрона приобретает вид $\psi = \psi_1 + \psi_2$. Здесь $\psi_1 = \psi_1^0 \exp(-iS_1/\hbar)$, $\psi_2 = \psi_2^0 \exp(-iS_2/\hbar)$, а S_1/\hbar и S_2/\hbar - отличные от нуля фазовые

⁵Вероятно, авторы исходят из размеров и/или формы соответствующих структур.

множители [149]. Очевидно, что в точке интерференции ψ_1 и ψ_2 результат будет зависеть от разности фаз $(S_1 - S_2)/\hbar = e/\hbar \oint \mathbf{A} d\mathbf{l}$ (e - заряд электрона, $\hbar = h/2\pi$, h - постоянная Планка). Интеграл берется по замкнутому контуру вдоль интерферирующих траекторий, и равен магнитному потоку через охватываемую контуром полную площадь (с учетом количества обходов). Если в реальной структуре площадь S внутренней непроводящей области много больше площади проводящего кольца, то для всех набегающих электронных волн соответствующая интерференция даст с высокой точностью один и тот же сдвиг фаз, обуславливая относительно высокую амплитуду осцилляций проводимости в магнитном поле [150]. В указанном приближении за один период осцилляций по магнитному полю ΔB период осцилляций по магнитному потоку $\Phi = MS\Delta B$, где M - число обходов кольца. С другой стороны, согласно предыдущей формуле набег фазы за период $(e/\hbar)\Phi = 2\pi$, откуда получается $S\Delta B = \Phi_0/M$ ($\Phi_0 = h/e$ - квант магнитного потока). Величину $S\Delta B$ легко определить в эксперименте в качестве периода осцилляций. Ясно, что наибольший период соответствует проникновению в интерферометр кванта потока Φ_0 . Отметим, что четные гармоники осцилляций Ааронова-Бома (четные M) частично обусловлены интерференцией между парами путей, связанными симметрией по отношению к обращению времени [151] (далее, просто, обращенные по времени пути).

В открытых квантовых точках площадь, охватываемая путями интерферирующих электронов, изменяется в широком диапазоне. По ожиданиям, это должно приводить к существенному размытию фазы осцилляций проводимости в магнитном поле, подавляя их. Тем не менее, интерференция наблюдается и в таких структурах, обуславливая мезоскопические флуктуации проводимости [152, 153, 154]. При этом наличие (квазиклассических) замкнутых траекторий, локализованных внутри квантовой точки (то есть почти несвязанных с контактами), также может обуславливать квазипериодическую составляющую флуктуаций. Последнее часто объясняется резонансным вкладом в плотность состояний квантовой точки от соответствующих квантовых уровней (так называемый эффект "царапин" в спектре, см. обзоры [153, 154] и ссылки в них). Период таких осцилляций равен кванту потока Φ_0 , деленному на площадь, охваченную траекторией. При повышении температуры наблюдение интерференции может осложняться потерей когерентности за счет неупругих процессов сбоя фазы и усреднения фазы за счет теплового разброса импульсов электронов.

В настоящей работе исследована двухтерминальная магнитопроводимость открытой

квантовой точки при температурах выше 1 К. При таких высоких температурах ожидается подавление резонансного вклада в проводимость от замкнутых траекторий, локализованных внутри квантовой точки [153, 154, 155].

Глава 2

Перенос заряда между крайевыми состояниями в двумерных электронных системах

2.1 Экспериментальная установка

Исследования транспорта между крайевыми состояниями были выполнены на рефрижераторе растворения He^3 в He^4 Oxford TLM-400 с сверхпроводящим соленоидом.

Коротко принцип действия рефрижератора растворения следующий (подробнее см. [156]). В условиях низких температур жидкая смесь изотопов He^3 и He^4 , находящаяся в камере растворения, разделяется на две компоненты ниже температуры расслоения (зависящей от концентрации смеси в диапазоне до 1 К). В одной из компонент выше содержание He^3 , а в другой - He^4 . Плотность первой фазы меньше, поэтому она всплывает над второй. При дальнейшем понижении температуры происходит уменьшение концентрации He^4 в верхней фазе практически до нуля, тогда как концентрация He^3 в нижней фазе сохраняется конечной и довольно высокой (примерно 7 %) вплоть до абсолютного нуля температур. Нижняя фаза соединена трубкой с камерой (стилом). В стиле происходит откачка паров He^3 с поверхности жидкости, поскольку при поддерживаемой там температуре 0.6 – 0.7 К концентрация паров He^3 примерно в 1000 раз выше, чем паров He^4 . Возникающая при этом в насыщенной He^4 фазе разность осмотических давлений He^3 в камере растворения и в стиле приводит к оттоку растворенного He^3 из камеры

растворения, что в свою очередь вызывает переход атомов He^3 сверху вниз через границу раздела фаз. В таких условиях идет растворение жидкого He^3 в He^4 , которое сопровождается понижением температуры системы. Непрерывная циркуляция He^3 в системе, необходимая для поддержания стабильного режима работы установки, обеспечивается насосами сравнительно малой производительности. Насосы действуют при комнатной температуре. Подобный метод охлаждения не чувствителен к магнитным полям, что заметно увеличивает возможности исследования.

Для создания магнитного поля в стеклянном хвосте камеры растворения (место расположения образца) рефрижератор снабжен соленоидом сложной конструкции с обмотками из различных сверхпроводящих материалов и системой для компенсации магнитного поля вне соленоида. Система компенсации служит для уменьшения токов Фуко в металлических частях камеры растворения при развертке магнитного поля. Соленоид погружен в жидкий He^4 при температуре 4.2 К, что обеспечивает магнитные поля до 14 Тл. Максимальное поле 16 Тл может быть достигнуто откачкой омывающего соленоид объема гелия до температуры близкой к λ -точке (≈ 2.2 К).

Для выполнения измерений образец погружался в камеру растворения ниже границы раздела смеси. В применяемом рефрижераторе Oxford TLM-400 можно поменять образец за время порядка 5 часов без отогрева всей установки. Система стабилизации температуры с нагревателем позволяет удерживать температуру на заданном значении в интервале от 25 мК (минимально достижимая температура) до 1.2 К.

2.2 Образцы

Для исследования транспорта между краевыми состояниями использовались образцы на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Двумерные системы в гетеропереходах GaAs/AlGaAs с одним слоем двумерного электронного газа хорошо известны и подробно описаны в разных источниках (см., например, [2]). Поэтому для использованных нами двух однослойных гетероструктур¹ А и В укажем только основные параметры. В гетероструктуре А двумерный газ расположен на глубине 70 нм под поверхностью. При температуре 4 К подвижность равна $8 \cdot 10^5$ см²/Вс,

¹Гетероструктуры вырастили D. Reuter и A.D. Wieck в университете города Бохум, Германия.

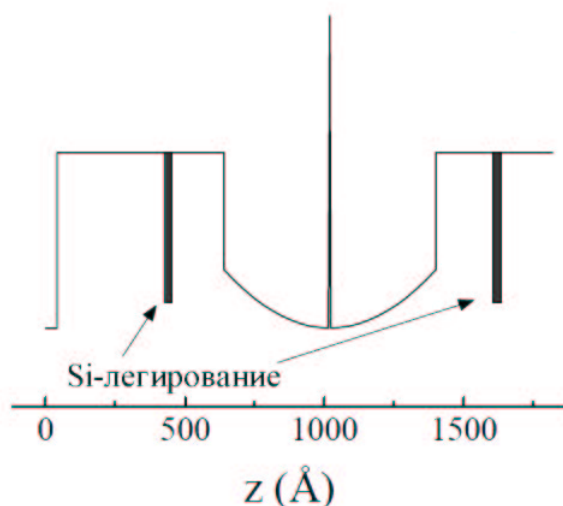


Рис. 2.1: Профиль дна зоны проводимости гетероструктуры Ga[Al]As с параболической квантовой ямой, содержащей туннельный барьер в центре (рисунок взят из работы [157]).

плотность носителей равна $3.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В гетероструктуре В двумерный газ расположен на глубине 110 нм, подвижность равна $2.2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$, плотность носителей равна $1.35 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Поскольку эксперименты на обеих гетероструктурах дали сходные результаты, в дальнейшем мы ограничимся обсуждением результатов исследования образца с гетероструктурой А.

Двумерные системы на основе гетеропереходов GaAs/AlGaAs с двумя слоями двумерного электронного газа известны меньше, поэтому использовавшийся нами образец такого типа заслуживает более подробного описания. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии² вслед за полуизолирующей подложкой GaAs была сформирована параболическая квантовая яма шириной 760 Å (см. рис. 2.1). В центре ямы выращен барьер из 3 монослоев AlAs, играющий роль туннельного барьера между двумя частями ямы. Яма окружена слоем $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. С ближней к поверхности стороны ямы вслед за слоем $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 600 Å расположен слой GaAs толщиной 40 Å (начиная с $z = 0$ на рис. 2.1), называемый "cap layer" и предохраняющий AlGaAs от окисления. Яма была симметрично легирована кремнием. Толщина слоев спейсера (нелегированных обла-

²Гетероструктуру вырастили К.Л. Сампман и А.С. Gossard в университете города Санта-Барбара, США.

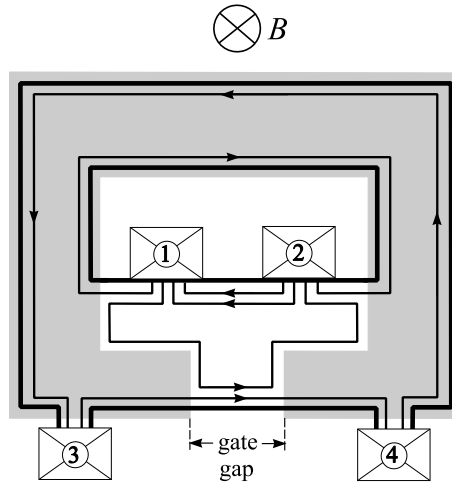


Рис. 2.2: Схематическая диаграмма геометрии квази-Корбино. Контакты расположены вдоль протравленных краев кольцеобразной мезы. Затемненная площадь — металлический затвор. Тонкие линии со стрелками соответствуют краевым состояниям (каналам) в рамках модели Бюттикера для факторов заполнения $\nu = 2$ вне затвора и $g = 1$ под затвором. Стрелки указывают направление электронного дрейфа.

стей) по обе стороны ямы составляет 200 \AA . В готовом образце двумерный электронный газ расположен в яме, вообще говоря, с двух сторон от барьера в "плоскостях", перпендикулярных направлению роста структуры. Симметрично-антисимметричное расщепление в такой двуслойной электронной системе известно из данных по спектроскопии в дальнем инфракрасном диапазоне и модельных расчетов и равно $\Delta_{SAS} = 1.3 \text{ мэВ}$.

После выращивания гетероструктуры каждый образец (с одним и двумя слоями двумерного газа) подвергался стандартной оптической литографии³ с химическим травлением поверхности гетероструктуры и термическим напылением металлического затвора. В результате были сформированы структуры специальной геометрии квази-Корбино [158, 159], которая показана на рисунке 2.2 (преимущества и возможности такой геометрии обсуждаются в следующем пункте). Зона с двумерным электронным газом (меза) прямоугольной формы с вытравленной прямоугольной областью внутри ограничена жирными черными линиями. К внутреннему и внешнему краям мезы вжиганием AuGe/Ni/AuGe были сделаны омические контакты (в случае квантовой ямы с барьером каждый контакт соединялся с обеими электронными системами в двух частях ямы). Основные 4 кон-

³Сделана Э.В. Девятовым.

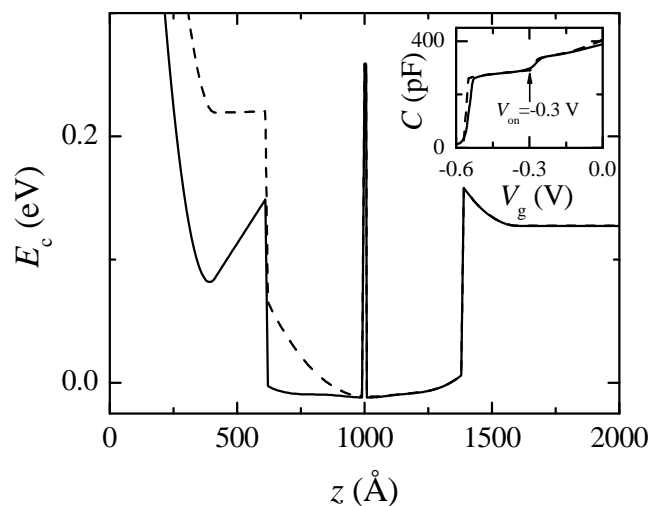


Рис. 2.3: Рассчитанная из ростовых параметров структуры зонная диаграмма квантовой ямы при нулевом напряжении на затворе (сплошная линия) и при напряжении, соответствующем вдвое меньшей концентрации (пунктирная линия). На вставке показана зависимость емкости образца от затворного напряжения, рассчитанная (пунктир) и измеренная (сплошная линия).

такта показаны на рисунке в виде прямоугольников с номерами от 1 до 4. Металлический затвор (серая область на рис. 2.2), нанесенный поверх мезы после протравливания, не полностью окружает внутреннюю протравленную область. В результате остается открытой узкая полоска (затворная щель - "gate gap") двумерного газа.

Для двуслойной системы на рис. 2.3 показан энергетический профиль дна зоны проводимости заполненной электронами параболической квантовой ямы. При нулевом напряжении на затворе квантовая яма почти симметрична (сплошная линия на рис. 2.3) и содержит $4.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ электронов, распределенных с двух сторон от барьера. Деформируя потенциальный рельеф отрицательным затворным напряжением V_g , можно обеднить сначала ближний к затвору электронный слой, а затем и дальний, что видно из поведения кривой емкости системы затвор-двумерный газ в нулевом магнитном поле (см. вставку на рис. 2.3). При движении по этой кривой в сторону положительных V_g скачок емкости при напряжении $V_{on} = -0.3 \text{ В}$ отвечает началу заполнения электронами ближней к затвору части ямы, так что расстояние между затвором и двумерной системой уменьшается.

2.3 Методика эксперимента

Описанная в предыдущем пункте квази-Корбино геометрия образца была специально разработана для непосредственного исследования транспорта между краевыми состояниями в режиме квантового эффекта Холла, что достигается следующим образом. Внешнее магнитное поле задает целочисленный фактор заполнения ν в затворной щели. Подавая отрицательное напряжение на затвор, можно обеднять двумерный электронный газ под ним до нужного целочисленного фактора заполнения $g < \nu$. Как у внешнего, так и у внутреннего протравленных краев мезы число краевых состояний равно g под затвором и ν в области отсутствия затвора. На рис. 2.2 представлен случай $\nu = 2, g = 1$. Краевые состояния изображены линиями со стрелками, указывающими условное направление тока. Каждая линия, начинаясь в одном контакте, заканчивается в другом. В случае произвольных целых ν и g ($\nu > g$) вдоль внешнего протравленного края мезы в затворной щели располагаются ν краевых состояний. Из них ближние к краю g краевых состояний соединяют два контакта у внешнего края мезы (3 и 4 на рис. 2.2). Остальные $(\nu - g)$ краевых состояний (расположенных дальше от края) соединяют два контакта у внутреннего края мезы (1 и 2 на рис. 2.2). Таким образом, у внешнего края кольцевой мезы в затворной щели краевые состояния можно условно разделить на g внешних и $\nu - g$ внутренних, которые идут рядом на расстоянии ширины затворной щели. Если при таких условиях пропускать ненулевой, но достаточно малый электрический ток через образец между одним контактом к внешнему краю мезы и одним контактом к внутреннему краю мезы (например, между 3 и 2 на рис. 2.2), то этот ток будет равен току между g внешними и $(\nu - g)$ внутренними краевыми состояниями у внешнего края мезы в затворной щели. Действительно, рассматриваемый ток является диссипативным. В пренебрежении прыжковой проводимостью в объеме двумерного газа все остальные токи в двумерной системе будут бездиссипативными в силу нулевых диагональных элементов тензора проводимости. Но согласно Таулесу (см. стр. 13) бездиссипативные токи циркулируют по эквипотенциальным поверхностям, и потому не дают вклада в ток между находящимися при разных потенциалах внешним и внутренним краями мезы на рис. 2.2. Тот же результат следует из расчета по формализму Бюттикера [159].

Меняя ν и g , можно изучать перенос заряда между краевыми состояниями, которым в объеме образца отвечают разделенные соответствующей щелью уровни энер-

гии (спиновой или циклотронной, а в двухслойных структурах - еще и симметрично-антисимметричным расщеплением). Кроме того, ширина затворной щели в наших образцах, равная 3 мкм, существенно меньше типичной длины выравнивания l_{eq} электрохимических потенциалов краевых состояний (см. стр. 14). Поэтому можно проводить измерения при сильном разбалансе между краевыми состояниями.

При каждом охлаждении образца до проведения основных измерений выполнялась калибровка, дающая значения магнитного поля B_ν и напряжения V_g на затворе, отвечающие различным комбинациям факторов заполнения ν и g . Соответствие между целыми факторами заполнения ν в затворной щели и задающими их величинами магнитного поля B_ν определялось из осцилляций двухточечного магнетосопротивления между контактами к внутреннему и внешнему краям Корбино-геометрии при $V_g = 0$. При этом измеряемое сопротивление R пропорционально $1/\sigma_{xx}$, где σ_{xx} - диссипативная компонента тензора проводимости. Максимумы зависимости $1/\sigma_{xx}$ от магнитного поля соответствуют положению уровня Ферми в щели подвижности системы, то есть целому значению общего фактора заполнения ν в однослойной и двухслойной двумерных электронных системах. Из периодичности максимумов по обратному магнитному полю определяется концентрация электронов в двумерном газе. Для создания наклонных магнитных полей образец закрепляли на вставке под некоторым углом к ее оси до опускания в систему охлаждения. После охлаждения снимались те же зависимости для установления соответствия между ν и B . Угол θ между полем и нормалью к плоскости двумерного газа определяли из условия совпадения максимумов зависимости R от поля B в нормальном поле с максимумами зависимости R от $B \cdot \cos(\theta)$ в наклонном поле (плотность электронов в двумерном газе была с высокой точностью одна и та же в разных циклах охлаждения от комнатной температуры, что проверялось в нормальном магнитном поле).

Соответствие между фактором заполнения g под затвором и затворным напряжением V_g устанавливалось по измерениям магнетоемкости C конденсатора с затвором в качестве одной обкладки и двумерной электронной системой в качестве другой обкладки. Подавая одновременно постоянное V_g и переменное напряжение на затвор измерялись мнимая и действительная компоненты переменного тока через образец в зависимости от V_g при фиксированном B_ν . Эквивалентная электрическая схема образца в этом случае состоит из последовательно соединенных резистора (сопротивлением пропорциональным $1/\sigma_{xx}$) и конденсатора (емкости C). При низких частотах $f \ll \sigma_{xx}/C$ целым значе-

ниям фактора заполнения g отвечают положения минимумов в мнимой компоненте тока (пропорциональной емкости системы), которым соответствуют максимумы в действительной компоненте (пропорциональные $(fC)^2/\sigma_{xx}$)⁴.

В случае двуслойной системы пики в активной компоненте тока использовались также для измерения энергии активации E_a с целью определения фазового состояния в объеме двумерного газа. Это делалось в области температур, где $\sigma_{xx} \sim \exp(-E_a/kT)$ (k - постоянная Больцмана). При каждом значении температуры T экспериментально проверялось, что в диапазоне достаточно малых частот f величина пика в активной компоненте $\sim f^2$. Наклон этой зависимости обратно пропорционален σ_{xx} , что и позволяет извлечь E_a .

Предварительные исследования двухточечного магнетосопротивления при различных комбинациях контактов, в свою очередь, дают также информацию о качестве контактов (в реальных образцах их число больше, чем на рис. 2.2), позволяя выявить надежные омические контакты с достаточно малым сопротивлением для их дальнейшего использования. Высокая однородность двумерного газа в наших образцах подтверждалась поведением кривых магнетоемкости и двухточечного сопротивления. В отсутствие характерных для неоднородной концентрации искажений на кривых магнетоемкости в зависимости от V_g обозначение минимумов емкости в координатах B, V_g (так называемый веер Ландау) позволяет определить концентрацию двумерного газа при $V_g = 0$. Это значение концентрации должно совпадать со значением, определенным из осцилляций в $1/\sigma_{xx}$ (см. выше).

Для уменьшения влияния сопротивлений контактов измерения транспорта между краевыми состояниями проводились по четырехточечной схеме (см.рис. 2.4) при заданных факторах заполнения ν и g . Один из внутренних контактов был заземлен. На один из внешних подавался постоянный ток от источника напряжения через большое сопротивление. Между двумя другими внутренним и внешним контактами мерялось напряжение. Таким путем снимались вольт-амперные характеристики. (Внешнее магнитное поле задает выделенное направление, вследствие чего существуют 4 различных комбинации контактов, отвечающие разным значениям сопротивления [159]: $R_{31,42}, R_{32,41}, R_{42,31}, R_{41,32}$ (см. рис. 2.2).) Использование постоянного тока необходимо в силу особенностей вольт-амперных характеристик, в том числе большого времени установления

⁴Для $g = 2$ в двуслойной системе это вообще говоря неверно [22], что не препятствует калибровке.

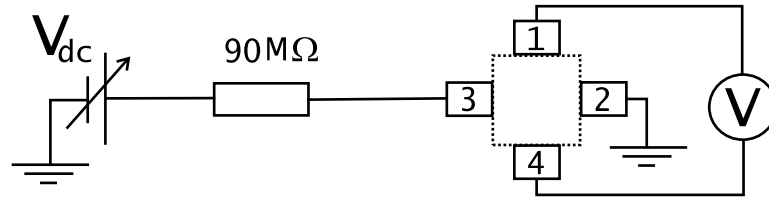


Рис. 2.4: Схема для измерения сопротивления по четырем точкам. Образец ограничен квадратной пунктирной рамкой. Прямоугольники с цифрами соответствуют омическим контактам на рис. 2.2. Управление источником напряжения и запись измеренного сигнала выполнялись с помощью компьютера.

стационарного значения напряжения после резкого изменения тока в условиях динамической ядерной поляризации (см. раздел 2.4). Соответствующая временная релаксация краевого напряжения $V(t)$ исследовалась в однослойной системе следующим образом. Сперва для создания начального стабильного и воспроизводимого состояния системы прикладывался постоянный возмущающий ток I_{dwell} в течение достаточно длительного времени (около 10 мин). Затем, переключаясь на некоторое другое значение постоянного тока I , измерялась зависимость от времени величины напряжения $V(t)$.

Поскольку края мезы получены травлением, краевой потенциал в нашем случае является плавным (это подтверждают, также, приведенные далее экспериментальные результаты). Большая абсолютная величина циклотронной энергии в квантующих магнитных полях ведет к тому, что краевой потенциал всегда возрастает на магнитной длине на величину много меньшую, чем циклотронная энергия.

В случае плавного краевого потенциала энергетическую структуру края можно представить в рамках модели работы [8] в виде чередующихся полосок сжимаемой и несжимаемой электронной жидкости. Электрохимический потенциал каждой сжимаемой полосы определяется электрохимическим потенциалом соответствующего (внутреннего или внешнего) контакта, из которого в полосу поступают носители заряда.

Рассмотрим как деформируется структура электронных состояний вблизи края образца в нашей экспериментальной установке на примере однослойной системы для факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ (рис. 2.5). Положительное напряжение источника $V > 0$ сдвигает внешнее краевое состояние вниз по энергии по отношению к внутреннему (см.рис. 2.5 b)), сглаживая профиль краевого потенциала. Это приводит к значи-

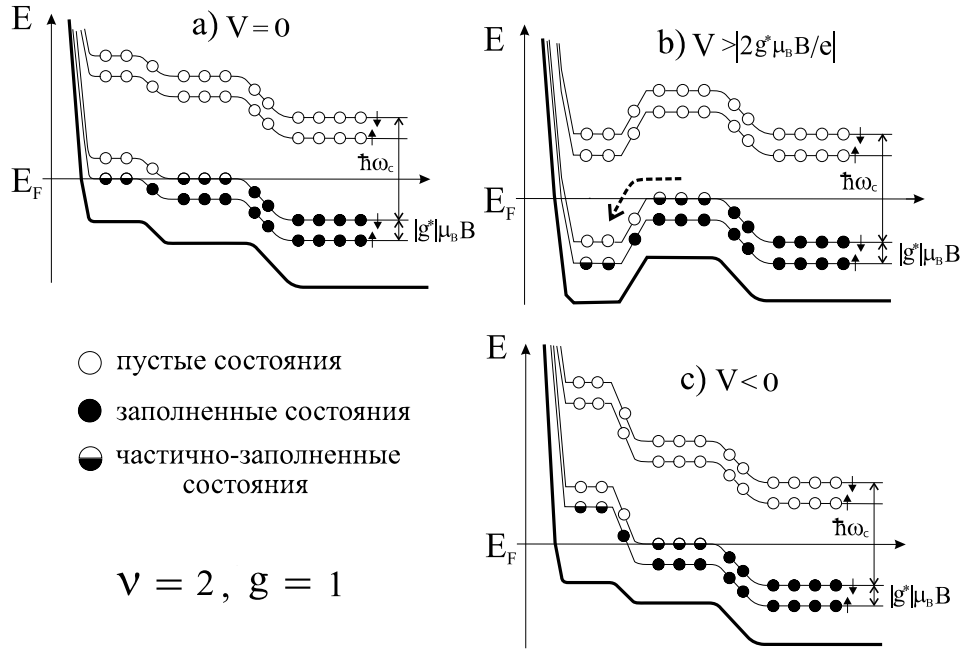


Рис. 2.5: Энергетическая диаграмма электронных состояний у внешнего края мезы в затворной щели для однослойной системы при комбинации факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$. Горизонтальные участки ступенек соответствуют сжимаемым полоскам, а наклонные - несжимаемым. **a)** Напряжение между внешним и внутренним краевыми состояниями отсутствует. **b)** $V > 0$, внешнее краевое состояние смещено вниз по энергии на величину $eV < -2 |g^*| \mu_B B$. **c)** $V < 0$, смещение по энергии $eV > 0$. Пунктирная стрелка на b) указывает направление свободного перетекания электронов из внутреннего краевого состояния во внешнее.

тельному току при исчезновении потенциального барьера между краевыми состояниями [18, 159], равного величине $|g^*| \mu_B B$. Наоборот, отрицательное напряжение сдвигает внешнее краевое состояние вверх по энергии относительно внутреннего (см. рис. 2.5 c)), так что электроны при любом отрицательном напряжении должны туннелировать через потенциальный барьер из заполненных состояний внешнего краевого состояния в пустые состояния внутреннего краевого состояния. Этот процесс существенно облегчается при $|eV| > \hbar\omega_c$ для электронных переходов без переворота спина, так как при этом энергия электронов во внешнем краевом состоянии сравнивается с энергией свободных мест с той же ориентацией спина во внутреннем краевом состоянии.

Следствием такой модели должны быть нелинейные и несимметричные вольтампер-

ные кривые с характерным пороговым напряжением на положительной ветви $V_{th}^+ \approx |g^*|\mu_B B/|e|$, и характерным пороговым напряжением на отрицательной ветви $V_{th}^- \approx \hbar\omega_c$. В случае других комбинаций факторов заполнения, или в случае двуслойной системы аналогичное рассмотрение также указывает на нелинейность и несимметричность вольт-амперных кривых, но, вообще говоря, с другими значениями V_{th}^+ и V_{th}^- .

В двуслойной системе для увеличения энергии Зеемана по отношению к другим энергетическим масштабам прикладывалось параллельное (плоскости двумерной системы) магнитное поле $B_{||}$ при фиксированном нормальном путем наклона образца.

$I-V$ кривые были получены при температуре 30 мК в магнитных полях до 16 Тл. Измеряемые напряжения V не превышали 40 мВ, что примерно на порядок меньше затворного напряжения V_g , так что изменением плотности электронов под затвором в процессе вольт-амперной развертки можно пренебречь. Представленные результаты не зависят от температуры в диапазоне ниже 0.5 К.

2.4 Механизм релаксации в транспорте между расщепленными по спину краевыми состояниями при сильном разбалансе в однослойной двумерной электронной системе

Экспериментальные результаты

На рисунке 2.6 а) показана типичная $I-V$ кривая для комбинации факторов заполнения $\nu = 3, g = 2$ ($B = 5.2$ Тл, $V_g = -196$ мВ), что соответствует транспорту в затворной щели между разделенными циклотронной щелью краевыми состояниями. Как и ожидалось, кривая сильно нелинейна и несимметрична с положительным пороговым напряжением близким по величине к циклотронной энергии [159]. Этот факт оправдывает применение модели плавного края и экспериментально подтверждает плавность травленого края в режиме квантового эффекта Холла (см. стр. 11). Отрицательная ветвь кривой меняет свой наклон при напряжении, также сравнимом с $\hbar\omega_c/e$, вследствие пересечения по энергии внешних (частично заполненных) краевых состояний с возбужденным (пустым) уровнем внутреннего краевого состояния.

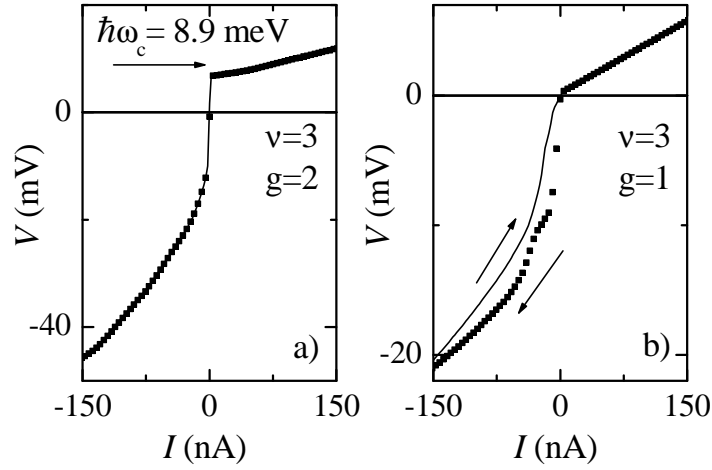


Рис. 2.6: $I - V$ кривые для комбинации факторов заполнения **a)** $\nu = 3, g = 2$ (циклотронное расщепление) и **b)** $\nu = 3, g = 1$ (спиновое расщепление). Сплошная линия показывает развертку из отрицательных токов в положительные, а точки отображают обратное направление развертки. Стрелка на а) обозначает теоретическое значение величины циклотронной щели, тогда как стрелки на б) указывают направления развертки. Для точечных кривых число точек уменьшено в 10 раз во избежание переполнения рисунка. Магнитное поле равно 5.2 Тл, затворные напряжения равны $V_g = -196$ мВ для $\nu = 3, g = 2$ и $V_g = -372$ мВ для $\nu = 3, g = 1$.

Рисунок 2.6 б) демонстрирует $I - V$ кривую для комбинации факторов заполнения $\nu = 3, g = 1$ ($B = 5.2$ Тл, $V_g = -372$ мВ), что соответствует транспорту между расщепленными по спину краевыми состояниями. Пороговое напряжение на положительной ветви в этом случае много меньше в силу меньшей величины спиновой щели по сравнению с циклотронной. Но самое важное отличие от рисунка 2.6 а) заключается в большом гистерезисе на отрицательной ветви $I - V$ кривой.

Кривые на рис. 2.6 получены непрерывной разверткой из положительных токов в отрицательные и обратно. Возрастание скорости развертки приводит к увеличению эффекта гистерезиса. Это говорит о том, что гистерезис является результатом медленного процесса релаксации (в соответствии с работой [18]). В нашем случае характерное время сравнимо с временем развертки, приблизительно равным 10 мин.

Полученный гистерезис не может быть результатом медленной перезарядки объема двумерного электронного газа от контактов, так как соответствующая диссипативная

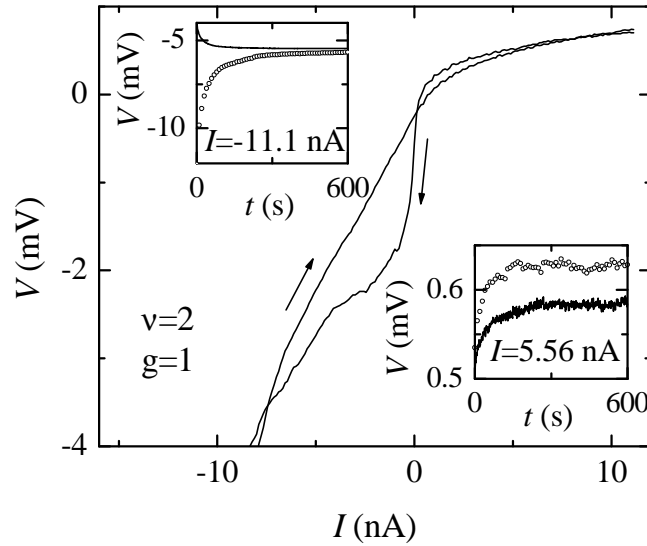


Рис. 2.7: $I - V$ кривые для комбинации факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ (спиновое расщепление) при малых смещениях. Стрелки указывают два различных направления развертки. На вставках показаны кривые релаксации при фиксированных токах $I = -11.1$ нА (левая вставка), и $I = 5.56$ нА (правая вставка), полученные для двух возмущающих токов $I_{dwell}^- = -222$ нА (сплошные кривые) и $I_{dwell}^+ = 111$ нА (точечные кривые). Магнитное поле равно 7.7 Тл, затворное напряжение $V_g = -288$ мВ.

проводимость под затвором много меньше для четных факторов заполнения (уровень Ферми в циклотронной щели), по сравнению с нечетными (уровень Ферми в спиновой щели). Этот факт был проверен для различных комбинаций факторов заполнения: гистерезис присутствует только в транспорте между расщепленными по спину краевыми состояниями, и его нет на $I - V$ кривых циклотронного расщепления.

Наиболее подробно мы изучали простейшую комбинацию факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ ($B = 7.7$ Тл, $V_g = -288$ мВ), для которой только два краевых канала участвуют в выравнивании электрохимпотенциалов. Окрестность малых токов $I - V$ кривых для этой комбинации показана на рис. 2.7. Она демонстрирует наличие гистерезиса как на отрицательной, так и на положительной ветвях. На положительной ветви гистерезис наблюдается лишь при относительно малых токах, тогда как на отрицательной ветви гистерезис виден во всем диапазоне.

Примеры кривых связанной с гистерезисом временной релаксации краевого напряжения $V(t)$ (см. стр. 43) можно видеть на вставках к рис. 2.7. Полученные кривые хоро-

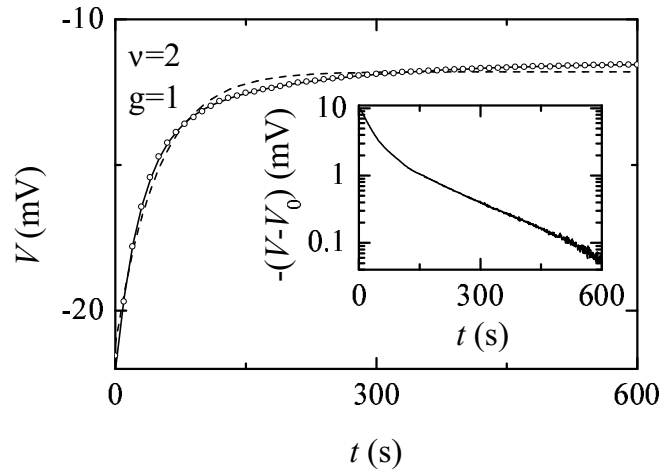


Рис. 2.8: Кривая релаксации для комбинации факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ для положительного возмущающего тока $I_{dwell}^+ = 111$ нА (кружки). Количество точек уменьшено в 10 раз для ясности рисунка. Сплошная кривая соответствует двухэкспоненциальному приближению (уравн. (2.1)), пунктирная — приближение одной экспоненты. На вставке та же экспериментальная кривая релаксации в полулогарифмических осях, смещенная на величину $V_0 = V(t = \infty) = -11.5$ мВ.

шо воспроизводятся. Релаксация мерялась при малых положительных и отрицательных токах после задержки в двух различных возмущающих токах $I_{dwell}^+ = 111$ нА (кружки) и $I_{dwell}^- = -222$ нА (сплошные кривые). Видно, что пары ветвей отличаются не только величиной, но и направлением релаксации в зависимости от знака тока I_{dwell} . Кривые $V(t)$ для положительной ветви ($I > 0$) качественно не зависят от знака I_{dwell} : релаксация всегда идет с возрастанием сопротивления. Напротив, для отрицательной ветви ($I < 0$) сопротивление растет во времени для $I_{dwell}^- < 0$ и падает для $I_{dwell}^+ > 0$.

Оказалось, что кривые релаксации для транспорта между двумя расщепленными по спину краевыми состояниями при отрицательных токах хорошо аппроксимируются суммой двух экспонент

$$V(t) = V_0 + V_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + V_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right), \quad (2.1)$$

как показано на рис. 2.8 (сплошная кривая). Для сравнения приведена кривая в приближении одной экспоненты (пунктирная кривая на рис. 2.8), не способная удовлетворительно описать экспериментальные данные (особенно для $t > 50$ с). Вставка в полулогарифмических осях ясно демонстрирует присутствие второй экспоненциальной за-

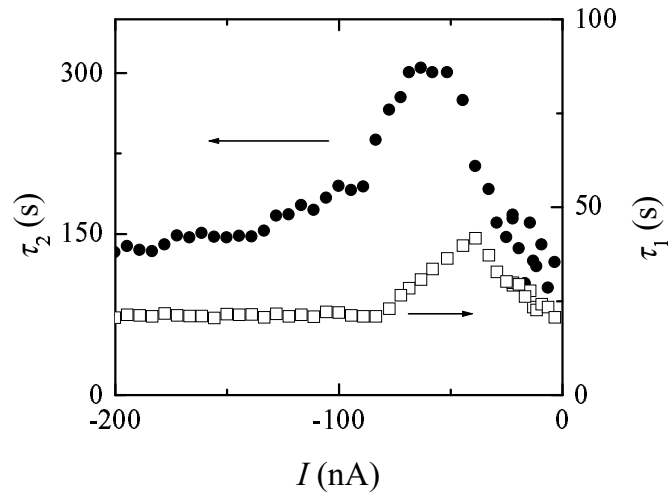


Рис. 2.9: Зависимость времен релаксации τ_1 (квадраты) и τ_2 (кружки) от тока I для комбинации факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ при положительном возмущающем токе $I_{dwell}^+ = 111 \text{ нА}$.

висимости, которая преобладает при больших временах t .

На рис. 2.9 показаны зависимости времен релаксации от тока, полученные из двух-экспоненциального приближения. Они практически не зависят от возмущающего тока, но слабо зависят от процедуры охлаждения. Максимумы в зависимостях $\tau(I)$ качественно воспроизводятся от охлаждения к охлаждению. Точность определения τ_2 для положительных токов (положительная ветвь $I - V$ кривой) меньше, чем для отрицательных из-за меньшей величины релаксации (см. вставки на рис. 2.7). Несмотря на это, каждое время имеет одинаковый порядок величины на обеих ветвях. Измерения релаксации в наклонных магнитных полях показывают, что постоянные времена τ_1 и τ_2 также не зависят от параллельной слою двумерного газа компоненты магнитного поля.

Установившееся состояние системы можно определить из кривых $V(t)$ путем экстраполяции: его можно получить или из уравнения (2.1), как подгоночный параметр V_0 , или как последнее значение на кривой релаксации при $t = 600$ с. Различия пренебрежимо малы. Результирующие равновесные $I - V$ кривые представлены на рис. 2.10 для нормального и наклонных магнитных полей. Перпендикулярная слою двумерного электронного газа компонента магнитного поля одинакова и равна $B_{\perp} = 7.7$ Тл. Можно видеть, что кривые не зависят от параллельной компоненты магнитного поля. Отклонения того же порядка, что и на кривых от двух циклов охлаждения в нормальном магнитном

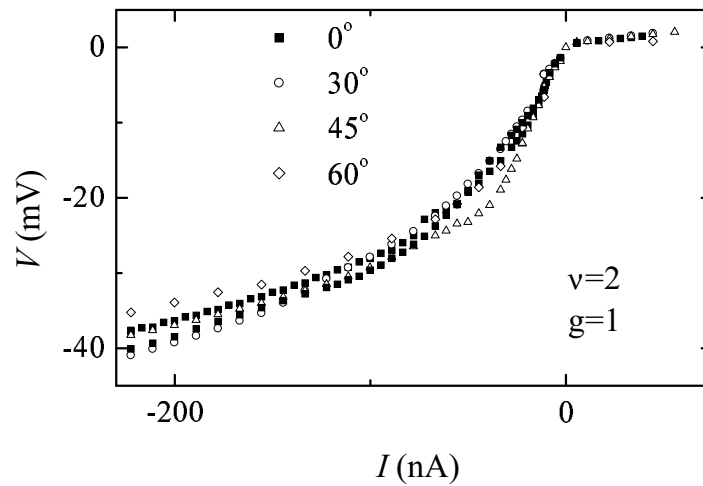


Рис. 2.10: Равновесные состояния $I - V$ кривых для нормального и наклонных магнитных полей при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$. Углы наклона равны 0° , 30° , 45° , и 60° . В нормальном магнитном поле представлены результаты двух различных циклов охлаждения образца.

поле. Положительные пороговые напряжения на кривых соответствуют Зеемановскому расщеплению $|g^*|\mu_B B$, которое зависит от абсолютной величины магнитного поля и различно для разных углов наклона. Однако эти различия невозможно увидеть на масштабе рисунка 2.10, поскольку $|g^*|\mu_B B/|e| < 1$ мВ для всех значений θ .

Для других комбинаций факторов заполнения ν и g при нечетных g в транспорт между краевыми состояниями вовлечено большее количество краевых состояний. Кроме переноса заряда между расщепленными по спину краевыми состояниями необходимо принимать во внимание также перенос между краевыми состояниями от уровней Ландау, разделенных в объеме циклотронной щелью. В результате релаксация оказывается более сложной - немонотонной (см. рис. 2.11).

Обсуждение результатов

Рассмотрим подробнее механизм переноса электрона между расщепленными по спину краевыми состояниями. Поскольку при таком переносе меняется как его спин, так и пространственная позиция, то возможны, как минимум, три процесса: 1) рассеяние на магнитных примесях; 2) переворот спина за счет спин-орбитального взаимодействия;

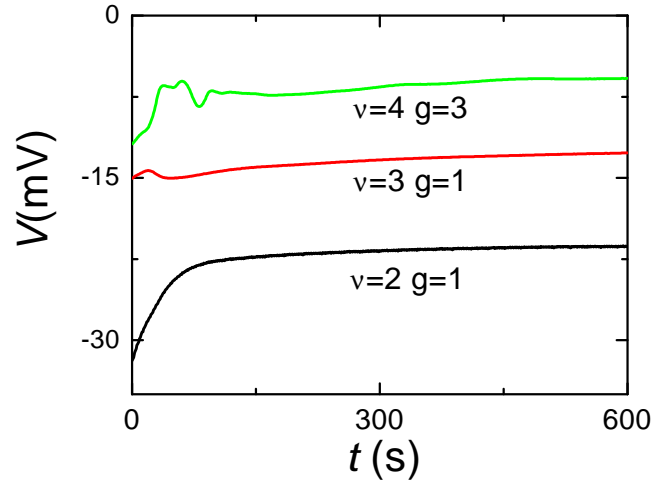


Рис. 2.11: Кривые релаксации при токе $I = -56$ нА в нормальном магнитном поле для разных комбинаций факторов заполнения, отвечающих транспорту между расщепленными по спину краевыми состояниями. Возмущающий ток $I_{dwell}^+ = 111$ нА.

3) одновременный переворот спинов электрона и ядра вследствие сверхтонкого взаимодействия. Влияние магнитных примесей можно исключить, во-первых, из-за высокого качества процесса молекулярно-лучевой эпитаксии для $GaAs/AlGaAs$. Во-вторых, учитывая сходное поведение образцов, выращенных в двух различных системах молекулярно-лучевой эпитаксии.

Известно, что спин-орбитальное взаимодействие ответственно за электронный транспорт между расщепленными по спину краевыми состояниями при малом разбалансе. Так, полученные авторами работ [14, 16] экспериментальные значения равновесной длины l_{eq} составляют порядка нескольких сотен микрон и хорошо согласуются с рассчитанными ими же теоретическими значениями с учетом только спин-орбитального взаимодействия. Ниже мы покажем, что большая часть тока между краевыми состояниями на левой ветви $I - V$ кривой в нашем образце течет именно таким образом (на правой ветви при $V > |g^*| \mu_B B / |e|$ осуществляется свободный дрейф носителей из внутренних краевых каналов во внешние (см.рис. 2.5b)). Однако спин-орбитальное взаимодействие не способно объяснить релаксацию напряжения на макроскопическом временном масштабе $\tau_1 \sim 25$ с, так как его собственный временной масштаб τ_{so} является микроскопическим. Для доказательства можно оценить τ_{so} как отношение $\tau_{so} = l_{eq} / v$, где v - средняя групповая скорость носителей тока, $l_{eq} \sim 100$ мкм [14]. Оценка снизу для скорости v

дается выражением $v \geq I/(ned)$, где плотность электронов $n = 3.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, ширина затворной щели $d = 3 \text{ мкм}$, I – ток через образец. Для τ_{so} получаем выражение $\tau_{so} \leq l_{eq}ned/I$, дающее оценку сверху. Взяв минимальное значение тока $I \approx 5 \text{ нА}$, при котором мерялась релаксация напряжения, находим $\tau_{so} \leq 3.6 \cdot 10^{-5} \text{ с}$.

С другой стороны, τ_1 близко к временам релаксации ядерного спина в $GaAs$, которое порядка 30 с [18, 19]. Известно также, что поляризация ядер может оказывать существенное влияние на транспорт между краевыми состояниями (см. стр. 15). Поэтому релаксация $I - V$ кривых может быть объяснена сверхтонким взаимодействием.

Гамильтониан сверхтонкого взаимодействия спина электрона \mathbf{I} и спина ядра \mathbf{S} имеет вид:

$$H_{h.f.} = A\mathbf{I} \cdot \mathbf{S} = \frac{A}{2}(I^+S^- + I^-S^+) + AS_zI_z, \quad (2.2)$$

где $A > 0$ – константа сверхтонкого взаимодействия. Первый член (сумма в скобках) соответствует одновременному перевороту спинов электрона и ядра, а второй член – сверхтонкому взаимодействию.

Поскольку ядерный магнетон μ_N на три порядка меньше магнетона Бора μ_B , то при одновременном перевороте спинов электрона и ядра энергия ядра изменится на величину порядка $\mu_N B$, пренебрежимо малую по сравнению с электронным Зеемановским расщеплением $|g^*|\mu_B B$. В силу того, что положение каждого ядра в решетке фиксировано, изменение энергии электрона должно быть равным по величине и противоположным по знаку изменению энергии ядра. Таким образом на масштабе энергии электронного спинового расщепления можно считать, что переворот спина электрона за счет сверхтонкого взаимодействия должен происходить без изменения его энергии.

При температуре эксперимента 30 мК во внешнем нормальном магнитном поле 7.7 Тл (соответствующем $\nu = 2$) статическая ядерная поляризация $\langle I_z \rangle$ пренебрежимо мала, так как порядок величины, стоящей в экспоненте формулы распределения Гиббса для ядерных спинов, равен $\mu_N B/(kT) \approx 0.1$. Однако часть тока между расщепленными по спину краевыми каналами может создавать значительную динамическую ядерную поляризацию $\langle I_z \rangle$ за счет одновременного переворота спинов электрона и ядра в $GaAs$ [17, 18, 19]. Эта поляризация воздействует на электронную энергию посредством второго члена в уравнении (2.2) (сдвиг Оверхаузера), что ведет к изменению $I - V$ кривой. Удобно описывать влияние ядерной поляризации на электронную энергию с помощью эффективного поля Оверхаузера $B_{Ov} = A\langle I_z \rangle/(g^*\mu_B)$, рассматривая эффективное

$$V = 2, g = 1$$

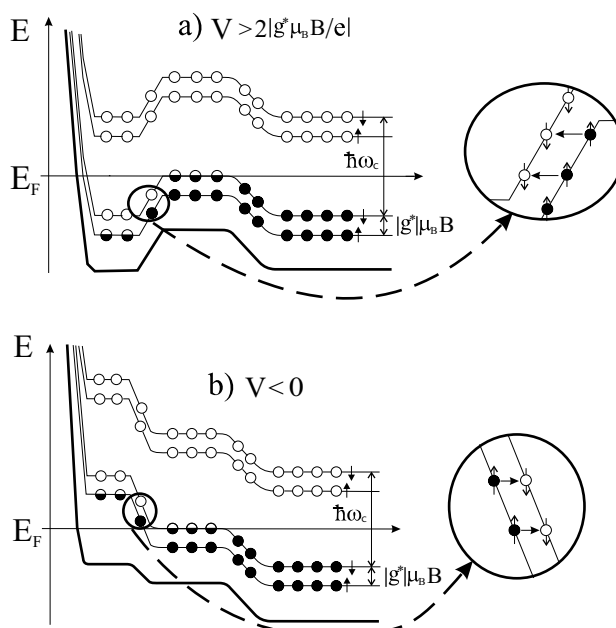


Рис. 2.12: Энергетическая диаграмма электронных состояний у внешнего края мезы в затворной щели для напряжений разбаланса, соответствующих динамической ядерной поляризации. Окружностями очерчены области, в которых возможны переходы электронов с переворотом спина за счет сверхтонкого взаимодействия с пренебрежимо малым изменением энергии.

Зеемановское расщепление $E_Z = |g^*|\mu_B|\mathbf{B} + \mathbf{B}_{Ov}|$. В дальнейшем изложении будем его называть просто Зеемановским расщеплением.

Динамическая ядерная поляризация позволяет объяснить релаксационное поведение в области как отрицательных, так и положительных токов, несмотря на сильное различие соответствующих релаксационных кривых. Из-за отрицательного эффективного g -фактора ($g^* = -0.44$ в объеме $GaAs$), электронные спины внешнего краевого состояния (нижний уровень Ландау) поляризованы в направлении поля "вверх", тогда как во внутреннем краевом состоянии (верхний уровень Ландау) они поляризованы "вниз" (см. рис. 2.5).

Приложенное положительное напряжение смещения, превышающее пороговое напряжение $V_{on} \sim |g^*|\mu_B B/|e|$, устраняет потенциальный барьер для электронов между краевыми состояниями (см. стр. 43 и рис. 2.5 b)). Электроны свободно перетекают

из внутреннего во внешнее краевое состояние. Процесс сопровождается, также, вертикальной релаксацией электронов с переворотом спина снизу вверх (например, за счет испускания фотона), возможно вдали от затворной щели.

Приложенное отрицательное напряжение смещения сдвигает внешнее краевое состояние вверх по энергии по отношению к внутреннему (см. рис. 2.5 с)). В этом случае весь ток между рассматриваемыми краевыми состояниями (поскольку $kT \ll |g^*|\mu_B B$) обусловлен туннелированием электронов сквозь разделяющую несжимаемую полосу с переворотом спина сверху вниз. Часть этих электронов релаксируют посредством спин-орбитального взаимодействия с последующим изменением энергии путем испускания фонона.

Приложение как любого отрицательного смещения, так и превышающего удвоенное Зеемановское расщепление положительного смещения, создает в несжимаемой полосе особую область энергий (см.рис. 2.12). В этой области заполненные электронные состояния нижнего уровня Ландау со спином "вверх" отделены узким барьером от равных по энергии пустых состояний верхнего уровня Ландау со спином вниз. В обоих случаях внутри несжимаемой полосы возможны переходы с сохранением энергии из заполненных состояний в пустые благодаря не только спин-орбитальному, но и сверхтонкому взаимодействию. В последнем случае переворот спина электрона сверху вниз приводит к перевороту спина ядра снизу вверх, т.е. ядра всегда поляризуются в направлении внешнего поля.

Таким образом, если протекающий длительное время ток индуцирует динамическую ядерную поляризацию в щели затвора, то она всегда оказывается положительной: $\langle I_z \rangle > 0$, в отличие от выводов работы [18]. Вследствие отрицательного g^* -фактора в $GaAs$, эффективное поле Оверхаузера антипараллельно вектору ядерной поляризации и, следовательно, внешнему полю. В результате поле Оверхаузера уменьшает величину Зеемановского расщепления E_Z , и поэтому можно написать $E_Z = |g^*|\mu_B(B - B_{Ov})$. Важно, что чем больше величина ядерной поляризации, тем меньше зеемановское расщепление.

Для наглядного объяснения кривых релаксации было бы удобно воспользоваться зависимостью равновесной динамической ядерной поляризации $\langle I_z \rangle$ в затворной щели от тока I . Хотя точный вид такой зависимости неизвестен, изложенные соображения позволяют построить примерный (гипотетический) ход соответствующей зависимости (см. рис. 2.13). Участок нулевой поляризации соответствует положительному краевому

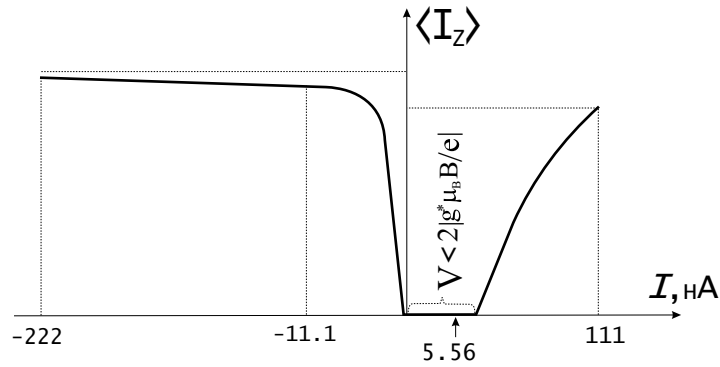


Рис. 2.13: Примерная (гипотетическая) зависимость равновесной динамической ядерной поляризации (в условных единицах) от тока между расщепленными по спину крайними состояниями при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$.

напряжению $V < 2|g^* \mu_B B / e|$, при котором динамическая поляризация ядер невозможна. На этом схематичном графике важно, что во всей охватываемой экспериментом области положительных токов величина $\langle I_z \rangle$ меньше, чем в большей части области отрицательных токов.

С помощью этого графика очень легко объяснить направление релаксации для различных токов. После задержки при большом положительном токе и переключения в малый отрицательный ядерная поляризация значительно увеличивается в течение процесса релаксации, уменьшая Зеемановское расщепление. Это приводит к уменьшению пространственного расстояния между расщепленными по спину крайними состояниями, облегчая туннелирование электронов. Поэтому релаксация протекает с уменьшением сопротивления (левая вставка на рис. 2.7). При переключении из большого положительного тока в малый положительный и из большого отрицательного в малый отрицательный или положительный ядерная поляризация уменьшается по величине, увеличивая Зеемановское расщепление и, следовательно, длину туннелирования. В результате происходит рост сопротивления в процессе релаксации (рис. 2.7, правая вставка и сплошная кривая на левой вставке).

Величина релаксации в отрицательном токе как минимум на порядок выше, чем в положительном (те же вставки к рис. 2.7). Возможное объяснение состоит в том, что при отрицательном напряжении даже незначительное изменение величины Зеемановского расщепления в процессе релаксации приводит к сильному изменению коэффи-

ента прохождения туннельного барьера в несжимаемой полосе. В постоянном токе это компенсируется большим изменением напряжения между краевыми состояниями ΔV^- в несколько мВ.

Наоборот, при положительном напряжении $V > |g^*|\mu_B B/|e|$ основной междуканальный ток обусловлен свободным перетеканием (дрейфом) электронов из заполненных состояний в свободные (см. рис. 2.5 b)). Этот ток определяется скачком электростатического потенциала в несжимаемой полосе. Поэтому при фиксированном положительном токе величина релаксации порядка $\Delta V^+ \sim 100$ мкВ (правая вставка на рис. 2.7) отражает в большей степени изменение Зеемановского расщепления, то есть непосредственно сдвиг Оверхаузера ΔB_{Ov} . После задержки в условиях сильной динамической поляризации ядер и переключения в область слабой динамической поляризации (малый положительный ток) $\Delta B_{Ov} \approx B_{Ov}$. Соответствующее поле Оверхаузера $|B_{Ov}| = |e\Delta V^+/(g^*\mu_B)| \lesssim 4$ Тл (для $|g^*| \geq 0.44$) отвечает динамической поляризации ядер при $t = 0$ на кривых релаксации. Поскольку самое высокое известное поле Оверхаузера в *GaAs* равно 5.3 Тл (см. [160]), то ясно, что при токе порядка 100 нА в щели затвора поляризовано около $4/5.3 \sim 80\%$ ядер.

Несмотря на различие в величине релаксации при положительном и отрицательном токах, в обоих случаях ее закон оказывается одним и тем же - двухэкспоненциальным (см. стр. 49). Это указывает на то, что при любом токе релаксация напряжения между краевыми состояниями с достаточной точностью прямо пропорциональна изменению Зеемановского расщепления, то есть релаксации величины ядерной поляризации.

Два времени релаксации на экспериментальных кривых могут быть следствием комбинации трех процессов: переворота спинов ядер за счет переворота спинов электронов при сверхтонком взаимодействии в затворной щели, диффузии ядерных спинов из области затворной щели, а также релаксации спинов ядер за счет взаимодействия с решеткой. Учет последних двух процессов был рассмотрен в работе [161] для решения задачи, близкой к нашей. Характерный масштаб времени установления поля Оверхаузера в затворной щели задается током и диффузией ядерных спинов из области затворной щели вследствие взаимодействия спинов ядер между собой. Сочетание этих двух процессов должно отвечать за первое время релаксации $\tau_1 \sim 25$ с. Однако диффузия происходит на масштабах длины много больше, чем ширина затворной щели, но меньше чем размер образца. Второе время релаксации $\tau_2 \sim 200$ с имеет порядок ядерного спин-решеточного

времени релаксации и потому оно относится к установлению стабильной поляризации ядер вне затворной щели.

Для нас остается неясным происхождение максимумов на зависимостях $\tau(I)$ (рис. 2.9). Факт хорошего совпадения максимумов для $\tau_1(I)$ и $\tau_2(I)$ строго доказывает, что они не являются артефактами. Эти максимумы воспроизводятся от охлаждения к охлаждению и от образца к образцу. Они почти не зависят от параллельной плоскости двумерной электронной системы компоненты магнитного поля. Для других соответствующих спиновому расщеплению комбинаций факторов заполнения процесс релаксации более сложный (см. рис. 2.11) из-за большего числа вовлеченных в транспорт краевых каналов, что затрудняет качественный анализ времен релаксации.

Наконец, оценим максимальную величину поляризующего ядра тока I_N^{max} . Полагая период решетки $GaAs$ равным 5.6 \AA (два атома на элементарную ячейку), толщину слоя двумерного газа 100 \AA , расстояние между расщепленными по спину краевыми состояниями 1000 \AA , получаем оценочное количество ядер в щели затвора по порядку величины $N \sim 3 \text{ мкм} \times 100 \text{ \AA} \times 1000 \text{ \AA} \times 2 / (5.6 \text{ \AA})^3 \sim 10^7$. В стационарном режиме связанная с динамической ядерной поляризацией часть тока I_N задается числом поляризованных ядер N_{pol} и характерным временем релаксации τ_1 . Оценочно считая, что поляризуется большая часть ядер в затворной щели, то есть $N_{pol} \sim N$, будем иметь $I_N^{max} \sim eN_{pol}/\tau_1 \sim 10^{-13} \text{ А} = 10^{-4} \text{ нА}$. Значит для полного тока около 1 нА между расщепленными по спину краевыми состояниями на 10000 электронов не более одного протекает за счет сверхтонкого взаимодействия.

Таким образом, нами наблюдается сложная релаксация числа динамически поляризованных ядер, описанная суммой двух экспонент с характерными временами релаксации 25 с и 200 с. Для объяснения подробно рассмотрен механизм переноса электрона между краевыми состояниями с переворотом спина. Два времени релаксации отнесены к локальному формированию динамической ядерной поляризации за счет одновременно переворота спинов ядер и спинов электронов и диффузии ядерных спинов. Происхождение максимумов на зависимостях времен релаксации от тока остается неясным.

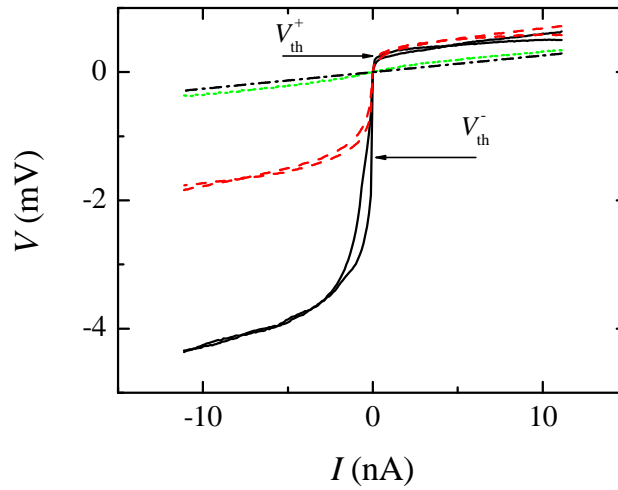


Рис. 2.14: $I - V$ кривые для факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ при различных углах наклона $\theta = 0^\circ$ (сплошная линия), $\theta = 30^\circ$ (пунктирная линия), $\theta = 45^\circ$ (точечная линия). Штрих-пунктирная линия отображает кривую при полном выравнивании электрохимических потенциалов краевых состояний в затворной щели, рассчитанную по Бюттикеру [10]. Нормальное магнитное поле постоянно и равно 8.7 Тл.

2.5 Влияние объемного фазового перехода на краевой энергетический спектр в двумерной двуслойной электронной системе

Экспериментальные результаты

Вольт-амперные кривые представлены на рис. 2.14 для нормального и наклонных магнитных полей при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$. В нормальном магнитном поле кривая нелинейна и состоит из двух ветвей, берущих начало от соответствующих пороговых напряжений V_{th}^+ и V_{th}^- . Между ними ток почти отсутствует. Близкая к линейной положительная ветвь характеризуется малым дифференциальным сопротивлением, тогда как отрицательная ветвь сильно нелинейна и отвечает более высокому сопротивлению.

В нормальном магнитном поле положительное пороговое напряжение V_{th}^+ близко по величине к обычному Зеемановскому расщеплению $|g^*|\mu_B B$ ($|g^*|\mu_B B = 0.21$ мэВ в поле 8.7 Тл). Отрицательное пороговое напряжение $V_{th}^- \sim 2$ мэВ — на порядок выше и соответствует Δ_{SAS} в нашей двуслойной структуре. В обоих случаях сложно определить

погрешность, так как величина порогового напряжения зависит от метода его определения. Например, V_{th}^+ можно определить либо экстраполяцией из больших токов, либо как напряжение, при котором появляется заметный ток. Эти значения слегка отличаются (см. рис. 2.14). На отрицательной ветви второй метод кажется более подходящим в силу большой нелинейности $I - V$ кривой. Несмотря на описанные трудности, три главных энергетических масштаба ($|g^*|\mu_B B = 0.21$ мэВ, $\Delta_{SAS} = 1.3$ мэВ и $\hbar\omega_c = 15$ мэВ) сильно различаются, поэтому легко установить соответствие между рассматриваемым порогом и соответствующей спектральной щелью.

Оба пороговых напряжения сильно зависят от параллельной плоскости двумерного электронного газа компоненты магнитного поля $B_{||}$. С увеличением $B_{||}$, при угле наклона поля $\theta = 30^\circ$, отрицательное пороговое напряжение становится заметно меньше. При угле $\theta = 45^\circ$ оба пороговых напряжения исчезают. Для сравнения приведена расчетная штрих-пунктирная кривая для случая полного равновесия между краевыми состояниями. Видно, что экспериментальная кривая для 45° остается слегка нелинейной.

Рассматриваемые вольт-амперные кривые получены для двух направлений развертки: из положительных токов в отрицательные и обратно. Виден небольшой гистерезис, который максимален в нормальном магнитном поле, становится меньше при угле наклона поля $\theta = 30^\circ$, и исчезает при $\theta = 45^\circ$. Данный гистерезис является ключевой особенностью транспорта между расщепленными по спине краевыми состояниями (см. рисунки 2.6, 2.7, и относящийся к ним текст) и обусловлен большим временем релаксации ядерной поляризации, влияющей на электронную энергию.

Сильное влияние компоненты $B_{||}$ на экспериментальные $I - V$ кривые можно также видеть в более широком диапазоне по току на рис. 2.15. При угле наклона магнитного поля $\theta = 45^\circ$ даже форма $I - V$ кривой существенно отличается от случая кривой в нормальном поле.

Описанное поведение вольт-амперных кривых существенно отличается от поведения в однослойной системе, где при факторах $\nu = 2$, $g = 1$ не наблюдалось зависимости от величины $B_{||}$ (см. рис. 2.10). Таким образом, значения пороговых напряжений и ход $I - V$ кривых в различных углах наклона указывают на важность свойств, связанных с двуслойностью системы.

Для доказательства того, что линеаризация $I - V$ кривых происходит вблизи фазового перехода в объеме двумерной системы мы использовали затворную часть образ-

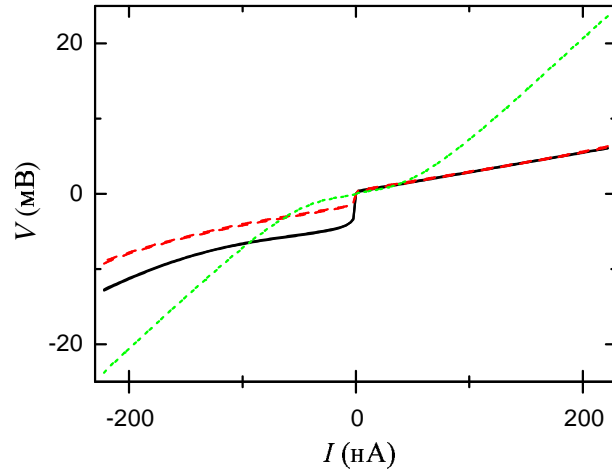


Рис. 2.15: $I - V$ кривые в широком диапазоне ток/напряжение для комбинации полных факторов заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ при различных углах наклона: $\theta = 0$ (сплошная линия), $\theta = 30^\circ$ (пунктирная линия), $\theta = 45^\circ$ (точечная линия).

ца и воспроизвели предыдущие результаты магнетоемкостных измерений по исследованию объемного спектра двуслойной системы при полном факторе заполнения $\nu = 2$ в нормальном [162] и наклонных [22] магнитных полях. В нормальном магнитном поле полученная из магнетоемкостных измерений объемная энергия активации (см. стр. 42) близка к одночастичной Δ_{SAS} , тогда как с увеличением параллельной слоям компоненты магнитного поля объем двуслойной системы претерпевает переход в наклонную антиферромагнитную фазу. Этот фазовый переход характеризуется появлением глубокого минимума в энергии активации при угле наклона $\theta = 45^\circ$.

Обсуждение результатов

В нормальном магнитном поле 8.7 Тл при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$ объем двуслойной системы в затворной щели находится вдали от фазового перехода в силу того, что $\Delta_{SAS} \gg |g^*| \mu_B B$. Поэтому его энергетическую структуру можно представить в одночастичном приближении как два разделенных Зеемановской щелью заполненных уровня Ландау ниже энергии Ферми. По мере продвижения к краю образца уровни Ландау загибаются вверх вследствие роста краевого потенциала, и мы имеем упомянутую ранее картину краевых состояний [8]. А поскольку схема подсоединения контактов образца та же, что и в случае однослойной системы (рис. 2.4), то энергетическая струк-

тура электронных состояний у края в зависимости от краевого разбаланса аналогична рис. 2.5 с той разницей, что циклотронную энергию $\hbar\omega_c$ следует заменить на Δ_{SAS} .

Теперь ясно, что происхождение положительного V_{th}^+ и отрицательного V_{th}^- пороговых напряжений принципиально аналогично однослойной структуре (см. стр. 43). Отличие может быть лишь в значениях V_{th}^+ , V_{th}^- . Положительное пороговое напряжение $V_{th}^+ \approx |g^*|\mu_B B/|e|$ отвечает исчезновению потенциального барьера между краевыми состояниями вследствие опускания по энергии внешней сжимаемой полосы по отношению к внутренней. Как мы знаем из исследований спектра в объеме двумерного электронного газа при факторе заполнения $\nu = 2$ первое возбужденное состояние отделено от основного энергией Δ_{SAS} . В силу этого отрицательное пороговое напряжение V_{th}^- может быть близко к величине Δ_{SAS} в нормальном магнитном поле.

В условиях наблюдения фазового перехода в объеме двумерного электронного газа расстояние $d \sim 40$ нм между слоями (взятое как полуширина всей квантовой ямы на рис. 2.3) сравнимо с магнитной длиной $l = \sqrt{\hbar c/eB_{\perp}} \sim 10$ нм, поэтому одночастичное приближение здесь не применимо. С увеличением параллельной компоненты магнитного поля B_{\parallel} величина полного поля $B = \sqrt{B_{\parallel}^2 + B_{\perp}^2}$ приближается к критическому значению B_c , которое (см. стр. 16) определяется более точно с учетом Кулоновского взаимодействия. В плоскости двумерного газа ближе к краю образца плотность электронов уменьшается. В приближении плавного краевого потенциала энергетическая структура на краю определяется локальным фактором заполнения. Транспорт между внешним и внутренним краевыми состояниями определяется туннелированием электронов через несжимаемую полосу с фактором заполнения $\nu = 1$. При этом исчезновение гистерезиса на $I - V$ кривых и их линейаризация указывают на исчезновение потенциального барьера (или, возможно, самой несжимаемой полосы при $\nu = 1$) между указанными состояниями вблизи объемного фазового перехода. В условиях наклонной антиферромагнитной фазы электроны могут свободно двигаться между краевыми состояниями без переворота спина, поэтому нет причин как для нелинейного поведения вольт-амперных кривых, так и для гистерезиса на них. Удовлетворительной оказывается модель, согласно которой структура краевых состояний соответствует структуре объемного спектра и следует за ней даже при сложных перестройках этого спектра.

Таким образом, на образце с двумя туннельно-связанными слоями двумерной электронной системы были впервые выполнены измерения транспорта между краевыми со-

стояниями при факторах заполнения $\nu = 2$, $g = 1$. Переход из спин-синглетной в наклонную антиферромагнитную фазу в объеме двуслойной системы при $\nu = 2$ осуществляется изменением параллельной плоскости двумерного газа компоненты магнитного поля. Обнаружено, что вольт-амперные кривые транспорта между краевыми состояниями линейризуются при упомянутом фазовом переходе.

Глава 3

Создание наноструктур методом высоковольтного локального анодного оксидирования в атомно-силовом микроскопе, и их тестирование

3.1 Установка для нанолитографии

Для проведения нанолитографии применялся сканирующий зондовый микроскоп модели Solver P47 фирмы НТ-МДТ в режиме атомно-силовой микроскопии, и стандартные кантилеверы серий DCP11 и DCP20 (НТ-МДТ) с проводящим алмазным покрытием¹. Нанооксидирование выполнялось на поверхности плоских образцов: подложках SiO₂/Si с напыленными пленками титана и гетероструктурах Ga[Al]As с микроканалами двумерного электронного газа. С помощью пинцета образец размером несколько мм помещали горизонтально в атомно-силовой микроскоп и соединяли с электрическим контактом. Сопротивление между этим контактом и зондом могло достигать ~ 10 МОм в случае нанолитографии гетероструктур на основе Ga[Al]As, что не мешало получать требуемое качество оксидных линий. Для регулировки относительной влажности окружающего воздуха H_R в пределах от комнатного значения до $H_R \sim 80\%$ корпус атомно-силового микроскопа накрывали самодельным прозрачным герметичным колпаком из

¹О преимуществах такого покрытия см., например, [108].

оргстекла, внутри которого имелась емкость с водой и вентилятор для ускорения циркуляции воздуха. Для измерения H_R использовался термогигрометр ИВА-6А, датчик которого также располагался под колпаком. Передвижная крышка позволяла менять площадь открытой поверхности воды с целью регулирования скорости испарения. Во избежание помех вентилятор не использовался во время сканирования и литографии.

С использованием имевшегося программного обеспечения управление процессом литографии происходило следующим образом: в каждой точке оксидирования на поверхности зонд останавливался (прекращалось только параллельное поверхности движение зонда²), и к образцу относительно зонда прикладывалось заданное число N положительных прямоугольных импульсов напряжения фиксированной длительности, частоты и амплитуды (о преимуществах такой методики см. на стр. 21).

На рис. 3.1 представлена принципиальная схема подачи импульсов напряжения на образец при локальном анодном оксидировании. Серия коротких импульсов длительностью ≤ 1 мкс, амплитудой 5 В и настраиваемым периодом τ подавалась на вход синхронизации генератора импульсов DS345. По фронту каждого импульса на выходе DS345 формировался прямоугольный импульс напряжением 5 В регулируемой длительности $\tau_1 \leq \tau$. Величина τ_1 задавалась на панели управления DS345, остальные параметры - в программе управления Solver P47. С выхода DS345 сигнал поступал на вход оптоключа³ TLP627, управляющего подачей постоянного напряжения U_{max} от источника тока Б5-49 на образец (см. временную диаграмму слева на рис. 3.1). Такая схема позволяла увеличить амплитуду импульсов напряжения до 100 В по сравнению с достигнутым в обычной конфигурации максимальным значением 10 В. Отметим, что одного генератора DS345 недостаточно, так как максимальная амплитуда создаваемого им сигнала порядка 10 В. Согласно тестам, проведенным при 23 °С и нулевом уровне сигнала на входе оптопары, ток в ее выходной цепи не превышал 50 нА. Соответственно потенциал образца относительно зонда, определяемый падением напряжения на сопротивлении 1 кОм (рис. 1), оказывался пренебрежимо мал.

При верхнем уровне сигнала на входе оптопары сопротивление в ее выходной цепи резко снижалось. Почти все напряжение V_{dc} с выхода источника Б5-49 падало на резисторе 1 кОм, так как падение напряжения на самой

²В действительности такое движение всегда присутствовало вследствие паразитных эффектов (см. раздел 3.2).

³Идея использовать оптопару принадлежит Ю.А. Нефедову.

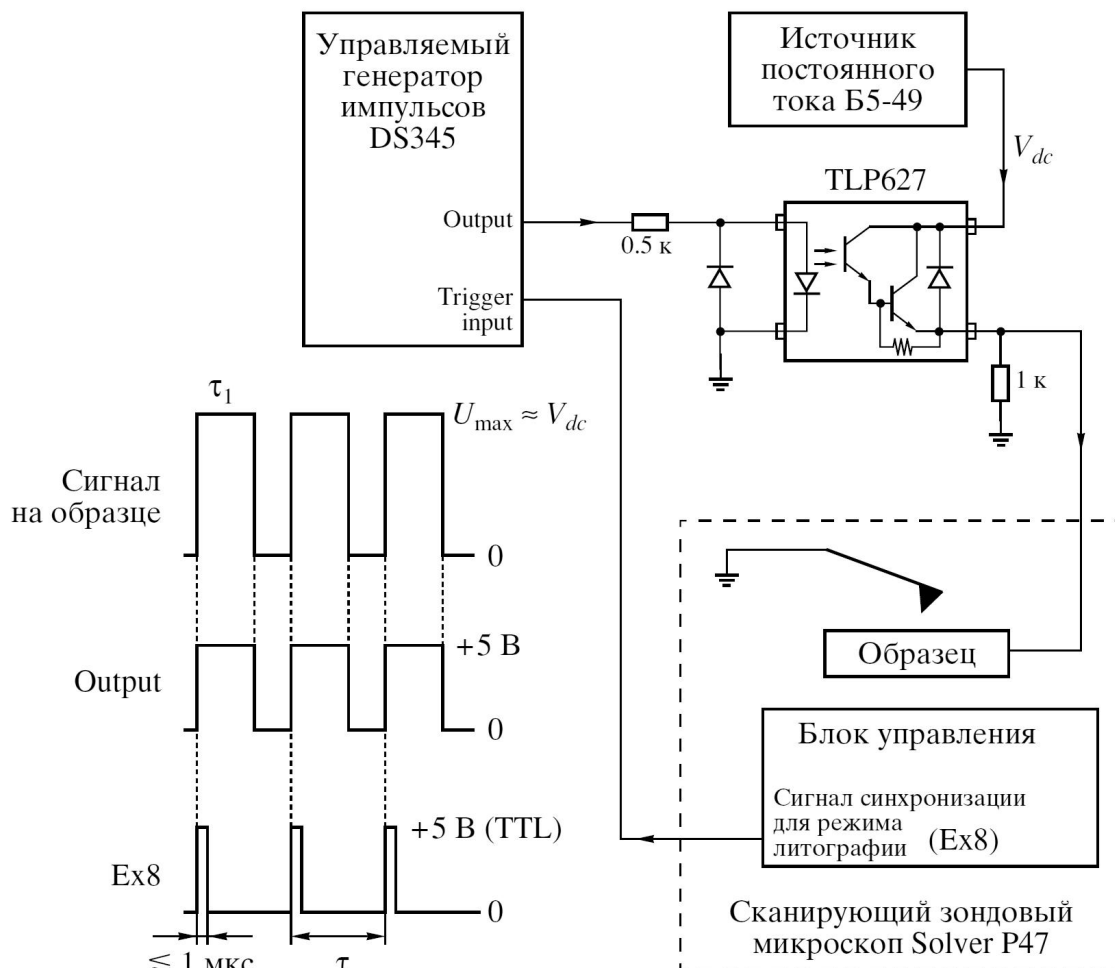


Рис. 3.1: Принципиальная схема подачи импульсов напряжения на образец относительно зонда. Слева приведена временная диаграмма, поясняющая принцип работы схемы.

оптопаре не превышало 1.1 В при 23 °С. Следовательно, это же напряжение V_{dc} падало на образце, поскольку сопротивление зонд-образец много больше 1 кОм (номинальное сопротивление зонда более 100 кОм).

Для выходного каскада оптопары TLP627 суммарная задержка в одном импульсе определяется временем спада $\sim 100 \text{ мкс}$. Это обуславливает конечную скорость срабатывания данного устройства, ограничивая снизу длительность каждого импульса τ_1 величиной порядка 1 мс. Поэтому иногда использовалась аналогичная рисунку 3.1 схема с оптоключом АОТ123А и другими параметрами сопротивлений: 0.8 кОм и $\approx 9 \text{ кОм}$ вместо 0.5 кОм и 1 кОм соответственно. Она обеспечивала более высокую скорость срабатывания за счет меньшего суммарного времени задержки не более 50 мкс, но спо-

собная увеличить амплитуду выходного сигнала лишь до 50 В.

3.2 Методика нанолитографии

Нашей целью было создание наноструктур масштаба $100 \div 1000$ нм достаточно однородными оксидными линиями шириной ~ 100 нм и высотой до нескольких десятков нм.

Максимальное поле сканирования у Solver P47 составляет приблизительно 50×50 мкм. Поэтому сперва при расположении зонда вдали от поверхности образца на расстоянии, как правило, $0.5 \div 2$ мм выполнялось грубое горизонтальное наведение на требуемый участок поверхности с помощью оптического микроскопа и микрометрических винтов на блоке сканера зондового микроскопа. Затем осуществлялось сближение зонда с поверхностью (подвод) и просмотр всей доступной пьезосканеру области поверхности (или значительной ее части) с помощью пробного сканирования рельефа в полуконтактном режиме, когда зонд колеблется вблизи поверхности, ударяя по ней в нижней точке колебательной траектории. При этом определялось также наличие неоднородностей масштаба ~ 1 мкм. С целью определения качества поверхности на субмикронном масштабе подробно сканировались более мелкие площади. Для нанолитографии необходимо иметь достаточно малую поверхностную плотность крупных неоднородностей рельефа, сравнимых по высоте с оксидными линиями, чтобы располагать линии в обход неоднородностей. При пробном сканировании участков размером ~ 50 мкм для уменьшения вероятности поломки/загрязнения проводящего острия зонда частота сканирования строк бралась относительно малой: от 0.5 до 2 Гц в зависимости от особенностей и качества поверхности. Если расположение или/и качество поверхности выбранной максимальной области сканирования оказывались неудовлетворительными, то выполнялся подвод зонда в другом месте образца (с последующим повторением вышеописанных процедур). После успешного окончания выбора участка устанавливалась нужная влажность воздуха. Отметим, что в случае гетероструктур на основе Ga[Al]As основная доля крупных неоднородностей рельефа на поверхности образцов представляла собой осевшую грязь из воздуха. В случае пленок титана значительная доля неоднородностей могла появиться при напылении.

Вся описанная в разделах 3.3-3.5 зондовая литография выполнялась при комнатной температуре $T \approx 25 \div 26$ °С и атмосферном давлении в полуконтактном режиме

(вид динамического режима - см. стр. 21) при включенной обратной связи с целью контроля положения и динамики вертикального движения зонда вблизи поверхности. Амплитуда колебаний зонда, поддерживаемая обратной связью, определялась параметром *SetPoint*. Выбор режима колебаний кантилевера в условиях литографии осложнялся сдвигом резонансной частоты в неоднородном электрическом поле. Поэтому значения параметра обратной связи *SetPoint* выбирались равными не более 15% от амплитуды свободных колебаний зонда. Отметим, что в процессе литографии амплитуда колебаний зонда могла заметно отличаться от значения *SetPoint*, поскольку связанное с конечной добротностью характерное время релаксации колебаний кантилевера вблизи поверхности образца при комнатных условиях $\lesssim 100$ мкс оказалось существенно меньше характерного времени срабатывания цепи обратной связи ~ 1 мс. Соответственно, если τ_1 (или τ) (рис. 3.1) не превышает нескольких мс, то время установления стационарного режима колебаний в пределах одного импульса напряжения сравнимо с длительностью самого импульса.

На результат локального анодного оксидирования влияет относительно большое количество параметров. Поэтому для ясности коротко скажем о роли и возможностях подстройки параметров, наиболее значимых в нашем случае. Предварительно заметим, что для литографии в полуконтактном режиме лучше подходят более жесткие кантилеверы, колебания которых более устойчивы к воздействию внешних сил (мы использовали кантилеверы с коэффициентом жесткости в диапазоне $10 \div 100$ Н/м). При настройке режима литографии заданным кантилевером наиболее важными являются U_{max} и *SetPoint*. Высота оксидных наростов сильнее всего зависит от величины U_{max} (см. стр. 24). В свою очередь значение *SetPoint* непосредственно определяет амплитуду колебаний зонда в условиях литографии при заданной амплитуде свободных колебаний. Поэтому ясно, что *SetPoint* влияет на временную зависимость электрического поля между зондом и образцом. Следующим по важности параметром можно считать полное время литографии в точке t_{tot} , определяемое величинами N , τ_1 и количеством повторений рисунка литографии. Полное время должно быть достаточно большим для образования оксида нужного объема. С другой стороны скорость роста оксида быстро падает со временем (см. стр. 24), поэтому во многих случаях не эффективно увеличивать высоту оксидных линий повышением t_{tot} . Описанное в разделах 3.3-3.5 зондовое анодирование выполнялось при значениях полного времени литографии в точке в диапазоне от 10 до ~ 200 мс.

При фиксированном t_{tot} варьирование N , τ_1 и τ также позволяет регулировать параметры оксидных линий (см. стр. 21). Отметим, что U_{max} , $SetPoint$, N , τ_1 и τ можно легко и быстро менять в широких пределах с помощью схемы управления литографией. После указанных параметров следует назвать относительную влажность воздуха H_R , обеспечивающую содержащие кислород ионы для реакции оксидирования (стр. 18). С увеличением H_R , как правило, возрастает ширина оксидных линий (стр. 24). Существенный недостаток параметра H_R - это относительная сложность его настройки. У нас при комнатной влажности $\sim 20\%$ наиболее быстрое увеличение H_R до 60% обычно занимало не менее получаса. Кроме того, при литографии величину H_R не стабилизировали, так что она, как правило, дрейфовала со скоростью $\lesssim 0.1\%$ /мин. Помимо указанных основных параметров на литографию может существенно влиять также коэффициент обратной связи $FBGain$. Он регулирует скорость срабатывания цепи обратной связи, которая поддерживает амплитуду механических колебаний на уровне $SetPoint$. Условие нормальной работы полуконтактного режима ограничивает $FBGain$ сверху требованием стабильности режима колебаний. Кроме того, нижнее значение $FBGain$ растет с увеличением скорости сканирования (латеральной скорости движения зонда). Меняя $FBGain$ в допустимом диапазоне иногда удается улучшить воспроизводимость нано-оксидирования. Согласованная с $FBGain$ латеральная скорость движения зонда при литографии в нашем случае влияет в основном на форму оксидного рисунка, о чем подробнее сказано дальше. Таким образом, локальное анодное оксидирование зависит от разных параметров. Сходные результаты можно получить разными способами (например, понижая $SetPoint$, повышая U_{max} , или повышая время литографии в точке). Описанную далее методику нанолитографии следует понимать как один из таких способов, в некоторой мере обусловленный дополнительными ограничениями частного характера.

Выбор числа импульсов N и напряжения U_{max} прежде всего определялся необходимостью минимизации паразитного горизонтального смещения образца относительно зонда за время литографии, а также зависел от состояния острия зонда (см. далее), материала образца и создаваемой структуры. Соответствующие численные значения N и U_{max} приведены в следующих трех разделах настоящей главы. Паразитное горизонтальное смещение образца относительно зонда складывается из двух эффектов: крипа пьезокерамики (запаздывание реакции на изменение величины управляющего электрического поля) и дрейфа. Дрейф может быть вызван малыми неконтролируе-

мыми изменениями температуры и влажности при работе атомно-силового микроскопа. В нашей установке без высокоточной компенсации паразитных эффектов пьезокерамики влияние крипа, как правило, преобладало. Крип проявляется в результате управляемого перемещения зонда. После остановки зонда скорость крипа сильно снижалась за несколько минут. Характерная суммарная скорость дрейфа и крипа при оксидировании не превышала 100 нм/мин. С целью сохранения достаточной высоты оксидных линий мы уменьшали число импульсов N и увеличивали напряжение U_{max} при фиксированных τ_1, τ (см. стр. 24).

В силу неизвестного начального состояния иглы зонда перед оксидированием на заданном участке поверхности осуществлялся выбор основного параметра литографии - напряжения U_{max} . Начиная с 10 В, напряжение U_{max} ступенчато повышали с шагом $1 \div 3$ В, и на каждом шаге проводили проверку качества литографии. При более быстром повышении U_{max} стабильность локального анодирования снижалась. По достижении однородных и воспроизводимых линий подходящих высоты и ширины на выбранном участке проводилось требуемое оксидирование. Необходимые численные значения этих параметров определялись: 1) одновременно с настройкой режима локального анодного оксидирования в случае нанолитографии тонких пленок титана (см. раздел 3.3); 2) с помощью тестовых измерений электронного транспорта через пробные структуры при низких температурах в случае нанолитографии гетероструктур на основе Ga[Al]As (см. разделы 3.4 и 3.5).

Неидеальность пьезокерамики ведет к ошибке позиционирования зонда, которая растет по абсолютной величине с увеличением площади поля сканирования для литографии⁴. Из-за отсутствия какой-либо системы повышения точности позиционирования, для оксидирования использовались относительно малые поля сканирования величиной в несколько мкм. Их площадь зависела от требуемых размеров рисунка нанолитографии и особенностей исходного рельефа поверхности: на более грязной поверхности место для литографии проще выбрать при относительно большей площади поля сканирования. Для создания непрерывных оксидных линий (разрезов) протяженностью до нескольких десятков микрон на каждом малом участке поверхности выполнялось три обязательных действия: 1) сканировался рельеф при повышенных значениях

⁴Заметим, что суммарное влияние паразитных эффектов пьезокерамики возрастает по мере удаления от центра максимально доступной области сканирования (в координатах пьезосканера).

SetPoint $\sim 50\%$ от амплитуды свободных колебаний кантилевера (для ослабления нагрузки на зонд и поверхность); 2) рисовалась ломаная линия, пересекающая соседнюю и располагаемая в обход неоднородностей рельефа; 3) повторно сканировался рельеф поверхности для контроля результата локального анодного оксидирования. В случае неудовлетворительного результата (например, вследствие существенной ошибки позиционирования зонда) литография повторялась. Расстояние между соседними точками нанолитографии выбиралось экспериментально. Для получения достаточно однородных линий обычно оно не превышало половины ширины линии на полувысоте.

В некоторых случаях с целью повышения точности позиционирования зонда уменьшали крип пьезокерамики. Для этого использовались временные задержки [163] длительностью до нескольких минут в зависимости от требуемой точности позиционирования. Задержки проводились после смещения поля сканирования в заданное место, но перед проведением очередной нанолитографии на нем. В частности, для "тренировки" пьезосканера иногда выполнялось сканирование при выключенной обратной связи без касания кантилевером поверхности. Использование малых полей сканирования и временных задержек существенно увеличивает полное время литографии.

При формировании соединительных линий латеральная скорость движения зонда между точками литографии не играла большой роли, поэтому обычно она равнялась скорости сканирования топографии соответствующего участка. На поверхности большого наклона с перепадом высот в несколько десятков нм и более, как при нанолитографии вблизи краев мезы с двумерным газом в гетероструктурах на основе Ga[Al]As, скорость понижали в несколько раз во избежание поломки или загрязнения острия зонда. Создание наноструктур в гетеропереходах на основе Ga[Al]As также осуществляли при пониженной в несколько раз латеральной скорости движения зонда с целью сократить величину ошибки позиционирования зонда и тем самым уменьшить геометрическую деформацию получаемого рисунка относительно желаемого результата.

При продолжительном непрерывном оксидировании под действием ряда факторов (загрязнения острия зонда, стирания проводящего покрытия, поломки острия и др.) иногда существенно уменьшались поперечные размеры оксидных линий и/или снижалась их однородность. В таких случаях предпринималась попытка перерисовки: рядом с неудавшимися линиями рисовались новые (рис. 3.2 а-г). Заметим, что перерисовки обычно не проводились при единичных флуктуациях рельефа на концах линий (рис. 3.2 д) или при

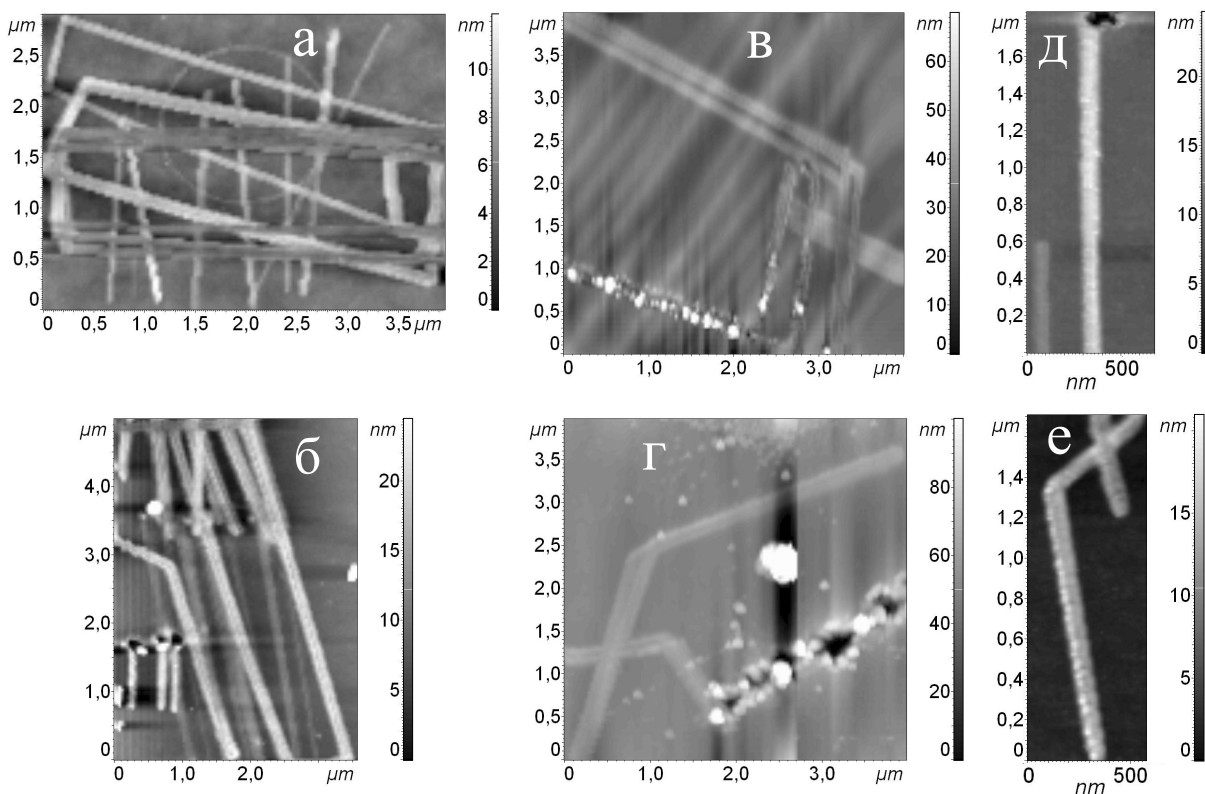


Рис. 3.2: Перерисовки на поверхности титана (**а**) и на поверхности Ga[Al]As (**б**, **в**, **г**). Перерисовкам соответствуют более высокие и широкие линии в случаях **а**, **б**, и более однородные линии в случаях **в**, **г**. На рис. **в**, **г** наиболее высокие и низкие области рельефа удалены для лучшей видимости. Реальный перепад высот вдоль неоднородных линий достигает ≈ 100 нм в случае **в** и ≈ 150 нм в случае **г**. Справа показаны линии на Ga[Al]As: линия с ямой на конце (**д**), и неоднородная линия высотой $12 \div 19$ нм (**е**).

достаточно большой высоте самого низкого места на линии (рис. 3.2 **е**). При появлении линий уменьшенных размеров (рис. 3.2 **а**, **б**) они перерисовывались, как правило, при повышенном на $1 \div 3$ В значении U_{max} и/или при еще более низком значении параметра *SetPoint*. В случае линий с множественными невоспроизводимыми флуктуациями рельефа большей высоты, чем у нормальных линий (рис. 3.2 **в**, **г**), перерисовки выполнялись обычно с тем же или пониженным значением U_{max} . Если несколько перерисовок не давали желаемого результата, то приходилось заново выбирать значение U_{max} описанным выше способом. Оказалось, что ухудшение результата литографии зачастую носило обратимый характер. Это позволяло после временного изменения *SetPoint* и/или U_{max} вернуться к прежним значениям при восстановлении параметров линий, и продолжить

оксидирование. Однако, если применялись только описанные выше процедуры настройки рабочего напряжения U_{max} , то при непрерывном использовании одного зонда значение U_{max} в среднем возрастало, что может быть вызвано изменением порогового напряжения литографии, зависящего от состояния острия зонда (см. стр. 23). В наших первых экспериментах по достижении U_{max} нескольких десятков вольт кантилевер после литографии погружали в химически чистый ацетон на время от нескольких минут до нескольких часов. Иногда после этого нужное значение U_{max} существенно снижалось⁵. Главный недостаток такой процедуры состоит в необходимости вынимать кантилевер из микроскопа и затем устанавливать его вновь. В результате, во-первых, существенно возрастает риск механической поломки кантилевера, и, во-вторых, требуется повторное наведение на область литографии (в силу конструкции Solver P47).

В случае сильно нестабильной литографии при возникновении на поверхности невозможных флуктуаций рельефа с перепадом высот $\gtrsim 100$ нм часто заметно снижалась разрешающая способность зонда (вплоть до возникновения дублей на полученном сканировании изображения поверхности (рис. 3.3 а, б)). Рассматриваемые флуктуации рельефа иногда занимали большую площадь (рис. 3.3 в-е).

Удовлетворительное качество нанооксидирования не всегда удается восстановить описанными выше способами. Тем не менее и такая литография иногда может быть использована, если форма и размеры рисунка не важны. Так, при создании одного из разрезов на титановой пленке (см. описание к разрезу №3 в разделе 3.3) часть разреза была успешно нарисована сильно неоднородными линиями. Однако, в наших первых экспериментах при необходимости литографировать с высоким разрешением выполнялась замена кантилевера.

Проведенные автором дальнейшие исследования показали, что даже в случае неудач изложенных выше относительно "мягких" способов настройки режима нанооксидирования существуют простые и достаточно эффективные более "грубые" методы значительного восстановления качества литографии и во многих случаях разрешающей способности зонда. К ним относятся движение зонда в течение времени вплоть до ~ 10 мин при величинах *SetPoint* менее 5 нм либо в режиме простого сканирования рельефа поверхности, либо в режиме литографии (в частности при значении U_{max} , намеренно повышенном сразу более чем на 3 В относительно исходного, несмотря на риск испортить зонд

⁵Вопрос о том является ли именно ацетон причиной улучшения нами не исследовался.

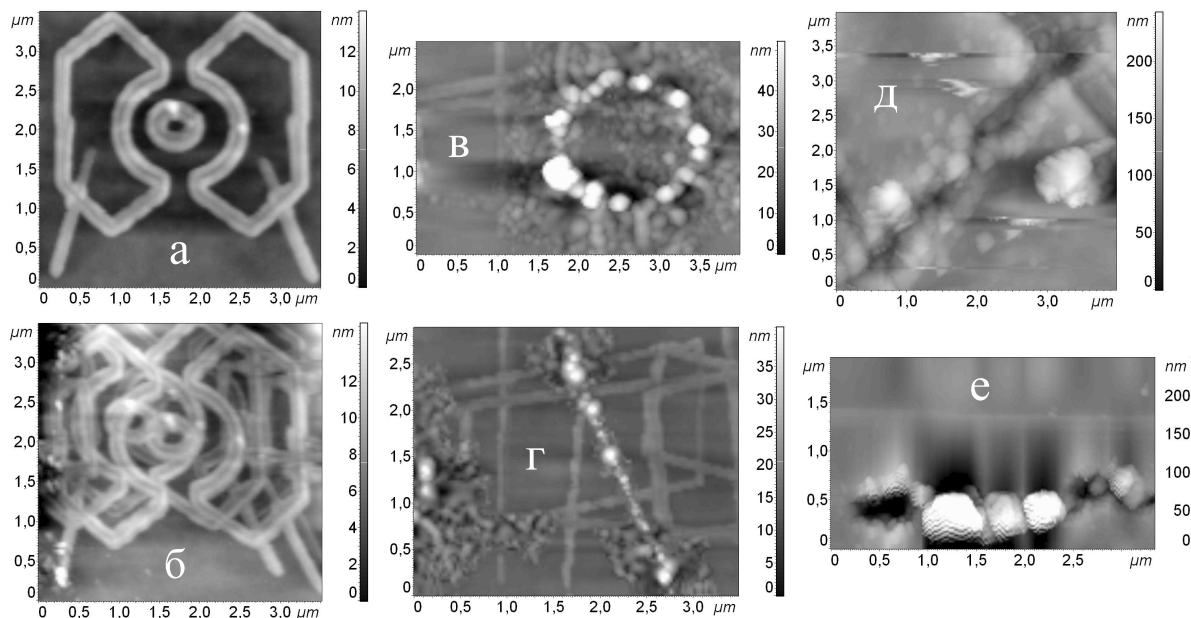


Рис. 3.3: Результаты стабильной (а) и сильно нестабильной (б-е) нанолитографии на поверхности титана (а, б, в, г) и Ga[Al]As (д, е). На рис. а, б показан рельеф одного и того же участка поверхности, полученный одним и тем же зондом до (а) и после (б) сильно нестабильной литографии. На рис. б видно три изображения исходной структуры. На рис. в-е флуктуации рельефа занимают большую площадь. На рис. в, г при нестабильной литографии проведены кружок и отрезок прямой соответственно, которые существенно шире линий, полученных в настроенном режиме (серые линии). На рис. д, е при нестабильной литографии проведены отрезки прямых. На рис. в, г, е наиболее высокие и низкие области рельефа удалены для лучшей видимости. Реальный перепад высот вдоль неоднородных линий достигает ≈ 80 нм в случае в, и более 500 нм в случае е.

(см. стр. 22)). В случае гетероструктур Ga[Al]As такие методы оказались наиболее эффективными при движении зонда поперек вытравленного края мезы. При этом хорошие результаты давало и варьирование других параметров (например, увеличение латеральной скорости движения зонда). Заметим, что иногда восстановление качества литографии комбинацией различных способов длилось более 1 часа, однако во всех случаях достигался положительный результат. По нашим данным указанные приемы, несмотря на создаваемые ими большие нагрузки на зонд, позволяют увеличить суммарный срок службы зонда при создании наноструктур, как минимум, до нескольких десятков часов при сохранении достаточно высокой разрешающей способности зонда. Отметим, что да-

ваемое зондом разрешение могло заметно изменяться в результате нанooksидирования грязной или недостаточно ровной поверхности без появления существенных неоднородностей на линиях⁶. Анализ большого количества наших данных литографии показывает, что в среднем флуктуации разрешающей способности зонда (а значит и его состояния) становятся больше и вероятнее с увеличением загрязнения поверхности, ее рельефности, и с ухудшением стабильности литографии. Это согласуется с естественным предположением, что состояние и поведение зонда в более жестких условиях эксплуатации должно быть менее стабильным. Тем самым объясняется эффективность "грубых" методов, в условиях которых более вероятны флуктуации состояния острия зонда и потому более вероятно улучшить качество литографии.

Рассмотренные "грубые" методы могут помочь настроить режим литографии и в случае, когда величина U_{max} достигает предельного значения (50 В для оптопары АОТ123А или 100 В для оптопары TLP627 (стр. 64)), но оксидные линии имеют неудовлетворительно малую высоту.

В следующих трех разделах настоящей главы детально описаны методы создания наноструктур локальным анодным оксидированием тонких титановых пленок и гетероструктур на основе Ga[Al]As с двумерным электронным газом. Также представлены некоторые тестовые результаты по исследованию транспорта через полученные объекты. Вся нанолитография была проведена векторно: между точками нанолитографии латеральное перемещение зонда происходит вдоль соединяющего их отрезка.

3.3 Интерферометры на тонких пленках титана

Тонкие пленки титана (толщиной менее 10нм) осаждались на подложки из Si с тонким слоем SiO_2 на поверхности. Осаждение проводилось за счет термического распыления с проволочных вольфрамовых испарителей в вакууме после достижения давления воздуха $\lesssim 10^{-3}$ Па. Использовался масляный диффузионный насос, на выпуске которого создавалось предварительное разрежение форвакуумным насосом. Для получения проводящих каналов шириной $\lesssim 50$ мкм, умещающихся в максимальной области сканирования Solver P47 размером $\approx 50 \times 50$ мкм², применялись самодельные теневые мас-

⁶При необходимости можно точнее определить размеры наноструктур сканированием зондом с меньшим радиусом скругления острия.

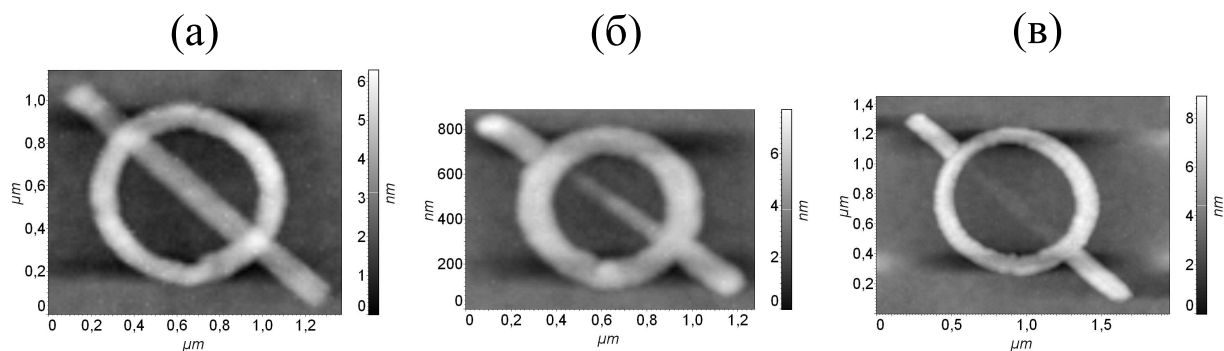


Рис. 3.4: Топография поверхности титановой пленки образца О1 с пробной нанолитографией: в каждом случае после прорисовки замкнутой окружности нарисован отрезок прямой, пересекающий окружность. **(а)** Поперечные размеры линии отрезка одинаковы внутри и снаружи. **(б)** Линия отрезка внутри окружности заметно тоньше, чем снаружи. **(в)** Линия отрезка внутри окружности почти не видна. Высота оксида окружности возрастает от (а) к (в).

ки. Во избежание перехода напыленной пленки в диэлектрическое состояние при гелиевых температурах для исследований выбирались пленки с сопротивлением на квадрат существенно меньшим кванта сопротивления $h/2e^2$. Для получения требуемого удельного сопротивления титановых пленок одновременно с образцами напылялась пленка-датчик прямоугольной геометрии на поверхность SiO_2 . Ее сопротивление контролировалось во время распыления, что позволяло в нужный момент остановить процесс. С учетом последующего уменьшения проводимости пленок окислением на воздухе напыление прекращалось по достижении экспериментально найденной величины сопротивления менее 0.5 кОм/квadrat. После напыления соответствующие образцы помещались в атомно-силовой микроскоп для определения толщины пленки и анализа морфологии поверхности.

В случае достаточно тонкой пленки с гладкой поверхностью на ней выполнялось пробное локальное анодное оксидирование с целью выяснить возможность прокисления титана на всю глубину до SiO_2 и, таким образом, установить пригодность образца для создания наноструктур. Для этого при настройке режима литографии рисовали замкнутые контуры длиной периметра несколько микрон, которые затем пересекали прямыми линиями приблизительно таких же поперечных размеров. Если высота пересекающей линии внутри контура оказывалась заметно меньше, чем снаружи (рис. 3.4 (б) и (в)),

то на таком образце проводили дальнейшее оксидирование. Дело в том, что параметры применяемых для литографии линий, созданных при последовательно соединенном с образцом сопротивлении 100 МОм, оказались такими же, как и без этого сопротивления (согласно предварительным тестам). Поэтому заметное снижение эффективности зондового анодирования внутри контура свидетельствует о большой величине поперечного сопротивления оксидной границы контура, превышающей 100 МОм·мкм. Оксидные линии такого качества, используемые как разрезы длиной порядка ширины проводящего канала, уже при комнатной температуре должны иметь поперечное сопротивление больше 1 МОм.

В результате многочисленных напылений и пробной литографии были выбраны образцы от двух разных напылений Н1 и Н2. В обоих случаях титан осаждался на две подложки SiO_2/Si , формируя пленки приблизительно одинаковой толщины⁷: 3 ÷ 4 нм при напылении Н1, 5 ÷ 6 нм при напылении Н2. Анализ рельефа поверхности полученных образцов в атомно-силовом микроскопе показал, что шероховатость поверхности⁸ нанесенных пленок и исходной поверхности SiO_2 не превышает 0.4 нм. Для дальнейшей литографии использовались оба образца от напыления Н1 (обозначим их О1 и О2), и один образец от напыления Н2 (обозначим его О3). При напылениях Н1 и Н2 применялись различные теневые маски. О1 и О2 имели по одному проводящему каналу, О3 имел 4 проводящих канала. С обеих сторон каждого канала титановая пленка расширялась, образуя контактные площадки.

Вся нанолитография была проведена при значениях $\tau = 3$ мс, $\tau_1 = 2.5$ мс, $U_{max} = 10 \div 50$ В, $N = 1$. При этом выполнялось многократное (от 4 до 40 раз) обведение рисунка литографии, заданного через программу управления. В таком способе литографии может возрасти ширина оксидных линий и/или снижаться разрешение (из-за ошибок позиционирования при повторных прорисовках - см. рис. 3.5), а также возрастает полное время создания рисунка. Однако получаются линии с большим поперечным сопротивлением, чем при однократном прорисовывании с подачей того же полного количества импульсов в каждой точке литографии⁹. Величина *SetPoint* варьировалась в

⁷Что достигалось равноудаленностью подложек от источника.

⁸Рассчитанная по формуле $1/(N_x N_y) \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} |z_{ij} - \langle z \rangle|$, где N_x, N_y - число точек изображения рельефа по x и по y соответственно, $\langle z \rangle = 1/(N_x N_y) \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} z_{ij}$.

⁹Это может быть обусловлено лучшей однородностью многократно прорисованных линий.

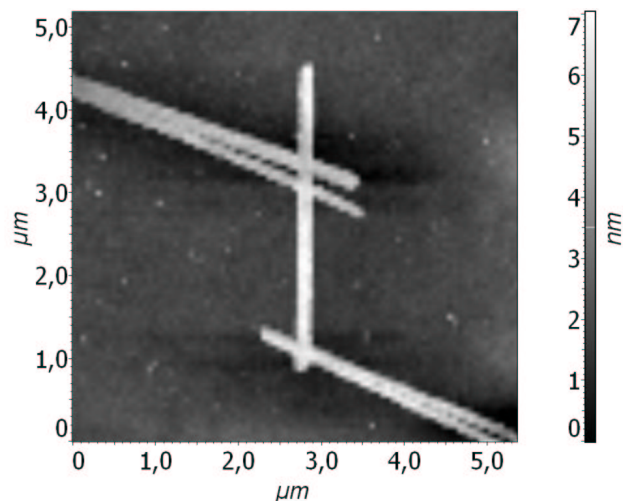


Рис. 3.5: Топография участка поверхности разреза №1. Видимое раздвоение двух наклонных линий – следствие ошибки позиционирования при литографии.

диапазоне $1 \div 10$ нм, что составляло $1 \div 10$ % от амплитуды свободных колебаний кантилевера. На выбранном участке титановой пленки оксидирование проводилось линиями шириной на полувысоте не менее 100 нм и высотой $4 \div 7$ нм на образцах напыления Н1 и $6 \div 11$ нм на образце напыления Н2.

Для локального анодного оксидирования использовались малые поля сканирования, не более 5×5 мкм². Расстояние между точками не превышало 55 нм. При всей литографии латеральная скорость движения зонда между точками оксидирования равнялась скорости сканирования топографии соответствующего участка ~ 30 мкм/с.

С целью выбора эффективной методики рисования изолирующих оксидных линий перед созданием наноструктур были проведены разрезы от края до края проводящих микроканалов на образцах от каждого напыления Н1 и Н2. Предполагалось сравнить сопротивления соответствующих каналов до и после разрезания. Тестовые измерения сопротивления проводились при комнатной температуре по двухточечной схеме с синхронным детектированием при амплитуде переменного тока не более 1 нА и частотах 13 и 130 Гц.

На образце О1 было выполнено два последовательно расположенных разреза: №1 и №2. Они были созданы при относительной влажности воздуха $H_R \sim 30 \div 35$ %. Использовался кантилевер с резонансной частотой ≈ 832 кГц. Сперва был сделан разрез №1 из пересекающихся отрезков, часть которого показана на рис. 3.5. При $U_{max} \approx 15$ В

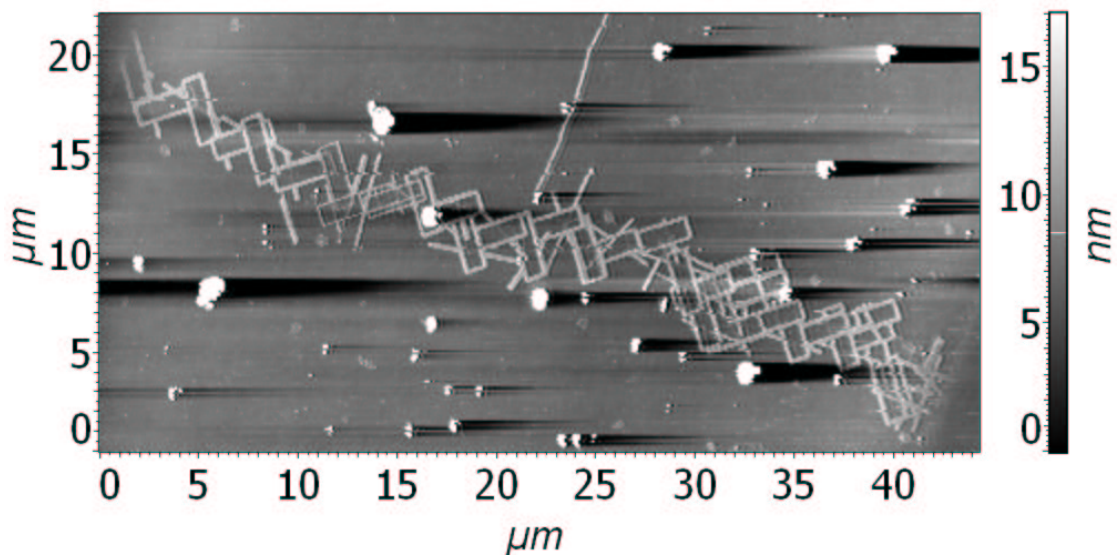


Рис. 3.6: Топография поверхности разреза №2, соединяющего края напыленной полоски титана. Разрез образован прямоугольниками, внутри каждого из которых высота пробных пересекающих оксидных линий меньше, чем снаружи. Белые точки - грязь на поверхности пленки титана. Горизонтальные черные области возле белых точек - артефакты, возникшие в результате сканирования и компьютерной обработки изображения.

каждая линия прорисовывалась 4 раза. Величина сопротивления до и после разрезания оказалась в диапазоне $20 \div 40$ кОм, что было признано неудовлетворительным. Поэтому на том же микроканале был создан разрез №2 в виде цепочки соединенных четырехугольников (см. рис. 3.6), каждый из которых прорисовывался 8 раз; $U_{max} = 14 \div 21$ В. Сразу после создания очередного четырехугольника рисовалась пересекающая его тестовая линия (см. выше), поскольку поперечное сопротивление замкнутого контура могло оказаться малым из-за случайных неоднородностей оксидных линий или рельефа. При необходимости четырехугольник и тестовую линию рисовали повторно (возможно с измененными параметрами литографии - см. раздел 3.2) до получения удовлетворительного результата. Примеры таких перерисовок видны справа на рис. 3.6. После оксидирования величина сопротивления оказалась много больше 10 МОм.

Подобным образом на одном из 4-х титановых микроканалов образца ОЗ был сделан разрез №3 также в виде цепочки четырехугольников (рис. 3.7) с проверкой каждого звена, как и при создании разреза №2. Локальное анодирование выполнялось при $H_R \sim 16$ %. Каждая линия прорисовывалась ~ 16 раз при $U_{max} \approx 20 \div 40$ В. Исполь-

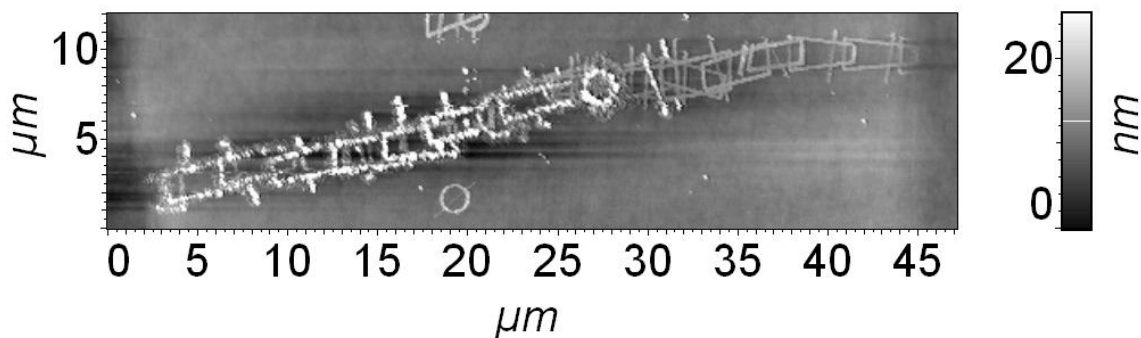


Рис. 3.7: Топография поверхности разреза №3, соединяющего края напыленной полоски титана. Разрез образован четырехугольниками, внутри каждого из которых высота пробных пересекающих оксидных линий меньше, чем снаружи. В левой части разреза, созданной после значительного ухудшения качества литографии, перепад высот на линиях достигает 100 нм (рисунок получен удалением высоких областей рельефа для лучшей видимости низких линий справа).

звался кантилевер с резонансной частотой ≈ 580 кГц. В процессе литографии качество линий значительно ухудшилось (см. раздел 3.2), что не помешало дорисовать разрез (левая половина рисунка 3.7) тем же зондом. В правой части разреза видны перерисовки. Сопротивление до разрезания было ~ 40 кОм, а после разрезания стало ~ 10 МОм. Последнее значение сопротивления заметно меньше, чем через разрез №2 на образце О1, что может быть обусловлено, в частности, большей толщиной пленки титана образца О3. Тем не менее, сопротивления обоих разрезов №2 и №3 оказались много больше 1 МОм, что согласуется с приведенной выше оценкой. Время создания каждого из трех разрезов составило $1.5 \div 2$ ч.

После тестирования разрезов было создано 5 электронных интерферометров: два последовательно соединенных интерферометра №1 и №2 на микроканале образца О2, и по одному интерферометру №3, №4 и №5 в каждом из трех оставшихся независимых микроканалов образца О3. Все интерферометры были созданы по сходным шаблонам при величине *SetPoint* ~ 3 нм. На рис. 3.8 (а) в качестве примера показан шаблон для интерферометра №3, состоящий из выделенных белым цветом точек в квадратной матрице размером 128×128 . При выбранной высокой латеральной скорости перемещения зонда между точками литографии, равной скорости сканирования ~ 30 мкм/с, эффекты неидеальности пьезокерамики заметно искажают позиционирование зонда относитель-

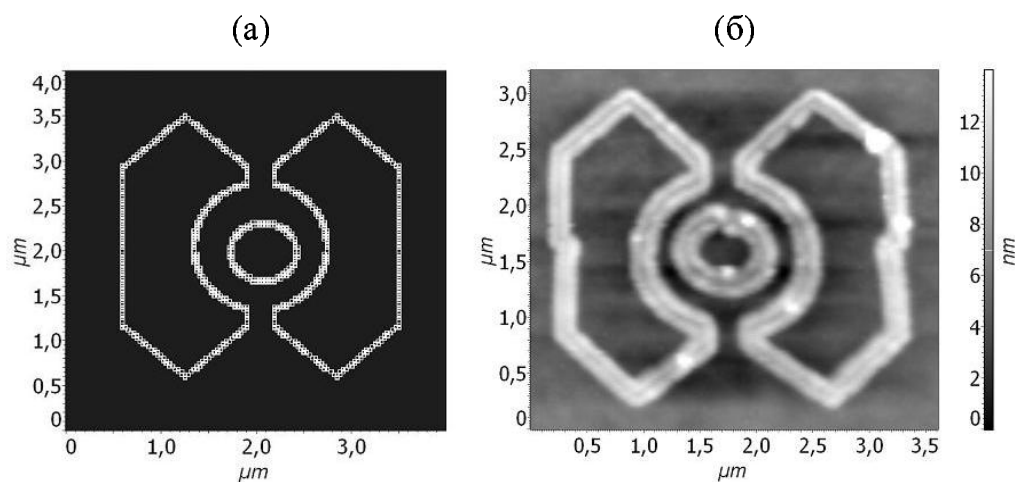


Рис. 3.8: Шаблон для создания интерферометра посредством локального анодного оксидирования в режиме векторной литографии **(а)**, и топография поверхности титановой пленки после оксидирования **(б)**.

но шаблона. Для их нейтрализации с целью получения симметричного интерферометра внутренний круг шаблона был смещен относительно центра симметрии остальной структуры. Величину и направление смещения, зависящие от последовательности и направления прорисовки частей интерферометра, подбирали экспериментально.

Таблица 1

Размеры и параметры литографии интерферометров

Интерферометр, №	1	2	3	4	5
Приближенный внутренний диаметр проводящего кольца интерферометра, нм*	550	900	900	600	300
Приближенная ширина проводящего кольца интерферометра, нм*	400	200	150	350	250
Приближенное значение H_R , %	29	34	15	15	14
Приближенное значение U_{max} , В	21	31	43	35	22
Резонансная частота кантилевера, кГц	832	832	631	584	584
Количество циклов литографии	1	1	20	20	10
Количество прорисовок в каждом цикле	4	8	1	2	2
Приближенное время создания наноструктуры, мин	0.2	0.5	1.3	2.3	1

*Расстояния измерялись между краями оксидных линий на полувывоте.

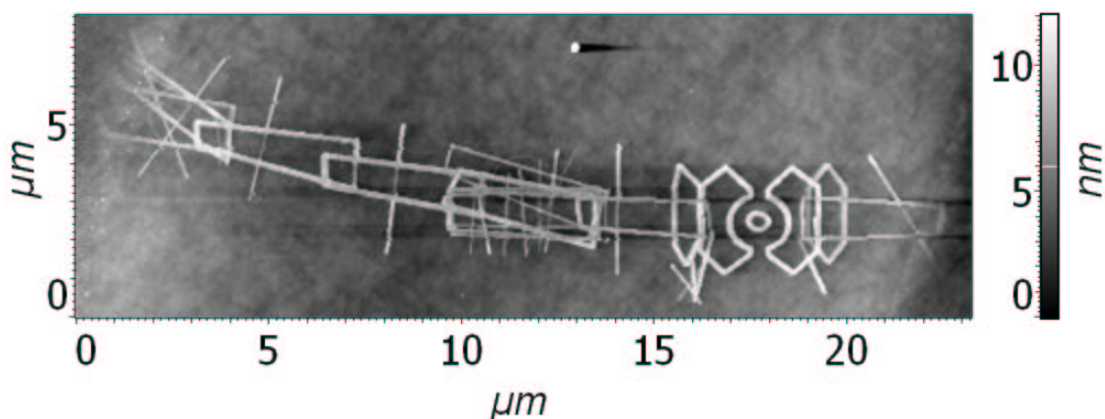


Рис. 3.9: Топография поверхности интерферометра №4 и соединительных линий разрезом. Слева сверху и справа внизу видны края полоски титана (области перехода от светлого к темному), вблизи которых белые линии литографии обрываются.

На каждом микроканале по шаблону создавалось несколько структур, из которых затем выбиралась одна наиболее симметричная и имеющая хорошо изолирующие оксидные линии. Последнее проверялось для левого и правого замкнутых контуров проведением тестовых оксидных линий поперек границы, аналогично описанному выше. Основные геометрические размеры каждого из пяти выбранных интерферометров и условия зондового анодирования приведены в табл. 1. В одном цикле литографии зонд последовательно рисовал три замкнутых контура интерферометра, обводя каждый контур заданное число раз (количество прорисовок). Для всех интерферометров последовательность прорисовок была одинакова в каждом цикле: сперва против часовой стрелки прорисовывался левый контур, затем против часовой стрелки прорисовывался центральный контур, после этого по часовой стрелке прорисовывался правый контур.

Топография поверхности титана с интерферометром №3 представлена на рис. 3.8 (б). На каждом из трех контуров видны изломы оксидных линий, которых нет на шаблоне: левый контур имеет излом слева в центре, центральный кружок имеет излом сверху в центре, правый контур имеет излом справа в центре. Эти изломы соответствуют точкам начала (и одновременно конца) прорисовки каждого контура и обусловлены упомянутыми выше ошибками позиционирования зонда. У четырех других интерферометров расположение начальных точек прорисовки такое же.

Чтобы обеспечить протекание электрического тока только через интерферометр к каждому из них было сделано по два разреза, соединяющих края наноструктуры с краями титанового микроканала. При характерной ширине проводящих каналов интерферометров ~ 100 нм сопротивление каждой наноструктуры оказывается много меньше 1 МОм. Поэтому все разрезывания к интерферометрам рисовались аналогично разрезам №2 и №3, так что при измерениях транспорта электронов в такой системе можно пренебречь токами утечки поперек оксидных линий. На рис. 3.9 в качестве примера показана топография поверхности микроканала с интерферометром №4 и разрезами к нему, как конечный результат литографии. На левом разрезе в центре рисунка и у границы титанового канала видны перерисовки. На создание каждого интерферометра с разрезами потребовалось $1 \div 2.5$ ч.

Проведенные при температурах 4.2 и ≈ 1.5 К измерения проводимости интерферометров в нормальном магнитном поле не выявили каких-либо воспроизводимых осцилляций сигнала типа Ааронова-Бома. Причиной этому могут быть факторы, уменьшающие длину неупругого рассеяния электронов: 1) низкое качество напыленных пленок, 2) относительно высокая температура измерений.

3.4 Открытая квантовая точка в гетероструктуре Ga[Al]As с двумерным газом на глубине 80 нм под поверхностью

Для нанолитографии и последующих измерений мы использовали образец на основе Ga[Al]As с двумерным электронным газом, расположенным на глубине 80 нм от поверхности. Созданная молекулярно-лучевой эпитаксией гетероструктура¹⁰ состояла из следующих последовательно расположенных слоев (считая от поверхности): GaAs толщиной 10 нм, нелегированного AlGaAs толщиной 5 нм, объемно-легированного кремнием AlGaAs толщиной 25 нм, нелегированного AlGaAs толщиной 40 нм, GaAs толщиной 1000 нм, повторяющейся 200 раз нелегированной пары слоев GaAs и AlGaAs (толщиной 2.264 нм и 7.924 нм соответственно) и GaAs толщиной 500 нм. При температуре 4.2 К и концентрации электронов в двумерном газе $n = 3.5 \cdot 10^{11}$ см⁻² по-

¹⁰Гетероструктуру вырастил Д.Шу в институте Вальтера Шоттки города Гархинг, Германия.

движность $\mu \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{Вс})$. Соответствующая средняя длина свободного пробега $l \approx 30 \text{ мкм}$. Путем стандартной оптической литографии¹¹ и химического травления поверхности гетероструктуры на глубину $\sim 110 \text{ нм}$ были созданы каналы двумерного газа шириной несколько десятков микрон (умещающиеся в максимальной области сканирования Solver P47 размером $50 \times 50 \text{ мкм}^2$). Омические контакты к каналам были реализованы при помощи напыления и последующего вжигания слоев AuGe/Ni/AuGe.

Вся литография была проведена при значениях $\tau = 3 \text{ мс}$, $\tau_1 = 2.2 \text{ мс}$, $N = 10 \div 20$, $U_{max} = 25 \div 50 \text{ В}$. Величина *SetPoint* была взята равной около 20 нм, что составляло $\sim 10 \%$ от амплитуды свободных колебаний кантилевера. Оксидирование на выбранном участке канала с двумерной системой проводилось линиями шириной на полувысоте не менее 100 нм и высотой $10 \div 20 \text{ нм}$ (см. рис. 3.10). Подобная высота была достигнута, например, в работах [43, 89, 164].

Для локального анодного оксидирования использовались малые поля сканирования, не более $5 \times 5 \text{ мкм}^2$. Расстояние между точками не превышало 55 нм. При создании соединительных линий латеральная скорость движения зонда между точками литографии обычно равнялась скорости сканирования топографии соответствующего участка $30 \div 40 \text{ мкм/с}$. При нанолитографии вблизи краев канала двумерного газа скорость понижали в 10 раз.

Для исследования возможностей обеднения двумерного электронного газа посредством локального анодного оксидирования поперек каналов двумерного газа, от края до края, были проведены 3 разреза разной ширины, создание каждого из которых заняло $1 \div 2 \text{ ч}$. Предполагалось сравнить сопротивления через них при низких температурах с сопротивлением через канал двумерного газа без оксидных линий.

Разрезы №1 и №2 были выполнены при повышенной относительной влажности воздуха $H_R \sim 70\%$ при $N = 20$ и $U_{max} \sim 30 \text{ В}$. Использовался кантилевер с резонансной частотой 202 кГц. На рис. 3.10 (а) и 3.10 (б) показана топография поверхности участков разрезов №1 и №2 соответственно. Изображения получены в полуконтактном режиме непроводящими кантилеверами серии NSG11 (НТ-МДТ) с резонансными частотами 163 и 362 кГц соответственно. Каждое звено разреза №1 рисовалось одинарными линиями (см. рис. 3.10 (а)), а разреза №2 - двойными линиями (см. рис. 3.10 (б)). На рис. 3.10 (б) справа вверху линии нанолитографии наложились одна на другую вслед-

¹¹Сделана В.С. Храпаем в университете города Мюнхен, Германия.

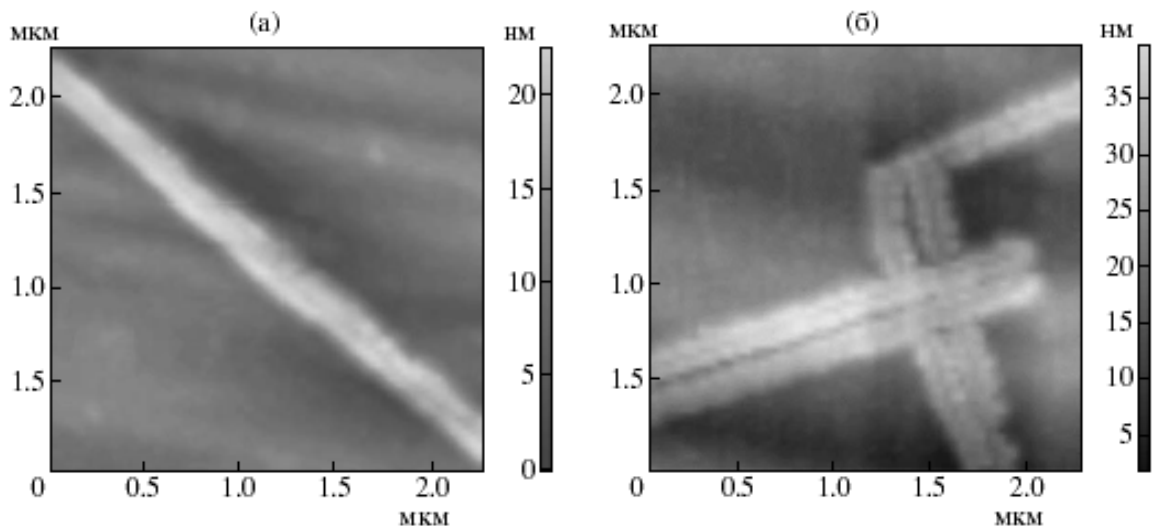


Рис. 3.10: Топография участков поверхности разрезов №1 (а) и №2 (б). На рис. (б) видна двойная прорисовка линий (справа сверху линии оксида совпали вследствие ошибки позиционирования зонда при литографии).

ствие ошибки позиционирования зонда.

Тестовые измерения проводились в помещенной в жидкий азот низкотемпературной вставке с небольшим количеством ^4He в качестве теплообменного газа. Для повышения концентрации электронов в двумерном газе использовалась подсветка инфракрасным светодиодом. Сопротивление определялось по результатам измерения падения напряжения на заданном участке образца при фиксированном значении переменного тока амплитудой ≤ 10 нА и частотой 7 Гц. Использовалась двухточечная схема измерений с синхронным детектированием. При температуре ≈ 77 К в отсутствие магнитного поля были измерены сопротивления R_1 (через разрез №1), R_2 (через разрез №2) и R_{free} (по каналу без разрезов). До начала подсветки $R_1, R_2 \gg 10$ МОм, $R_{free} \approx 0.4$ МОм. В результате подсветки электронная плотность n в образце увеличилась, и сопротивление свободного канала упало до $R_{free} \approx 4$ кОм. Локальное обеднение в области разрезов проявилось в завышенных (по сравнению с R_{free}) значениях сопротивления соответствующих каналов: $R_1 \approx 10$ кОм, $R_2 \approx 10$ МОм, что качественно согласуется с шириной полос оксида.

После отогрева образца на канале двумерного газа с разрезом №1 был проведен еще один разрез №3, выполненный тем же кантилевером, но линиями тройной ширины. Параметры локального анодного оксидирования: $H_R \sim 70\%$, $N = 20$, $U_{max} = 39 \div 48$ В.

После создания разреза №3 образец был заново охлажден, и при тех же параметрах

измерительной схемы были определены сопротивления $R_1 + R_3$ (через последовательно расположенные разрезы №1 и №3), R_2 (через разрез №2) и R_{free} (по каналу без разрезов). До начала подсветки $R_1 + R_3, R_2 \gg 10$ МОм, $R_{free} \approx 3$ МОм. В результате подсветки (более сильной, чем в предыдущих измерениях) $R_1 + R_3 \approx 1.3$ МОм, $R_2 \approx 100$ кОм, $R_{free} \approx 4$ кОм, что также качественно согласуется с шириной полос оксида. Отметим, что тестовые измерения показали сильную зависимость сопротивления разрезов от определяемой продолжительностью и интенсивностью подсветки электронной плотности двумерной системы уже при $T \approx 77$ К. В упомянутых выше измерениях продолжительность и интенсивность подсветки выбирались такими, чтобы наибольшее из трех сопротивлений попало в мегаомный диапазон.

Возможность локального обеднения двумерного электронного газа посредством локального анодного оксидирования была использована для создания открытой квантовой точки¹² в плоскости двумерной системы. На рис. 3.11 (а) показан шаблон (состоящий из выделенных белым цветом точек в квадратной матрице размером 128×128), использованный для литографии. По замыслу квантовая точка представляет собой круглую область двумерного газа радиусом ~ 0.5 мкм, соединенную с резервуарами двумерных электронов двумя сужениями (снизу и сверху на рис. 3.11 (а)). Для создания сужений с шириной, почти независимой от крипа и гистерезиса пьезокерамики, зонд двигался построчно слева направо, перемещаясь между строками снизу вверх по рис. 3.11 (а). Для более высокого латерального разрешения наноструктура рисовалась при относительно малом значении $H_R \approx 21\%$. Латеральная скорость перемещения зонда между точками литографии была равна ~ 10 мкм/с. Использовался кантилевер с резонансной частотой ~ 332 кГц; $N = 10, U_{max} = 28.4$ В. Создание оксидного рисунка заняло ~ 4 мин.

На поверхности канала с двумерной системой было сделано несколько структур по описанному шаблону. Из них затем была выбрана структура, показанная на рис. 3.11 (б), которая имела наибольшее сходство с шаблоном и наиболее однородный оксидный слой. Деформация оксидного рисунка по отношению к симметричному шаблону обусловлена ошибками позиционирования зонда. Несмотря на это, внутренний круг с двумя сужениями получился достаточно симметричным. В результате образовалась квантовая точка эллипсоидальной формы, близкой к кругу.

На рис. 3.11 (в) изображен профиль высоты оксидных линий вдоль пунктирной ли-

¹²Идея реализовать квантовую точку принадлежит В.С. Храпаю.

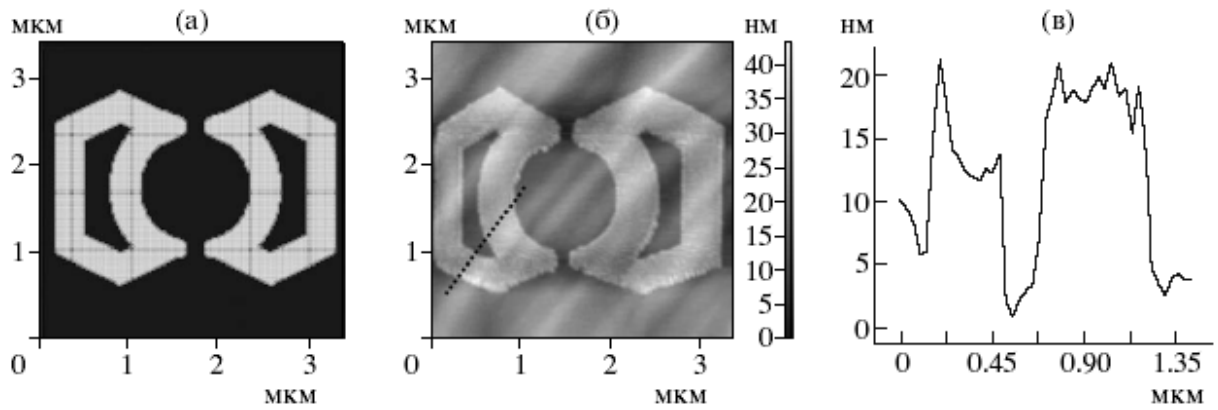


Рис. 3.11: Шаблон для создания квантовой точки посредством зондового анодирования в режиме векторной литографии **(а)**, топография поверхности гетероструктуры после проведения литографии квантовой точки **(б)** и профиль высоты оксидных линий **(в)** вдоль пунктирной линии на рис. (б).

нии на рис. 3.11 (б). Для корректности определения высоты профиль снят в направлении наиболее плавного изменения рельефа поверхности гетероструктуры (на поверхности имеются направленные квазипериодические флуктуации рельефа амплитудой ~ 5 нм с характерным периодом ~ 400 нм).

Чтобы обеспечить протекание тока только через квантовую точку, дополнительно были сделаны изолирующие разрезы (их прорисовка длилась ~ 1.5 ч), соединяющие края наноструктуры с краями канала двумерного электронного газа. Разрезы проводились сразу после прорисовки квантовой точки тем же кантилевером при $H_R \sim 64 \div 72\%$, $N = 20$, $U_{max} = 30 \div 40$ В. И этим же кантилевером была получена окончательная топография поверхности канала с квантовой точкой и разрезами, приведенная на рис. 3.12. Как и тестовый разрез №3, изолирующие разрезы рисовались линиями тройной ширины. При этом имели место многочисленные перерисовки (см. раздел 3.2), примеры которых можно видеть на рис. 3.12 вблизи краев канала и вблизи наноструктуры.

После окончания нанолитографии образец был охлажден до 4.2 К (вставка с теплообменным газом помещалась в сосуд Дьюара с жидким ^4He) и измерены сопротивления $R_{КТ}$ (через квантовую точку), $R_1 + R_3$ (через последовательно соединенные разрезы №1 и №3) и R_{free} (по каналу без разрезов). Схема измерений была прежней, за исключением того, что амплитуда синусоидального тока через образец не превышала 1 нА. Без подсветки R_{free} , $R_{КТ}$, $R_1 + R_3 \geq 3$ МОм. После первоначальной подсветки

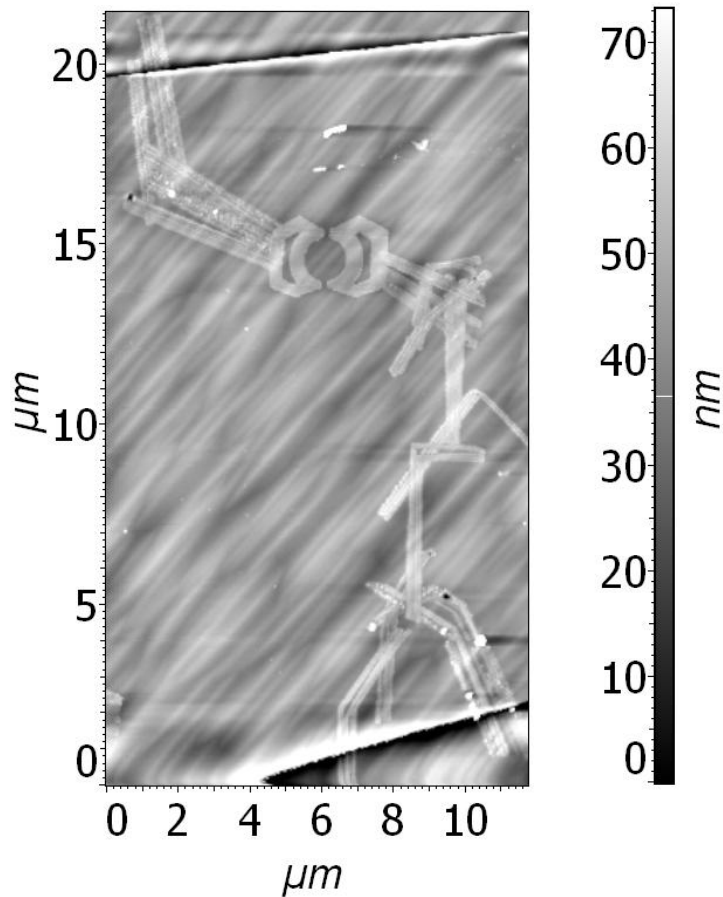


Рис. 3.12: Топография поверхности канала двумерного газа с квантовой точкой и соединительными линиями разрезов. Две четких линии внизу и вверху рисунка в виде границы черного и белого - края канала. Возвышения краев канала (белые области) - результат обработки изображения. В действительности поверхность канала плоская с точностью до квазипериодических флуктуаций рельефа.

$R_{free} = 0.9$ кОм, $R_{КТ} = 5.7$ кОм, $R_1 + R_3 \gg 10$ МОм. После дополнительной подсветки $R_{free} = 0.9$ кОм, $R_{КТ} = 1.6$ кОм, $R_1 + R_3 \sim 100$ кОм (величина сопротивления R_{free} , по-видимому, определяется сопротивлением контактов). После выключения подсветки наблюдался рост всех сопротивлений, связанный, по-видимому, с релаксацией числа носителей. При этом соотношение $R_{КТ} \ll R_1 + R_3$ сохранялось. Такое поведение сопротивлений $R_1 + R_3$, $R_{КТ}$, а также предполагаемая близость свойств разреза №3 и разрезов по направлению к квантовой точке позволяют считать, что в открытом состоянии квантовой точки весь электронный транспорт в плоскости двумерной системы осуществляется через точку.

3.5 Управляемый квантовый точечный контакт в гетероструктуре Ga[Al]As с двумерным газом на глубине 37 нм под поверхностью

Для нанолитографии мы использовали образец на основе Ga[Al]As с двумерным электронным газом, расположенным на глубине 37 нм под поверхностью. Гетероструктура была создана методом молекулярно-лучевой эпитаксии¹³. При температуре 4.2 К и концентрации электронов $n \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ подвижность $\mu \sim 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{Вс})$. Путем стандартной оптической литографии¹⁴ и химического травления поверхности гетероструктуры на глубину 60 нм была создана прямоугольная область двумерного газа размером $\sim 100 \times 100 \text{ мкм}$, соединяющаяся с несколькими омическими контактами с помощью выходящих из нее каналов с двумерным газом шириной $\sim 10 \text{ мкм}$. Омические контакты к каналам были реализованы с помощью напыления и последующего вжигания слоев AuGe/Ni/AuGe.

Глубина залегания двумерного электронного газа, равная 37 нм (исходя из ростовых параметров гетероструктуры), позволяет с помощью локального анодного оксидирования обеднять газ и создавать наноструктуры с более высоким разрешением, чем это возможно в гетероструктуре из пункта 3.4 с глубиной залегания 80 нм. Наша цель заключалась в создании методом локального анодного оксидирования и тестировании пробных хорошо изученных наноструктур для установления связи между рядом их физических параметров и соответствующими параметрами нанолитографии.

Локальное анодное оксидирование позволяет формировать затворы в плоскости двумерного электронного газа (см. стр.27) и создавать рядом с ними управляемые наноструктуры. С этой целью прежде всего мы исследовали возможности обеднения двумерного газа. Поперек одного из каналов, от края до края, было сделано более 10-ти последовательно располагающихся разрезов различной высоты, ширины и однородности оксидных линий, моделирующих затворы. После создания очередного разреза образец охлаждали до 4.2 К с помощью опускаемой в жидкий He⁴ вставки с теплообменным газом и по двухточечной схеме на постоянном токе снимали вольт-амперную характери-

¹³Гетероструктуру вырастил Д.Шу в институте Вальтера Шоттки города Гархинг, Германия.

¹⁴Сделана В.С. Храпаем в университете города Мюнхен, Германия.

стику системы разрезов. Положительные и отрицательные значения напряжения пробоя определяли как соответствующие току 100 фА. В большинстве случаев величины напряжения пробоя воспроизводились с точностью не хуже 5 % после отогрева до комнатной температуры и повторного охлаждения. Это позволило приближенно определить напряжения пробоя для каждого разреза вычислением разности напряжений пробоя до и после разрезания. Положительные и отрицательные напряжения пробоя, как правило, не совпадают по абсолютной величине: максимальное отношение их абсолютных величин было немного меньше 2. Это качественно согласуется с результатами других исследователей (см., например, [124]). Эффект может быть связан с несимметричностью энергетического барьера, возникшего в двумерной системе под оксидом.

Полученная информация использовалась для создания двух управляемых квантовых точечных контактов нанометровой ширины. Оба наносужения были сформированы кантилевером с резонансной частотой 202 кГц при значениях параметров $\tau = 2$ мс, $\tau_1 = 1$ мс. Остальные параметры оксидирования варьировались в широких пределах.

Сперва внутри прямоугольной области двумерного газа был создан разрез, отделяющий эту область от одного из каналов (рис.3.13) и формирующий, тем самым, затвор в плоскости двумерной системы. Подача постоянного напряжения на омический контакт этого канала (относительно омического контакта с другой стороны разреза) изгибает дно подзоны размерного квантования вблизи разреза с двух сторон от него.

Литография границы затвора была проведена при $H_R \sim 60 \div 70$ %, $SetPoint \approx 20$ нм (что составляет порядка 10 % от амплитуды свободных колебаний зонда), $U_{max} = 75 \div 89$ В, $N = 10$. Для оксидирования использовались поля сканирования размером не более 4×4 мкм. Для прорисовки нижней границы затвора на рис. 3.13 использовались поля сканирования размером приближенно 2×2 мкм. На каждом участке линии обводились по 10 и более раз. Для удобства создания квантовых контактов вблизи нижней границы затвора эта граница была выполнена приближенно вдоль одной прямой путем совмещения концов оксидных отрезков. В этой части разреза они рисовались в основном одинарными линиями, тогда как в других частях - двойными (аналогично рис. 3.10 (б)). Расстояние между соседними точками локального анодного оксидирования не превышало 25 нм. Латеральная скорость движения зонда между точками литографии бралась равной скорости сканирования топографии соответствующего участка поверхности. В зависимости от размера участка она составляла ≈ 15 мкм/с (для участков 2×2 мкм),

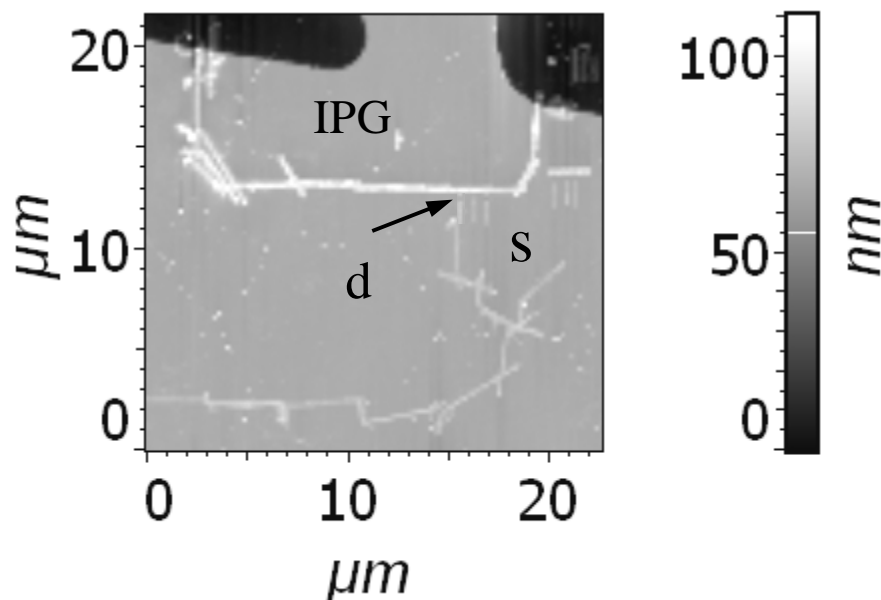


Рис. 3.13: Топография поверхности гетероструктуры. Два темных участка сверху – вытравленные области. IPG – затвор в плоскости двумерной системы, ограниченный снизу и с боков разрезом (белая линия). Стрелкой показан квантовый точечный контакт №1. s – исток, d – сток. Исток и сток разделены серой ломаной линией – дополнительным разрезом (уходит от сужения №1 влево за границу рисунка до вытравленного края двумерного газа).

либо ≈ 30 мкм/с (для участков 4×4 мкм). Оксидные линии в местах создания квантовых точечных контактов имели высоту более 30 нм и ширину на полувысоте более 200 нм.

Квантовый контакт №1 был сформирован в процессе создания затвора (рис. 3.13, 3.14). Для этого перпендикулярно линии границы затвора на поверхности образца были нарисованы два оксидных отрезка с промежутком между ними в окрестности 0.7 мкм по оси ординат на пунктирной линии рисунка 3.14 (а). Отрезок, образующий верхнюю границу сужения на рис. 3.14 (а), пересекал линию границы затвора так, что нано-сужение оказалось на некотором удалении от этой границы. Расстояние между точками оксидирования было менее 20 нм. Для успешного создания сужения №1 предварительно несколько раз подряд сканировался рельеф соответствующего участка поверхности вблизи затвора с целью уменьшения той компоненты скорости горизонтального смещения образца относительно зонда, которая обусловлена крипом пьезокерамики (см. стр. 70). Квантовый контакт №1 был создан при суммарной скорости крипа и дрейфа менее

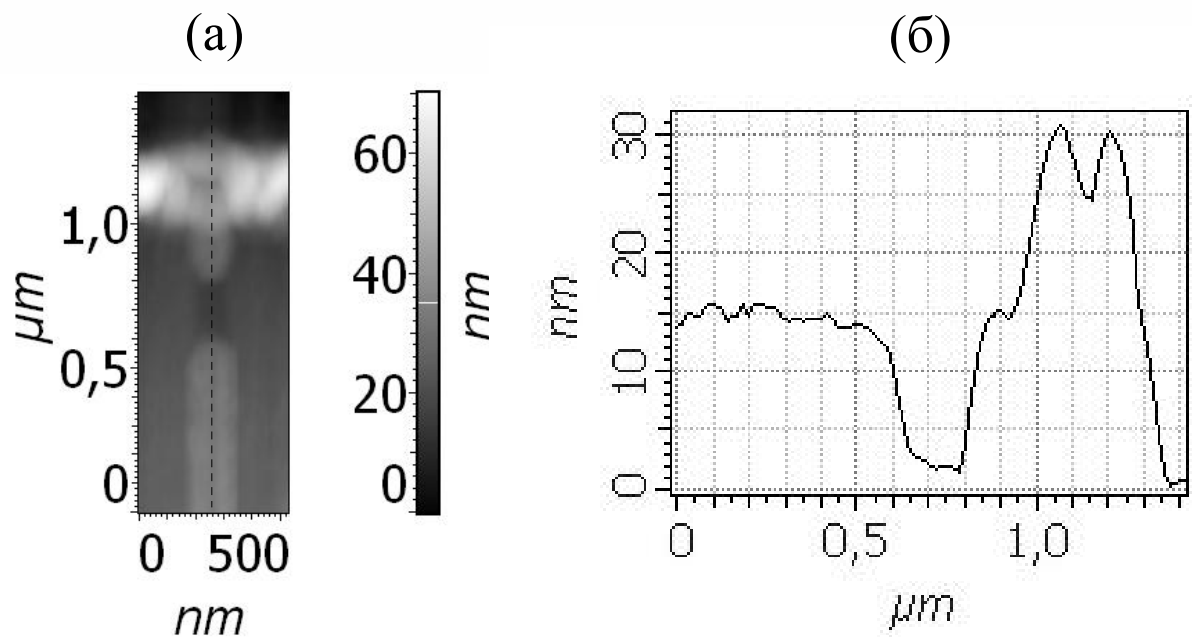


Рис. 3.14: Топография поверхности гетероструктуры после проведения локального анодного оксидирования наносужения №1 **(а)** и профиль высоты **(б)**, взятый в самом узком месте сужения вдоль черной пунктирной линии на рис. (а).

100 нм/мин оксидными линиями высотой немного более 10 нм, что является достаточным для полного обеднения двумерной электронной системы под оксидом (исходя из свойств тестовых разрезов). Такая низкая высота была достигнута за счет уменьшения полного количества импульсов напряжения в каждой точке литографии. На рис. 3.14 (б) изображен профиль высоты оксидных линий, взятый вдоль пунктирной линии на рис. 3.14 (а) в самом узком месте нано-сужения №1. Видно, что ширина сужения, условно определяемая как ширина профиля ямы на полувысоте оксидных стенок, составляет ≈ 200 нм.

Для разделения истока и стока у квантового контакта №1 сразу после завершения литографии затвора был сделан дополнительный разрез, идущий от нижней оксидной границы контакта до края двумерной системы (см. рис. 3.13). Эта литография также выполнена линиями высотой немного более 10 нм.

Тестовые измерения проводились при 4.2 К. Для этого герметичная вставка с образцом и небольшим количеством газообразного гелия опускалась в жидкий He^4 . Использовались как транспортный сосуд дьюара, так и криостат (см. раздел 4.1) без вклю-

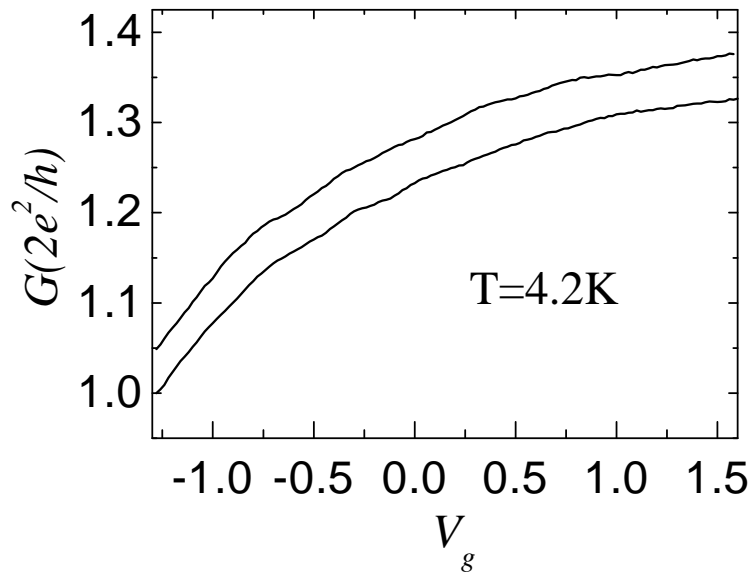


Рис. 3.15: Кондактанс G (в единицах двойного кванта проводимости $2e^2/h$, где e - заряд электрона, h - постоянная планка) через квантовый контакт №1 в зависимости от напряжения на затворе V_g при двух разных циклах охлаждения.

чения магнитного поля. В каждом цикле охлаждения сперва определяли напряжения пробоя разреза затвора, соответствующие току ≈ 100 фА (см. стр. 89). Их значения $V_{br}^- \approx -1.3$ В и $V_{br}^+ \approx 1.6$ В, указанные относительно потенциала области двумерного газа с квантовыми контактами, воспроизводились с точностью лучше 5%.

Затем мерялись транспортные характеристики наносужений методом синхронного детектирования на переменном токе $\lesssim 10$ нА частотой 7, 77 или 185 Гц по двухточечной схеме. Прежде всего измерялся кондактанс¹⁵ G между истоком и стоком в зависимости от затворного напряжения $V_g \in (V_{br}^-; V_{br}^+)$. Величина V_g задавалась относительно одного из контактов к сужению.

Полученные кривые $G(V_g)$ для сужения №1 для двух охлаждений от комнатной температуры до 4.2 К приведены на рис. 3.15 без вычитания последовательного сопротивления, обусловленного электрическими контактами и двумерной системой. При каждом охлаждении результаты воспроизводились с высокой точностью. Показанные на рисунке кривые смещены друг относительно друга на величину не более 5 % от минимального

¹⁵В соответствии с обширной научной литературой этим термином мы называем дифференциальный кондактанс $G = dI/dV_{sd}$ при $V_{sd} \rightarrow 0$, где I и V_{sd} - соответственно ток и напряжение между истоком и стоком.

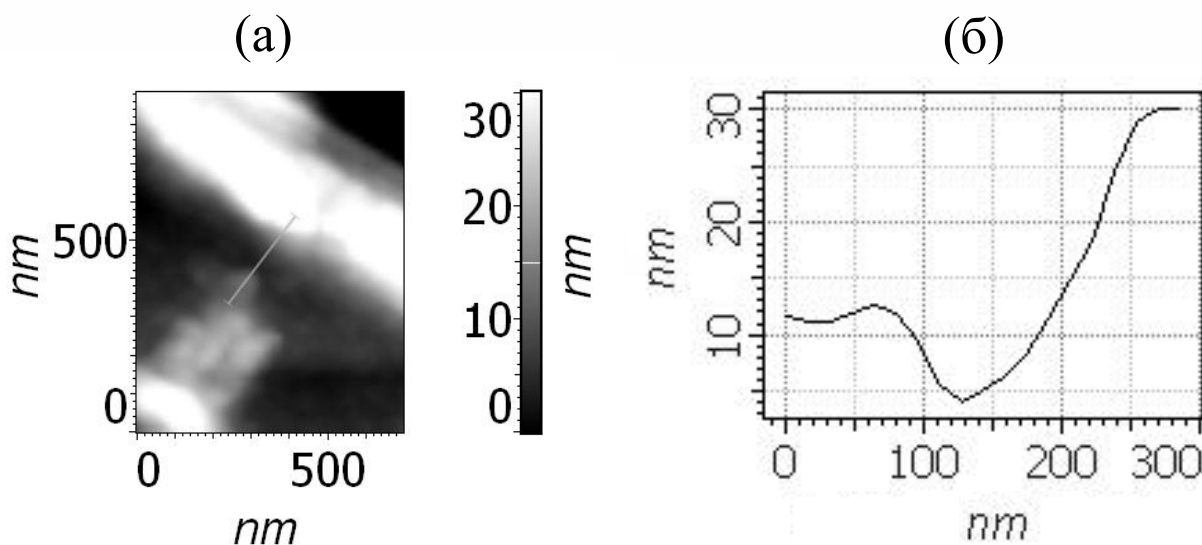


Рис. 3.16: Топография поверхности гетероструктуры после проведения локального анодного оксидирования квантового точечного контакта №2 **(а)** и профиль высоты **(б)**, взятый в самом узком месте сужения вдоль наклонного серого отрезка на рис. (а).

значения проводимости. Однако, не заметен характерный для управляемых квантовых точечных контактов ступенчатый ход кривых и не достигнута область пренебрежимо малых значений G (см., например, [125]), соответствующая полному обеднению двумерного газа в сужении №1.

С целью обнаружения упомянутых эффектов на образце вблизи границы затвора был сделан квантовый контакт №2 (рис. 3.16), расположенный последовательно с контактом №1 (рис. 3.17). Наносужение №2 было создано аналогичным способом, что и №1. Но для большей чувствительности электронной плотности в сужении к изменению V_g квантовый контакт №2 был расположен непосредственно у границы затвора. Была проведена только одна перпендикулярная границе линия, не доходящая до самой границы. Затем ширина контакта №2 была уменьшена дополнительным оксидированием при относительно высокой точности позиционирования: суммарная скорость крипа и дрейфа ~ 10 нм/мин, латеральная скорость движения зонда между точками литографии ≈ 16 мкм/с. Параметры локального анодного оксидирования: $SetPoint \approx 2$ нм (менее 2 % от амплитуды свободных колебаний зонда), $H_R \sim 25$ %, $U_{max} = 20 \div 40$ В. На рис. 3.16 (б) изображен профиль высоты оксидных линий, взятый в самом узком месте сужения №2 вдоль наклонного отрезка на рис. 3.16 (а). Видно, что ширина сужения,

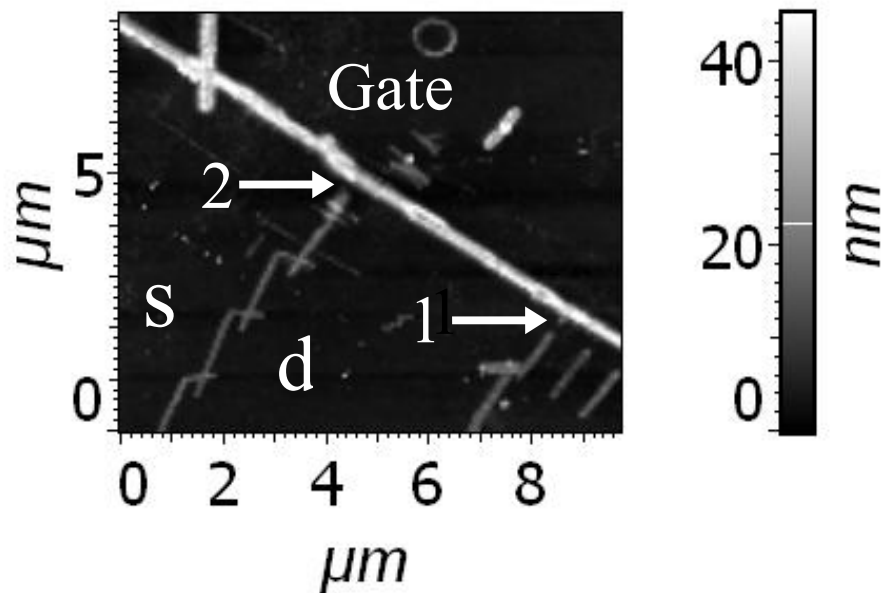


Рис. 3.17: Топография поверхности гетероструктуры после окончательного оксидирования. Белая линия, проходящая через всю показанную площадь, - часть разреза затвора (Gate) в плоскости двумерной системы. Серые ломаные линии снизу образуют вблизи затвора сужение №1 (указано правой стрелкой) и сужение №2 (указано левой стрелкой). Для квантового контакта №2 обозначены исток - s, и сток - d.

условно определяемая как ширина профиля ямы на полувисоте оксидных стенок, составляет ≈ 100 нм.

Для разделения истока и стока у квантового точечного контакта №2 также был сделан дополнительный разрез, соединяющий противоположную от затвора оксидную границу наносужения с краем двумерной системы. На рис. 3.17 представлен рельеф поверхности образца после окончательной нанолитографии с двумя последовательно расположенными сужениями №1 (справа) и №2 (слева).

На рис. 3.18 три сплошные кривые представляют зависимость кондактанса полученной системы сужений от напряжения на затворе для трех различных циклов охлаждения от комнатной температуры до 4.2К. Первая и вторая слева кривые получены после охладений образца с закороченными на землю истоком, стоком и затвором. Правая кривая получена после охлаждения с подачей на затвор напряжения +0.2 В относительно заземленных истока и стока, что может быть причиной ее смещения вправо по V_g (в силу большего количества нейтрализованных доноров в донорном слое над сужением при та-

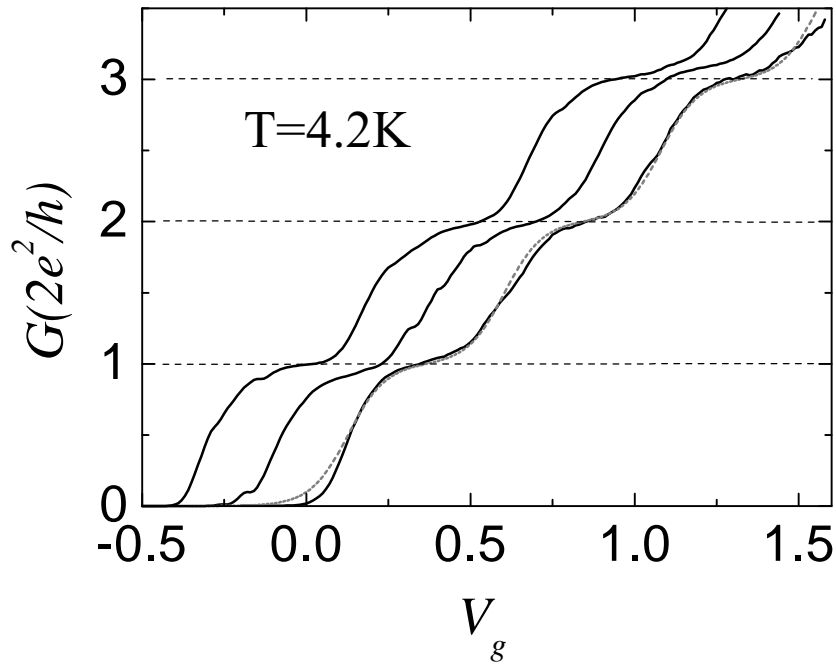


Рис. 3.18: Кондуктанс G (в единицах двойного кванта проводимости $2e^2/h$, где e - заряд электрона, h - постоянная планка) через последовательно расположенные квантовые контакты №1 и №2 в зависимости от напряжения на затворе V_g при трех разных циклах охлаждения до 4.2 К (сплошные кривые). Из исходных данных вычтены последовательные сопротивления 7.0 кОм, 9.8 кОм и 10.3 кОм слева направо соответственно. Первая и вторая слева кривые получены после охлаждения с заземленными истоком, стоком и затвором. Правая кривая получена после охлаждения с подачей на затвор напряжения +0.2 В. Пунктирная кривая соответствует модельному расчету (см. текст).

ком охлаждении [165]). В каждом охлаждении кривые хорошо воспроизводятся. Отчетливо виден ожидаемый ступенчатый характер зависимости, что само по себе говорит об успешном создании управляемого одномерного канала в сужении. Для наилучшего соответствия трех пологих участков целым значениям G в единицах $2e^2/h$ показанные кривые получены после вычитания из исходных данных последовательных сопротивлений 7.0 кОм, 9.8 кОм и 10.3 кОм для первой, второй и третьей слева кривых соответственно. Это сопротивление обусловлено электрическими контактами к двумерному газу, самим двумерным газом и сопротивлением наносужения №1. Вычитание из исходных данных (полученных после охлаждения с заземленными истоком, стоком и затвором) зависимо-

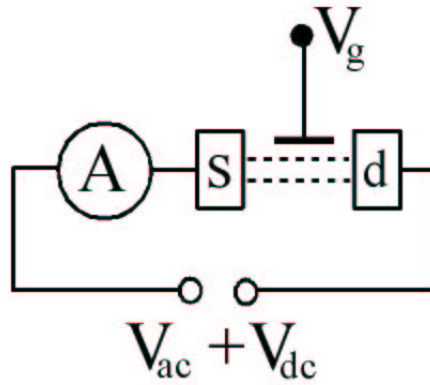


Рис. 3.19: Принципиальная схема измерений кондактанса G управляемого квантового контакта (обозначен пунктиром). На затвор подается постоянное напряжение V_g . Между истоком **s** и стоком **d** прикладывается сумма малого переменного напряжения V_{ac} и постоянного тянущего напряжения V_{dc} . Измеряется переменная компонента тока.

сти двухточечного сопротивления от V_g для сужения №1 в соответствии с рис. 3.15 не улучшает результата. Подача на затвор напряжения более отрицательного, чем -0.4 В ведет к образованию полностью обедненной области в сужении №2. При изменении V_g в положительном направлении электроны заполняют сужение за счет размещения в последовательных одномерных подзонах. При заполнении очередной подзоны G возрастает на $2e^2/h$ [130].

В идеальном случае сужения с плавными краями в чистом образце ожидаются гладкие ступени в $G(V_g)$ [133]. Отклонения от такого поведения и наблюдаемые на кривых рисунка 3.18 мелкие нерегулярности (не воспроизводимые от охлаждения к охлаждению, как видно из рисунка) могут быть вызваны влиянием случайного потенциала примесей или дефектов гетероструктуры, а также недостаточно плавной геометрией сужения (см., например, [125, 135, 166, 167]). На эти факторы указывает и рост амплитуды мелких особенностей с понижением температуры от 4.2 К до 1.5 К, что наблюдалось в одном из циклов охлаждения (соответствующие кривые не показаны).

Исходя из первой и второй слева кривых на рис. 3.18 при нулевом напряжении на затворе уровень Ферми электронного газа находится выше дна нижней одномерной подзоны в самом узком месте квантового контакта №2. Это дает значение его электронной ширины $\lambda_F/2 \approx 20$ нм в качестве нижнего предела (λ_F - фермиевская длина волны электрона), то есть в предположении, что дно зоны проводимости внутри сужения не сме-

щено вверх по энергии, а поперечное сечение сужения является прямоугольной ямой с бесконечно высокими стенками. Так как геометрическая ширина сужения составляет приблизительно 100 нм (см. рис. 3.16 (б)), то средняя латеральная длина обеднения $\lesssim 40$ нм.

С целью определения межподзонной энергии в самом узком месте наносужения №2 по схеме на рис. 3.19 измерялся дифференциальный кондактанс $G = dI/dV_{sd}$ как функция V_g для различных значений постоянного тянущего напряжения V_{sd}^{cont} . Здесь V_{sd} обозначает разность потенциалов непосредственно между истоком и стоком у квантового контакта №2, а V_{sd}^{cont} – разность потенциалов между соответствующими омическими контактами к двумерной системе. Измерения проводились при охлаждении, в котором получена правая сплошная кривая на рис. 3.18, но в другой день. Напряжение V_g задавалось относительно контакта к двумерному газу со стороны стока. Однако в нашем случае для определения V_g можно пренебречь различием потенциалов со стороны истока и стока квантового контакта №2, поскольку в интересующем нас диапазоне значений $V_g > 0.2$ В (см. рис. 3.20) выполняется соотношение $V_g \gg |V_{sd}|$.

На рис. 3.20 представлена в оттенках серого карта транскондактанса dG/dV_g как функция V_{sd} и V_g , полученная численным дифференцированием кривых $G(V_g)$. Соответствующие кривые и карта хорошо воспроизводились. Обозначенные непрерывными отрезками темные полосы – максимумы dG/dV_g – соответствуют ступеням между плато дифференциальной проводимости, и формируют хорошо известные ромбо-подобные структуры (см., например, [168, 169]). На рисунке видна правая половина ромба, окружающего область плато $G = 2e^2/h$ (светлый участок с цифрой 1). Левая половина ромба находится в диапазоне отрицательных V_{sd} , где измерения не проводились. Пунктиром обведена зона пересечения темных линий, в которой электрохимические потенциалы истока и стока сужения №2 приближенно совпадают с доньями первой E_1 и второй E_2 одномерных подзон размерного квантования соответственно [140]. V_{sd} -координата центра этого участка приблизительно соответствует расстоянию по энергии между доньями первой и второй подзон $\Delta E_{12} = E_2 - E_1$. С учетом размеров области пересечения получаем $\Delta E_{12} = 7 \pm 4$ мэВ.

В качестве альтернативного способа определения ΔE_{12} был проведен расчет кондактанса сужения $G(\mu)$ в зависимости от электрохимического потенциала μ в самом узком месте сужения при конечной температуре $T = 4.2$ К в баллистическом режиме по фор-

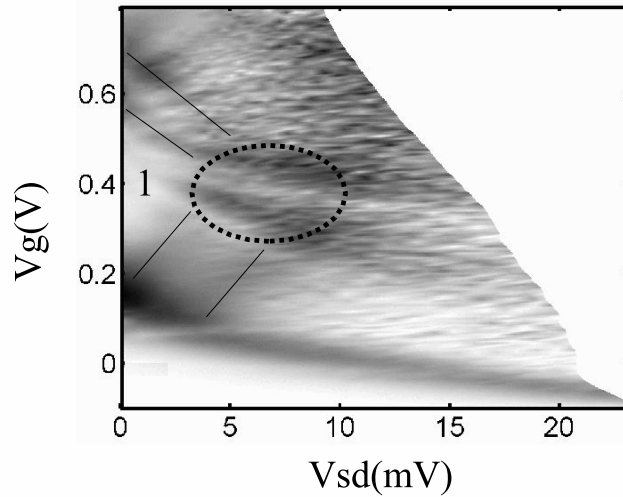


Рис. 3.20: Цветовая карта транскондуктанса dG/dV_g (серая шкала распределения высот) в зависимости от затворного напряжения V_g и тянущего напряжения между истоком и стоком V_{sd} . Более темные области соответствуют большим значениям dG/dV_g . Производная рассчитана численным дифференцированием отдельно каждой из 25 экспериментальных кривых $G(V_g)$ после вычитания последовательного сопротивления 11.2 кОм. Кривые $G(V_g)$ измерены при фиксированных значениях V_{sd}^{cont} в диапазоне $0 \div 24$ мВ с шагом 1 мВ. Светлая область 1 отвечает плато дифференциального кондуктанса со значением $2e^2/h$. Ограничивающие ее темные полосы (расположение и направление которых обозначено сплошными линиями) соответствуют максимумам dG/dV_g . Пунктиром обведен участок пересечения темных полос, в котором донья первой и второй подзон размерного квантования в квантовом контакте №2 совпадают с уровнями электрохимического потенциала с одной и с другой стороны от сужения соответственно.

муле (см., например, [166]):

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_n \int_0^{+\infty} T_n(E) \left| \frac{\partial f(E, \mu, T)}{\partial E} \right| dE,$$

справедливой в пределе $V_{sd} \rightarrow 0$. Здесь T_n - коэффициент прохождения через сужение, E_n - энергия дна n -й подзоны размерного квантования в самом узком месте сужения, $f(E, \mu, T) = 1/(1 + \exp((E - \mu)/kT))$ - фактор заполнения Ферми. Суммирование выполняется по всем одномерным подзонам. В упрощенном модельном случае $T_n = \theta(E - E_n)$ получается точное выражение $G = \sum_n f(E_n, \mu, T)$, которое дает хорошее

согласие с экспериментом для эквидистантно расположенных уровней¹⁶ E_n с расстоянием между ними $\Delta E_{n,n+1} = \Delta E = 3$ мэВ. На рис. 3.18 приведена соответствующая расчетная (пунктирная) кривая, совмещенная для сравнения с правой экспериментальной кривой. При вычислениях изменение V_g принималось прямо пропорциональным изменению μ (расчет проведен в системе СИ для $\mu = e(V_g + 0.35)/159$, $E_n = 3n$ мэВ, $n = 1, 2, 3, 4$). Применение более точных выражений для вероятностей прохождения T_n [134] вносит дополнительное сглаживание ступеней $G(\mu)$, что повышает величину ΔE . Таким образом, теоретически рассчитанные значения ΔE_{12} находятся в пределах погрешности полученного выше экспериментального результата.

Приведенные тестовые результаты свидетельствуют об успешном создании управляемого квантового точечного контакта методом высоковольтного локального анодного оксидирования.

¹⁶В приближении формы локального потенциала квантового точечного контакта седловой функцией [134], как наиболее адекватно описывающей реальную ситуацию.

Глава 4

Электронный транспорт через открытую квантовую точку при низких температурах в нормальных магнитных полях

4.1 Экспериментальная установка

Для проведения низкотемпературных измерений образец помещали в герметичную вставку, вертикально опускаемую в криостат с жидким He^4 . Предварительно во вставке создавался вакуум, после чего напускалось небольшое количество газообразного гелия в качестве теплообменного газа. Вставка рассчитана так, что температура в ее нижней части в области расположения образца устанавливается равной температуре окружающего жидкого гелия в диапазоне $1.5 \div 4.2$ К.

Найдем грубую оценку снизу для необходимого количества теплообменного газа. В приближении идеального газа теплопроводность гелия не зависит от его концентрации пока длина свободного пробега атомов гелия много меньше характерного расстояния ~ 1 см между внешними стенками вставки и ее внутренней частью. Выражая концентрацию через радиус атома $r \approx 10^{-10}$ м, и длину свободного пробега $\lambda \sim 1$ мм получим, что при комнатной температуре $T \approx 300$ К давление газа внутри вставки $p \approx kT/(4\pi r^2 \lambda) \sim 30$ Па.

Оценка сверху определяется тем, что давление теплообменного газа внутри вставки при комнатной температуре не должно превышать атмосферное давления во избежание повреждения вставки при ее отогреве после вынимания из криостата. В наших экспериментах количество газообразного гелия во вставке соответствовало давлению $1 \div 20$ мм.рт.ст. при комнатной температуре.

Используемая вставка позволяет менять температуру образца в интервале от 1.5 до 4.2 К путем откачки паров жидкого He^4 из криостата. Температура определяется по давлению указанных паров, измеряемому ртутным манометром. При необходимости фиксация температуры осуществляется стабилизацией давления мембранным регулятором откачки. Магнитное поле в диапазоне до ≈ 8.6 Тл создается сверхпроводящим соленоидом, погруженным в жидкий He^4 . Для питания соленоида в криостат вставляются два съемных токовода, соединяемых с внешним источником тока.

4.2 Методика эксперимента

Структура образца описана в разделе 3.4. Для измерения проводимости на образец подавалось синусоидальное напряжение со среднеквадратичным значением 10–30 мкВ частотой 7 или 33 Гц, а протекающий ток измерялся методом синхронного детектирования при помощи конвертора ток-напряжение (см. рис. 4.1). Все измерения были проведены при температурах 4.2 К и 1.5 К в перпендикулярных гетеропереходу магнитных полях до 3 Тл. Для сравнения измерялась также проводимость двумерного газа без структурирования. В обоих случаях приведенные значения проводимости включают в себя сопротивление омических контактов к двумерной системе масштаба $0.1h/e^2$.

С целью повышения концентрации двумерного газа и сопутствующего уменьшения сопротивления омических контактов образец подсвечивался инфракрасным светодиодом (его положение относительно образца не менялось). Величина электронной плотности определялась по результатам измерения периода осцилляций Шубникова-де Гааза в обратном магнитном поле. Поскольку в пределах одного охлаждения образца концентрация электронов изменяется необратимо, измерения проводились в нескольких (порядка 10) охлаждениях. Все обнаруженные особенности наблюдались при различных охлаждениях, хорошо воспроизводились при инверсии магнитного поля и не зависели от направления его развертки.

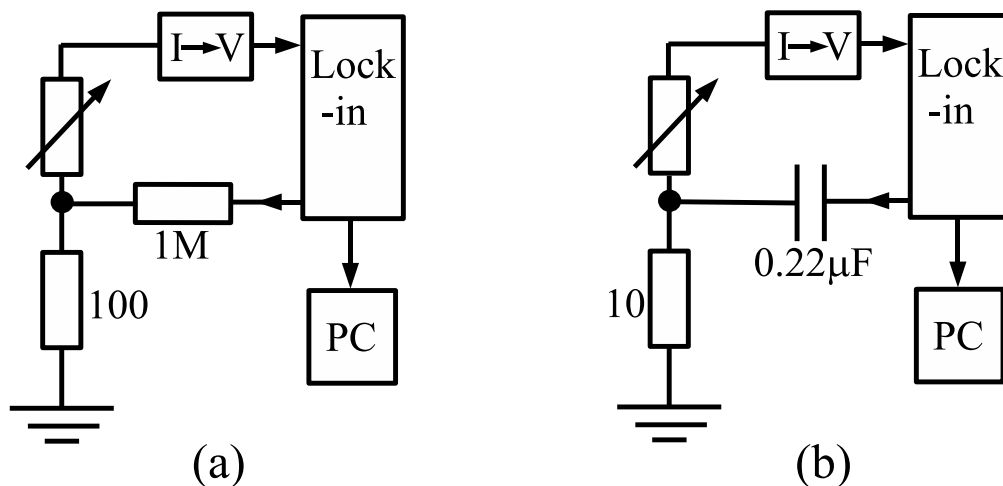


Рис. 4.1: Схемы (a) и (b), применявшиеся для измерения проводимости образца по двум точкам методом синхронного детектирования. Образец обозначен прямоугольником с косой стрелкой. Обработанный локином (lock-in) сигнал поступает в компьютер (PC). Компьютер также служит для управления магнитным полем соленоида (не показан на рисунке).

На рис. 4.2 (б) приведена зависимость проводимости через наноструктуру и свободный канал двумерного газа от подсветки при температуре 4.2 К для четырех различных циклов охлаждения образца. Проводимость свободного канала определяется в основном омическими контактами и плавно увеличивается с подсветкой. Разрывы на кривых проводимости этого канала отвечают точкам, в которых подсветка временно прекращалась для определения концентрации двумерного газа (рис. 4.2 (а)), поэтому разрывы могут быть связаны с релаксацией проводимости. Проводимость квантовой точки остается неизмеримо малой вплоть до концентраций $n \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, после чего возрастает пороговым образом. Подобное возрастание означает, что при концентрациях электронов выше пороговой квантовая точка электрически соединяется с каждым из берегов выше и ниже структуры на рис. 3.12. Положение скачка проводимости квантовой точки зависит от цикла охлаждения и наблюдается в интервале $2.2 < n < 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Исходя из этих данных, грубая оценка ширины области размерного квантования в сужениях квантовой точки составляет $\sim 30 \text{ нм}$ (согласно модели авторов работы [133]), что заметно меньше номинальной ширины сужений $\sim 100 \text{ нм}$ на рис. 3.11 (б). Отличие может быть связано с особенностями локального обеднения двумерной системы под слоем оксида.

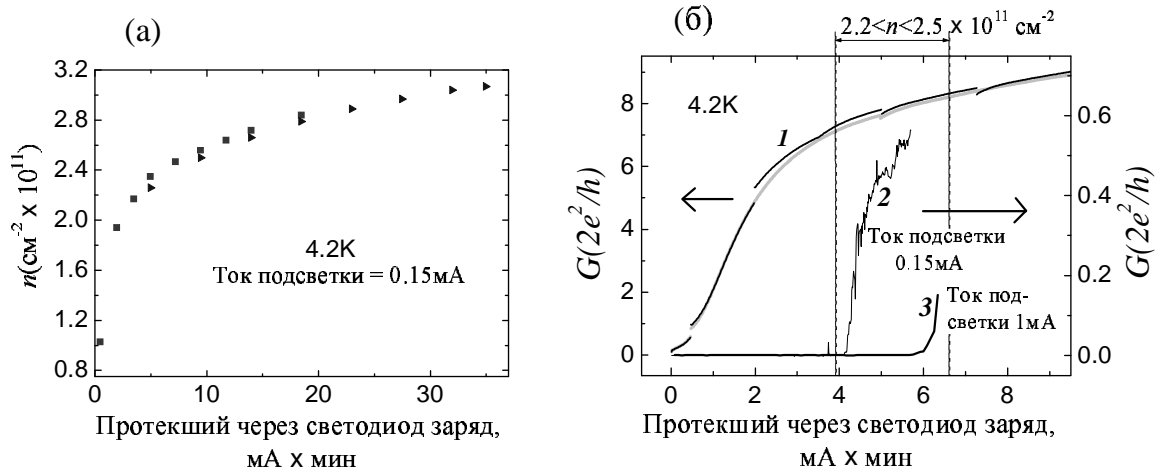


Рис. 4.2: Зависимость от подсветки плотности двумерного электронного газа **(а)** и проводимости в нулевом магнитном поле (в единицах двойного кванта проводимости $2e^2/h$, где e - заряд электрона, h - постоянная планка) **(б)** через свободный канал двумерного газа (1) и через квантовую точку (2, 3). Треугольники и квадраты на рис. (а) соответствуют двум циклам охлаждения образца. Электронная плотность определялась по результатам измерения периода осцилляций Шубникова-де Гааза в обратном магнитном поле. Кривые на рис. (б) соответствуют четырем циклам охлаждения образца.

При дальнейшей подсветке наблюдалось в среднем плавное увеличение проводимости с выходом на насыщение. Такое поведение указывает на близкое к открытому состояние обоих квантовых контактов, а потому и квантовой точки в целом. Все измерения проводились после пороговой подсветки, при этом проводимость квантовой точки в нулевом магнитном поле была больше или порядка e^2/h .

4.3 Экспериментальные результаты

На рис. 4.3 (а) показана зависимость проводимости через квантовую точку от магнитного поля при $T = 4.2$ К и одном и том же охлаждении для четырех значений электронной плотности. При более низких значениях n проводимость квантовой точки нерегулярно осциллирует с амплитудой $\sim 10\%$ от величины проводимости при изменении индукции магнитного поля с характерным периодом порядка 50 мТл. С ростом n осцилляции становятся квазипериодическими. Картина осцилляций с хорошей точностью симметрична относительно инверсии направления магнитного поля. Отметим, что регулярная

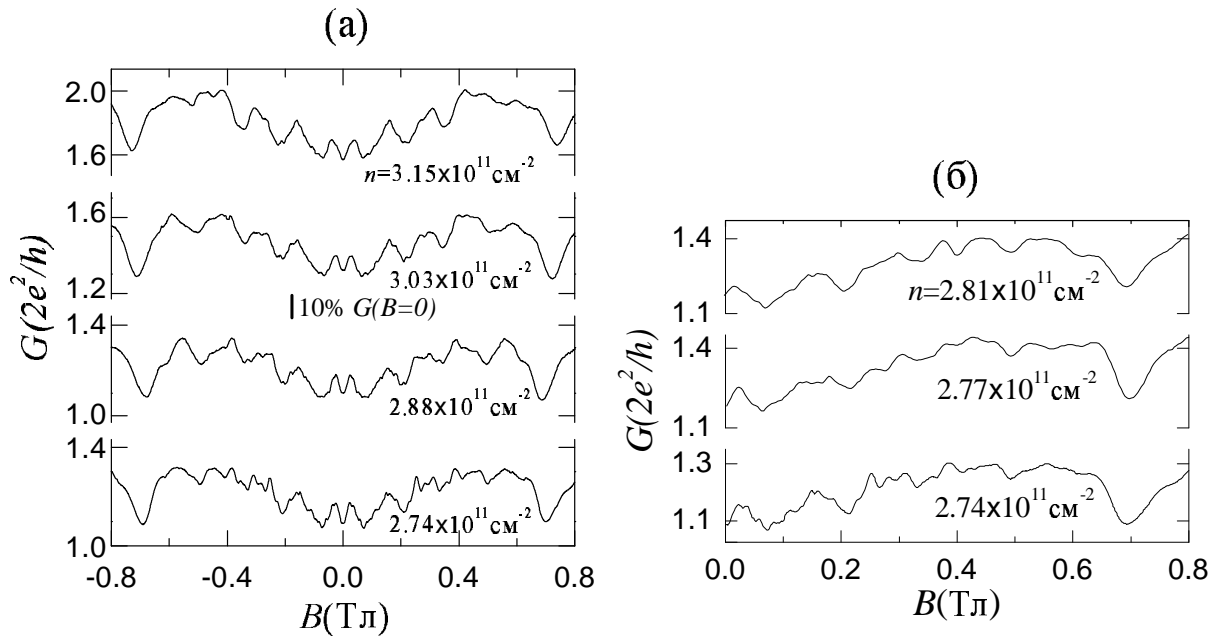


Рис. 4.3: Проводимость (в единицах двойного кванта проводимости $2e^2/h$, где e - заряд электрона, h - постоянная планка) через квантовую точку в зависимости от магнитного поля, ортогонального плоскости двумерной системы в гетероструктуре, при $T = 4.2$ К и одном и том же цикле охлаждения для четырех значений n (а) и при трех разных циклах охлаждения для близких значений n (б). Изменение знака магнитного поля означает инверсию его направления. В центре на рис.(а) указан относительный масштаб по оси ординат (одинаковый для всех четырех кривых) в единицах проводимости в отсутствие магнитного поля.

часть осцилляций практически нечувствительна к переохлаждению образца, как видно из рис. 4.3 (б), где приведены подобные кривые для близких значений n при трех различных циклах охлаждения.

Наблюдавшиеся осцилляции проводимости в магнитном поле согласуются с результатами ряда работ по исследованию баллистических наноструктур, полученных разными методами в различных полупроводниках [143, 170, 171, 172, 173, 174]. Регулярная часть осцилляций обусловлена классическими траекторными эффектами, как показано в [143, 170, 171, 172]. Классический характер квазипериодических осцилляций подтверждается также их слабой зависимостью от температуры [172]. В нашем случае положения регулярных осцилляций хорошо согласуются с ожидаемыми для квантовой точки с радиусом $R \approx 550$ нм, как видно из рис. 4.4. Вертикальные пунктирные (штриховые)

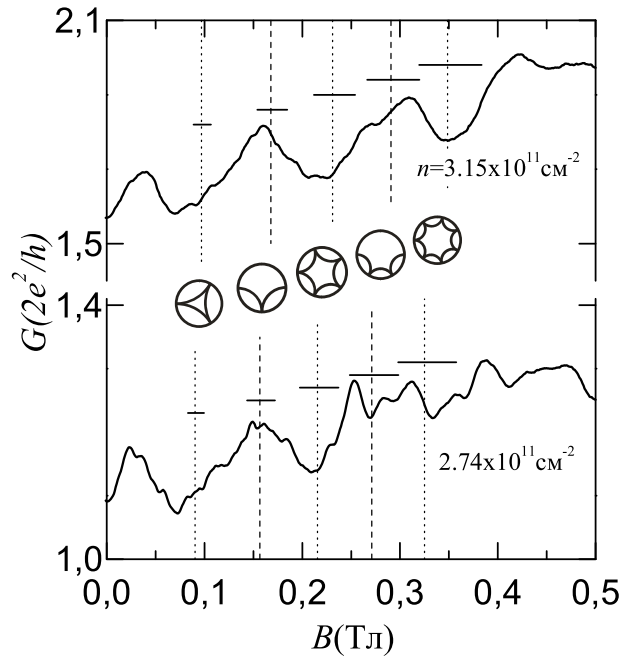


Рис. 4.4: Положительные ветви нижней и верхней кривых рис. 4.3 (а). Рассчитанные позиции минимумов и максимумов (пунктирные и штриховые вертикальные прямые соответственно) отвечают классическим электронным траекториям (см. вставки) для квантовой точки с радиусом $R \approx 550$ нм. Горизонтальные отрезки соответствуют величине погрешности $R \approx 10$ %.

прямые на рисунке соответствуют ожидаемым минимумам (максимумам) проводимости в магнитных полях $B_N = (n/2\pi)^{1/2}h/(eR \operatorname{tg}(\pi/N))$ для $N = 3, 4, 5, 6, 7$, отвечающих показанным на рис. 4.4 пяти классическим траекториям, слева направо соответственно. Найденное значение R с хорошей точностью совпадает с номинальным радиусом квантовой точки (см. рис. 3.11 (а)).

На рис. 4.5 приведены зависимости проводимости квантовой точки (шкала слева) и неструктурированного канала двумерного газа (шкала справа) от магнитного поля при электронной плотности $n \approx 2.80 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и одном и том же охлаждении образца до $T = 1.5$ К. В проводимости квантовой точки хорошо различимы два известных типа осцилляций: (i) квазипериодические осцилляции в магнитных полях ниже 0.4 Тл с характерным периодом 100 мТл, соответствующие классическим траекторным эффектам; (ii) осцилляции Шубникова - де Гааза в магнитных полях выше 0.35 Тл. Три вертикальные стрелки на рисунке отмечены ожидаемые положения последовательных миниму-

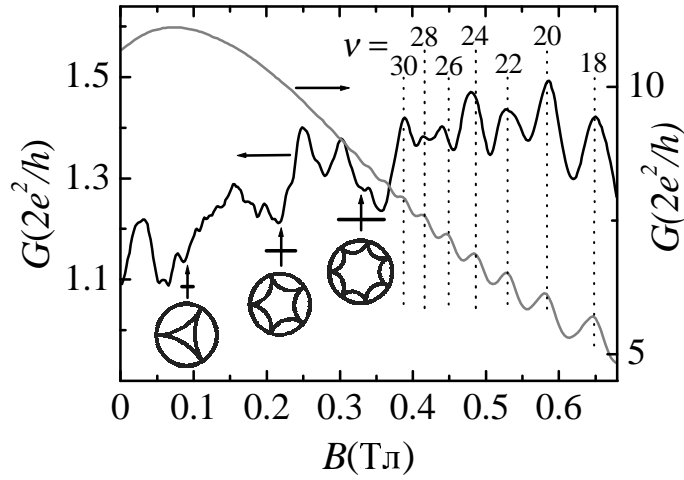


Рис. 4.5: Проводимость (в единицах двойного кванта проводимости $2e^2/h$) квантовой точки (шкала слева) и свободного канала двумерного газа (шкала справа) в зависимости от магнитного поля, нормального к поверхности образца, при $T=1.5$ К и одном и том же цикле охлаждения для $n \approx 2.80 \cdot 10^{-11}$ см $^{-2}$. Семь вертикальных пунктирных линий справа демонстрируют соответствие максимумов проводимости квантовой точки осцилляциям Шубникова - де Гааза в проводимости двумерной системы для указанных на рисунке факторов заполнения ν . Три вертикальные стрелки слева обозначают рассчитанные позиции минимумов проводимости квантовой точки (имеются ввиду минимумы масштаба 100 мТл), отвечающих классическим электронным траекториям (см. вставки) для круглой точки с радиусом $R \approx 550$ нм. Горизонтальные отрезки соответствуют величине погрешности $R \approx 10\%$.

мов классических осцилляций проводимости, рассчитанные по приведенной выше формуле для B_N при $N = 3, 5, 7$, $R \approx 550$ нм. Эти минимумы, как и соответствующие минимумы на рис. 4.4, также находятся в хорошем согласии с экспериментом. В магнитных полях $B > 0.35$ Тл фаза осцилляций проводимости наноструктуры с хорошей точностью совпадает с фазой осцилляций Шубникова-де Гааза на кривой проводимости свободного канала двумерного газа. Вертикальные линии на рисунке отмечают положения соответствующих максимумов проводимости, представляющих четные факторы заполнения $\nu = nh/eB$. Это следует из экстраполяции в точку (0;0) прямых, проведенных через положения указанных максимумов в координатах $(\nu; 1/B)$.

При температуре 1.5 К на кривых зависимости проводимости квантовой точки от

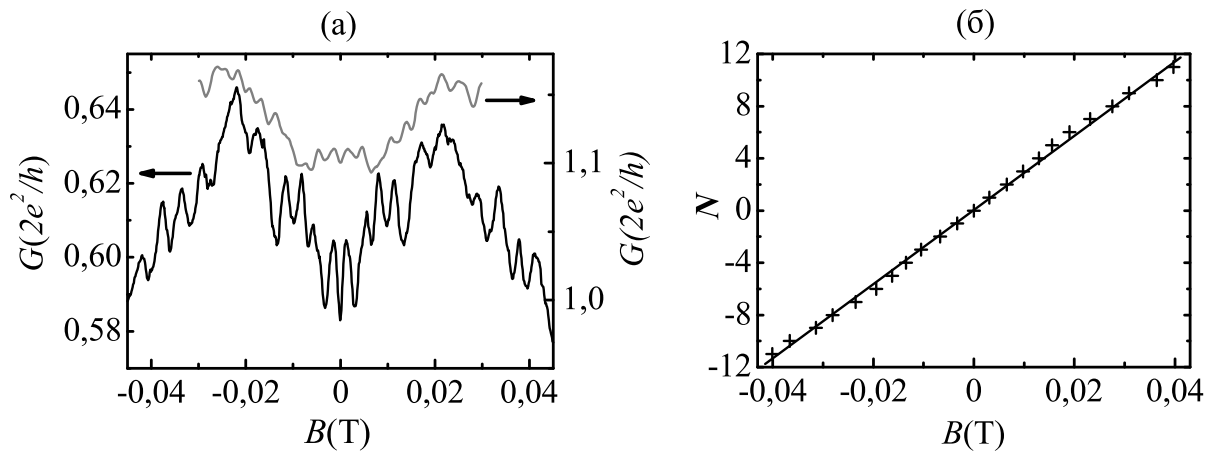


Рис. 4.6: **(а)** Короткопериодные осцилляции магнитопроводимости квантовой точки при $T = 1.5$ К при двух разных охлаждениях образца (в единицах двойного кванта проводимости $2e^2/h$). Верхняя кривая (шкала справа) получена при электронной плотности $n \approx 2.80 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2}$ (кривые на рис. 4.5 были получены при другом охлаждении), нижняя кривая (шкала слева) - при электронной плотности $n \approx 2.65 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2}$. **(б)** Положения в магнитном поле минимумов осцилляций, соответствующих нижней кривой на рис (а). Каждая точка определялась по нескольким кривым, воспроизводящим друг друга. N - последовательные номера осцилляций, считая слева направо. Сплошная прямая линия соответствует линейному приближению данных.

магнитного поля наблюдаются периодические по полю осцилляции периодом почти на два порядка меньшим, чем у классических осцилляций. На рис. 4.6 (а) приведены магнитопольные зависимости проводимости квантовой точки в слабых полях при $T = 1.5$ К, полученные при двух разных охлаждениях для несколько отличающихся значений электронной плотности (см. подпись к рис. 4.6). В обоих случаях в окрестности $B = 0$ Тл хорошо видны короткопериодные осцилляции проводимости. Относительная амплитуда этих осцилляций от пика до пика зависит от температуры: при $T = 1.5$ К она составляет примерно 3 %, а при повышении температуры до 4.2 К короткопериодные осцилляции исчезают практически полностью (не показано на рисунке).

На рис. 4.6 (б) проведен анализ периода осцилляций, соответствующих нижней кривой на рис. 4.6 (а) (мы избегаем здесь общепринятого Фурье анализа спектра мезоскопических осцилляций, поскольку основной период виден невооруженным взглядом). По оси ординат отложены последовательные номера минимумов осцилляций N , считая сле-

ва направо, а по оси абсцисс - их положение в магнитном поле. Каждая точка определялась по нескольким кривым, воспроизводящим друг друга с экспериментальной точностью. Приближение прямой линией дает период осцилляций ΔB (из наклона прямой), равный $\Delta B = 3.5 \pm 0.2$ мТл. Аналогично определенный период осцилляций на верхней кривой рис. 4.6 (а) равен $\Delta B = 2.9 \pm 0.2$ мТл. Относительная амплитуда короткопериодных осцилляций заметно изменялась от охлаждения к охлаждению (рис. 4.6 (а)). Результаты исследования магнитопроводимости в пяти охлаждениях до 1.5 К (после пяти отогреваний образца до комнатной температуры) не позволили обнаружить какой-либо регулярной связи между амплитудой и периодом квантовых осцилляций и величиной проводимости квантовой точки. Отметим, что проводимость в более широком диапазоне магнитных полей всегда демонстрировала наличие классических осцилляций, удовлетворительно описываемых вышеизложенной моделью с $R \approx 550$ нм.

4.4 Обсуждение

Для дальнейшего анализа нам необходимо быть уверенными в том, что исследуемый образец действительно представляет собой квантовую точку. Относительная амплитуда $\Delta G/G$ осцилляций Шубникова - де Гааза в проводимости квантовой точки сравнима с амплитудой осцилляций в неструктурированном двумерном электронном газе (причем соответствие лучше в более сильных магнитных полях) и слабо зависит от концентрации электронов. Эти наблюдения свидетельствуют в пользу того, что период осцилляций Шубникова - де Гааза определяется концентрацией электронов внутри квантовой точки. Совпадение фаз осцилляций Шубникова - де Гааза в точке и неструктурированном двумерном газе (рис. 4.5), а также наблюдение классических осцилляций в квантовой точке, делает маловероятной возможность сильной неоднородности концентрации внутри точки (например, формирование области обеднения в центре). Таким образом, мы действительно имеем дело с квантовой точкой геометрии близкой к ожидаемой (рис. 3.11 (а) и (б)).

Сильная температурная зависимость амплитуды короткопериодных осцилляций указывает на их интерференционное происхождение - эффект типа Ааронова-Бома. Высокая периодичность этих осцилляций говорит о существовании в квантовой точке выделенных интерферирующих траекторий электронов. Здесь наибольший интерес пред-

ставляет величина магнитного потока $\Phi = S_{\text{trajec}}\Delta B$ через площадь S_{trajec} , охватываемую выделенными траекториями, в расчете на один период осцилляций ΔB . Согласно эффекту Ааронова-Бома, должно выполняться равенство $\Phi = \Phi_0/M$, где M - целое число, равное числу обходов электрона вокруг площади S_{trajec} (см. стр. 33), т.е.

$$1/M = S_{\text{trajec}}\Delta B/\Phi_0$$

Хотя точное значение S_{trajec} не известно, верхнюю оценку величины $1/M$ можно получить, подставив вместо него в эту формулу рабочую площадь квантовой точки $S_{\text{КТ}} > S_{\text{trajec}}$ (см. ниже). Рабочая площадь квантовой точки $S_{\text{КТ}}$ была вычислена двумя независимыми способами. Во-первых, найденный выше из классических осцилляций радиус идеально круглой квантовой точки $R = 550$ нм с точностью приблизительно 10% соответствует площади $S_{\text{classic}} = 0.95 \pm 0.19$ мкм². Во-вторых, геометрические размеры наноструктуры на микро-изображении, полученном в атомно-силовом микроскопе, позволяют определить номинальную (геометрическую) площадь квантовой точки S_{geom} . Для этой цели использовалось микро-изображение, аналогичное рис. 3.11 (б) с лучшим разрешением. Предварительно была проведена высокоточная калибровка атомно-силового микроскопа с использованием дифракционной решетки периодом 278 ± 1 нм. Эта процедура дает значение площади $S_{\text{geom}} = 1.19 \pm 0.08$ мкм². Оба найденных значения площади совпадают в пределах погрешности (учет области обеднения двумерной системы на краю квантовой точки мог бы еще несколько улучшить это согласие). В табл. 2 приведена оценка сверху для величины $1/M$, выполненная для разных охладжений (столбцы) и различной оценки площади (строки). Видно, что $1/M$ лежит в диапазоне (0.5; 1.1). Отметим, что наблюдение столь короткопериодных осцилляций, по видимому, сделано не впервые, как показывает анализ рисунков ряда работ (см., например, [142, 144, 145, 172]). Однако, авторы указанных работ не акцентировали внимание на природе этих осцилляций.

Таблица 2

Верхние оценки для величины $1/M$

	$\Delta B = 3.5$ мТл	$\Delta B = 2.9$ мТл
$S_{\text{classic}}\Delta B/\Phi_0$	0.81 ± 0.17	0.67 ± 0.14
$S_{\text{geom}}\Delta B/\Phi_0$	1.01 ± 0.09	0.84 ± 0.08

Мезоскопические флуктуации проводимости в баллистических открытых квантовых точках широко исследовались (см. обзоры [152, 153, 154]). Как правило, периодичная составляющая флуктуаций проводимости в магнитном поле связывается с замкнутыми квазиклассическими траекториями, локализованными внутри квантовой точки. В течение характерного времени, проводимого на такой траектории, электрон успевает сделать большое число оборотов по ней (несколько десятков [153, 154]). Иными словами, время жизни соответствующего квантового состояния заметно больше не только среднего времени пролета электрона через квантовую точку, но и обратного характерного расстояния между квантовыми уровнями энергии [153, 154]. Благодаря этому, локализованные траектории могут давать заметный резонансный вклад в плотность состояний и в проводимость квантовой точки, осциллирующий в магнитном поле за счет эффекта Ааронова-Бома [143, 153, 154]. Период этих осцилляций в расчете на площадь, охваченную траекторией, равен кванту потока Φ_0 ($1/M = 1$) [155]. Объяснить таким способом наблюдаемые нами короткопериодные осцилляции можно, только предполагая наличие длинной самопересекающейся замкнутой траектории с эффективной площадью, превышающей рабочую площадь квантовой точки. Однако подобное предположение наталкивается на определенные трудности. Возможность большого числа оборотов по траектории исключается малостью времени сбоя фазы (около 50 пс при 1.5 К [175], что соответствует 4 оборотам вокруг точки). Кроме того, как показывает эксперимент [155], при такой температуре осцилляции с периодом Φ_0 почти полностью подавлены.

Мы предполагаем, что причиной наблюдаемых нами короткопериодных осцилляций может быть интерференция обращенных по времени путей на замкнутой квазиклассической траектории с началом и концом у одного и того же контакта к квантовой точке. В малых полях движение по такой траектории возможно в обоих направлениях, что обуславливает появление интерференционного вклада в проводимость (аналогично явлению слабой локализации), осциллирующего в магнитном поле [147]. Период осцилляций по магнитному полю в этом случае дается отношением половины кванта магнитного потока $\Phi_0/2$ к площади, охватываемой траекторией ($1/M = 1/2$). Такое предположение позволяет объяснить заниженные значения периодов наблюдаемых осцилляций $S_{КТ}\Delta B/\Phi_0 \lesssim 1$ (см. табл. 2). Так, например, для вписанного в круглую квантовую точку квадрата соответствующий период равен ≈ 0.8 . В поддержку предложенной гипотезы отметим, что для обращенных по времени путей не существен разброс импуль-

сов электронов, участвующих в интерференции [152]. В силу одинаковой длины указанных путей связанная с импульсом разность набега фаз равна нулю для каждой пары интерферирующих электронных волн. Это обстоятельство критично в связи с большой шириной уровня энергии в квантовой точке, соответствующего сильно связанной с одним из контактов траектории (порядка обратного времени пролета электрона через точку, 100 мкэВ) и высокой температурой. С предложенной гипотезой согласуется и тот факт, что обнаруженные короткопериодные осцилляции всегда имеют минимум в нулевом магнитном поле, подобно эффекту слабой локализации.

Конкретная форма выделенной траектории зависит от распределения случайного примесного потенциала внутри и на границе квантовой точки, чувствительного к термодинамическому циклированию образца [135, 176]. Вблизи оксида концентрация двумерных электронов меньше, чем в объеме двумерного газа. Поэтому у границы квантовой точки случайный примесный потенциал хуже экранируется. Случайные изменения формы выделенных траекторий и охватываемой ими площади могли бы объяснить наблюдаемое различие периодов осцилляций проводимости в разных охлаждениях. К сожалению, наш эксперимент не позволяет понять, является ли доминирование осцилляций с периодом $\Phi_0/2$ в открытой квантовой точке при высоких температурах случайным наблюдением или носит более общий характер.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Создана динамическая поляризация ядер на площади $\sim 3000 \times 100 \text{ нм}^2$ вблизи края однослойной двумерной электронной системы при факторе заполнения $\nu = 2$. Показано, что равновесная плотность динамически поляризованных ядер зависит от величины и знака разности электрохимпотенциалов краевых состояний в стационарном режиме.
2. Обнаружена релаксация числа динамически поляризованных ядер, описанная суммой двух экспонент с характерными временами 25 с и 200 с. Эти времена присвоены локальному формированию динамической ядерной поляризации за счет одновременного переворота спинов ядер и спинов электронов и диффузии ядерных спинов.
3. Найдено, что компонента магнитного поля в плоскости двумерного газа $B_{||}$ не влияет на релаксацию между двумя расщепленными по спину краевыми состояниями и на стационарное состояние системы.
4. Реализован фазовый переход из спин-синглетной в наклонную антиферромагнитную фазу изменением $B_{||}$ в объеме двуслойной двумерной электронной системы при факторе заполнения $\nu = 2$. При этом обнаружена линейаризация вольт-амперных кривых транспорта между краевыми состояниями.
5. Оптимизированы условия высоковольтного локального анодного оксидирования для обеднения двумерного электронного газа в гетероструктуре Ga[Al]As на глубине 80 нм под поверхностью, что глубже достигнутого до сих пор.

6. Создана действующая квантовая точка почти круглой формы размером ~ 1 мкм в двумерной электронной системе на глубине 80 нм под поверхностью гетероструктуры Ga[Al]As методом высоковольтного локального анодного оксидирования.
7. Обнаружены периодические по полю осцилляции в баллистической магнитопроводимости открытой квантовой точки в малых полях при температуре 1.5 К. Период осцилляций в единицах магнитного потока, рассчитанный как произведение площади квантовой точки и периода по магнитному полю оказался меньше кванта h/e .
8. Предложено объяснение периодических квантовых осцилляций магнитопроводимости квантовой точки на основе интерференции вписанных в квантовую точку обращенных по времени электронных путей с началом и концом у одного из контактов, что отвечает периоду $h/2e$.
9. Разработана методика создания изолирующих разрезов тонких титановых пленок высоковольтным локальным анодным оксидированием с определением качества изоляции в процессе литографии. С помощью такой методики созданы наноструктуры в форме интерферометров.
10. Создан управляемый затвором квантовый точечный контакт в двумерном электронном газе на глубине 37 нм под поверхностью гетероструктуры Ga[Al]As методом высоковольтного локального анодного оксидирования.
11. Измерен дифференциальный кондактанс квантового контакта в зависимости от затворного и тянущего напряжений. Из этих данных двумя способами определена разность энергий ΔE_{12} доньев первой и второй подзон в самом узком месте квантового контакта. Найденные значения ΔE_{12} совпадают в пределах погрешности.

Содержание диссертации опубликовано в работах:

- A1. E.V. Deviatov, A. Wurtz, A. Lorke, M.Yu. Melnikov, V.T. Dolgoplov, D. Reuter, and A.D. Wieck "Two relaxation mechanisms observed in transport between spin-split edge states at high imbalance". Phys. Rev. B **69**, 115330 (2004).

- A2. E.V. Deviatov, A. Wurtz, A. Lorke, M.Yu. Melnikov, V.T. Dolgoplov, A. Wixforth, K.L. Campman, A.C. Gossard "Manifestation of the bulk phase transition in the edge energy spectrum in a two-dimensional bilayer electron system". JETP Letters, Vol. **79**, iss.4, p.171 (2004).
- A3. М.Ю. Мельников, В.С. Храпай, D. Schuh "Создание наноструктур в гетеропереходе с глубоким залеганием двумерного электронного газа методом высоковольтной анодно-окислительной литографии с использованием атомно-силового микроскопа". Приборы и техника эксперимента, Том **51**, №4, стр.137 (2008).
- A4. М.Ю. Мельников, В.Т. Долгополов, В.С. Храпай, Д. Шух "Интерференция баллистических электронов в открытой квантовой точке при высокой температуре". Письма в ЖЭТФ, том **88**, стр.40 (2008).

Благодарности

Прежде всего я хочу искренно поблагодарить Э.В. Девятова и В.С. Храпая за непосредственное руководство и помощь на разных этапах создания диссертационной работы, заведующего ЛКТ В.Т. Долгополова за интересный выбор направления моей научной деятельности, терпение, мудрые советы и помощь при написании текста, а также А.А. Жукова, А.А. Шашкина, А.А. Капустина, Ю.А. Нефедова, Д.В. Шовкуна, М.Р. Трунина, З.Д. Квона за помощь в подготовке экспериментов и/или полезные обсуждения с ценными замечаниями (в том числе по тексту настоящей работы). Помимо этого я признателен всем, кто так или иначе способствовал появлению данного труда. И особо я хочу поблагодарить мою маму, чья психологическая поддержка была важна на каждом этапе подготовки диссертации.

Литература

- [1] K. Matsumoto, Y. Gotoh, T. Maeda, J.A. Dagata, J.S. Harris. Room-temperature single-electron memory made by pulse-mode atomic force microscopy nano oxidation process on atomically flat α -alumina substrate. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 239 (2000).
- [2] "Квантовый эффект Холла" под редакцией Р. Пренджа и С. Гирвина. Москва, "Мир" (1989).
- [3] K.v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper. New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance. *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [4] K. von Klitzing. The quantized Hall effect. *Rev. Mod. Phys.* **58**, 519 (1986).
- [5] V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, A.V. Aristov, D. Schmerek, H. Drexler, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and M. Holland. Nonlinear screening in two-dimensional electron systems. *Phys. Low-Dim. Struct.* **6**, 1 (1996).
- [6] V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, H. Drexler, W. Hansen, J. P. Kotthaus, and M. Holland. Direct Measurements of the Spin Gap in the Two-Dimensional Electron Gas of AlGaAs-GaAs Heterojunctions. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 729 (1997).
- [7] B. I. Halperin. Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential. *Phys. Rev. B* **25**, 2185 (1982).
- [8] D.B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman. Electrostatics of edge channels. *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).

- [9] A.H. MacDonald and P. Streda. Quantized Hall effect and edge currents. *Phys. Rev. B* **29**, 1616 (1984).
- [10] M.Büttiker. Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors. *Phys. Rev. B* **38**, 9375 (1988).
- [11] R. Landauer. Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices. *Philos. Mag.* **21**, 863 (1970).
- [12] D.J. Thouless. Edge voltages and distributed currents in the quantum Hall effect. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1879 (1993).
- [13] R.J. Haug. Edge-state transport and its experimental consequences in high magnetic fields. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 131 (1993).
- [14] G. Müller, D. Weiss, A.V. Khaetskii, K. von Klitzing, S. Koch, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch. Equilibration length of electrons in spin-polarized edge channels. *Phys. Rev. B* **45**, 3932 (1992).
- [15] В. Т. Долгополов, А. А. Шашкин, Г. М. Гусев, З. Д. Квон. Температурная зависимость нелокального сопротивления в режиме квантового эффекта Холла. *Письма в ЖЭТФ* **53**, 461 (1991).
- [16] A. V. Khaetskii. Transitions between spin-split edge channels in the quantum-Hall-effect regime. *Phys. Rev. B* **45**, 13777 (1992).
- [17] Keith R. Wald, Leo P. Kouwenhoven, Paul L. McEuen, Nijs C. van der Vaart, C. T. Foxon. Local Dynamic Nuclear Polarization Using Quantum Point Contacts. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1011 (1994).
- [18] David C. Dixon, Keith R. Wald, Paul L. McEuen and M.R. Melloch. Dynamic nuclear polarization at the edge of a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B* **56**, 4743 (1997).
- [19] T. Machida, S. Ishizuka, T. Yamazaki, S. Komiyama, K. Muraki and Y. Hirayama. Spin polarization of fractional quantum Hall edge channels studied by dynamic nuclear polarization. *Phys. Rev. B* **65**, 233304 (2002).

- [20] G. S. Boebinger, H. W. Jiang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Magnetic-field-driven destruction of quantum Hall states in a double quantum well. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1793 (1990).
- [21] V. Pellegrini, A. Pinczuk, B. S. Dennis, A. S. Plaut, L. N. Pfeiffer, and K. W. West. Collapse of Spin Excitations in Quantum Hall States of Coupled Electron Double Layers. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 310 (1997).
- [22] V. S. Khrapai, E. V. Deviatov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, F. Hastreiter, A. Wixforth, K.L. Campman and A.C. Gossard. Canted Antiferromagnetic Phase in a Double Quantum Well in a Tilted Quantizing Magnetic Field. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 725 (2000).
- [23] E. Demler and S. Das Sarma. Spin Bose-Glass Phase in Bilayer Quantum Hall Systems at $\nu = 2$. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3895 (1999).
- [24] M.-F. Yang, M.-C. Chang. Effect of an in-plane magnetic field on magnetic phase transitions in $\nu = 2$ bilayer quantum Hall systems. *Phys. Rev. B* **60**, R13985 (1999).
- [25] A.J.M. Giesbers, U. Zeitler, S. Neubeck, F. Freitag, K.S. Novoselov, and J.C. Maan. Nanolithography and manipulation of graphene using an atomic force microscope. *Solid State Commun.* **147**, 366 (2008).
- [26] H. Sugimura, T. Uchida, N. Kitamura and H. Masuhara. Tip-induced anodization of titanium surfaces by scanning tunneling microscopy: a humidity effect on nanolithography. *Appl. Phys. Lett.* **63**, 1288 (1993).
- [27] K. Matsumoto, M. Ishii, K. Segawa, Y. Oka, B. J. Vartanian and J. S. Harris. Room temperature operation of a single electron transistor made by the scanning tunneling microscope nanooxidation process for the TiO_x/Ti system. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 34 (1996).
- [28] B. Irmer, M. Kehrle, H. Lorenz, and J.P. Kotthaus. Fabrication of Ti/TiO_x tunneling barriers by tapping mode atomic force microscopy induced local oxidation *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1733 (1997).

- [29] E.S. Snow, D. Park and P.M. Campbell. Single-atom point contact devices fabricated with an atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 269 (1996).
- [30] F. K. Lee, G. H. Wen, X. X. Zhang and O. K. C. Tsui. Fabrication of mesoscopic devices using atomic force macroscopic electric field induced oxidation. *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**, 162 (2003).
- [31] Y.-ho Kim, J. Zhao, and K. Uosaki. Formation and electric property measurement of nanosized patterns of tantalum oxide by current sensing atomic force microscope. *J. Appl. Phys.* **94**, 7733 (2003).
- [32] H.J. Song, M.J. Rack, K. Abugharbieh, S.Y. Lee, V. Khan, D.K. Ferry and D.R. Allee. 25 nm chromium oxide lines by scanning tunneling lithography in air. *J. Vac. Sci. Technol. B* **12**, 3720 (1994).
- [33] D. Wang, L. Tsau, K.L. Wang, P. Chow. Nanofabrication of thin chromium film deposited on Si(100) surfaces by tip induced anodization in atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1295 (1995).
- [34] J.-i. Shirakashi, M. Ishii, K. Matsumoto, N. Miura and M. Konagai. Surface Modification of Niobium (Nb) by Atomic Force Microscope (AFM) Nano-Oxidation Process. *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, L1524 (1996).
- [35] V. Bouchiat, M. Faucher, C. Thirion, W. Wernsdorfer, T. Fournier and B. Pannetier. Josephson junctions and superconducting quantum interference devices made by local oxidation of niobium ultrathin films. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 123 (2001).
- [36] P.O. Vaccaro, S. Sakata, S. Yamaoka, I. Umezu, A. Sugimura. Nano-oxidation of vanadium thin films using atomic force microscopy. *J. Mater. Sci. Lett.* **17**, 1941 (1998).
- [37] Ju.-H. Hsu, H.-W. Lai, H.-N. Lin, C.-C. Chuang and J.-H. Huang. Fabrication of nickel oxide nanostructures by atomic force microscope nano-oxidation and wet etching. *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**, 2599 (2003).

- [38] H.N. Lin, Y.H. Chang, J.H. Yen, J.H. Hsu, I.C. Leu, M.H. Hon. Selective growth of vertically aligned carbon nanotubes on nickel oxide nanostructures created by atomic force microscope nano-oxidation. *Chem. Phys. Lett.* **399**, 422 (2004).
- [39] N. Farkas, G. Zhang, E.A. Evans, R.D. Ramsier and J.A. Dagata. Nanoscale oxidation of zirconium surfaces: kinetics and mechanisms. *J. Vac. Sci. Technol. A* **21**, 1188 (2003).
- [40] S. Gwo, C.-L. Yeh, P.-F. Chen, Y.-C. Chou, T. T. Chen, T.-S. Chao, S.-F. Hu and T.-Y. Huang. Local electric-field-induced oxidation of titanium nitride films. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1090 (1999).
- [41] T.H. Fang and K.T. Wu. Local oxidation characteristics on titanium nitride film by electrochemical nanolithography with carbon nanotube tip. *Electrochem. Commun.* **8**, 173 (2006).
- [42] D. Stievenard and B. Legrand. Silicon surface nano-oxidation using scanning probe microscopy. *Prog. Surf. Sci.* **81**, 112 (2006).
- [43] D. Graf, M. Frommenwiler, P. Studerus, T. Ihn, K. Ensslin, D. C. Driscoll and A. C. Gossard. Local oxidation of Ga[Al]As heterostructures with modulated tip-sample voltages. *J. Appl. Phys.* **99**, 053707 (2006).
- [44] Д.В. Соколов. Механизм нанооксидирования $n\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с помощью атомно-силового микроскопа. *Ж. техн. физ.* **72**, 60 (2002).
- [45] S. Sasa, T. Ikeda, C. Dohno, M. Inoue. InAs/AlGaSb nanoscale device fabrication using AFM oxidation process. *Phys. E* **2**, 858 (1998).
- [46] J.S. Hwang, Z.S. Hu, Z.Y. You, T.Y. Lin, C.L. Hsiao and L.W. Tu. Local oxidation of InN and GaN using an atomic force microscope. *Nanotechnology* **17**, 859 (2006).
- [47] H. Sugimura, T. Uchida, N. Kitamura and H. Masuhara. Scanning Tunneling Microscope Tip-Induced Anodization for Nanofabrication of Titanium. *J. Phys. Chem.* **98**, 4352 (1994).

- [48] P. Avouris, T.Hertel and R. Martel. Atomic force microscope tip-induced local oxidation of silicon: kinetics, mechanism, and nanofabrication. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 285 (1997).
- [49] R. Garcia, M. Calleja and H. Rohrer. Patterning of silicon surfaces with noncontact atomic force microscopy: field-induced formation of nanometer-size water bridges. *J. Appl. Phys.* **86**, 1898 (1999).
- [50] M. Calleja, M. Tello and R. Garcia. Size determination of field-induced water menisci in noncontact atomic force microscopy. *J. Appl. Phys.* **92**, 5539 (2002).
- [51] S. Gomez-Monivas, J.J. Saenz, M. Calleja and R. Garcia. Field-Induced Formation of Nanometer-Sized Water Bridges. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 056101 (2003).
- [52] A.E. Gordon, R.T. Fayfield, D.D. Litfin and T.K. Higman. Mechanisms of surface anodization produced by scanning probe microscopes. *J. Vac. Sci. Technol. B* **13**, 2805 (1995).
- [53] Y. Okada, S. Amano, M. Kawabe and J.S. Harris, Jr. Basic mechanisms of an atomic force microscope tip-induced nano-oxidation process of GaAs. *J. Appl. Phys.* **83**, 7998 (1998).
- [54] R. Nemetudi, N.J. Curson, N.J. Appleyard, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones. Modification of a shallow 2DEG by AFM lithography. *Microelectron. Eng.* **57**, 967 (2001).
- [55] W.-P. Huang, H.-H. Cheng, S.-R. Jian, D.-S. Chuu, J.-Y. Hsieh, C.-M. Lin and M.-S. Chiang. Localized electrochemical oxidation of p-GaAs(100) using atomic force microscopy with a carbon nanotube probe. *Nanotechnology* **17**, 3838 (2006).
- [56] T.H. Fang and K.J. Chen. Local oxide growth mechanisms on nickel films. *Mater. Transact.* **48**, 471 (2007).
- [57] J.A. Dagata, T. Inoue, J. Itoh and H. Yokoyama. Understanding scanned probe oxidation of silicon. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 271 (1998).
- [58] R. Held, T. Heinzl, P. Studerus, K. Ensslin. Nanolithography by local anodic oxidation of metal films using an atomic force microscope. *Phys. E* **2**, 748 (1998).

- [59] R. Held, T. Vancura, T. Heinzl, K. Ensslin, M. Holland, W. Wegscheider. In-plane gates and nanostructures fabricated by direct oxidation of semiconductor heterostructures with an atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 262 (1998).
- [60] R. Garcia, R.V. Martinez and J. Martinez. Nano-chemistry and scanning probe nanolithographies. *Chem. Soc. Rev.* **35**, 29 (2006).
- [61] M. Ishii, K. Matsumoto. Control of Current in 2DEG Channel by Oxide Wire Formed Using AFM. *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 1329 (1995).
- [62] X.N. Xie, H.J. Chung, D.M. Tong. Field-induced meniscus dynamics and its impact on the nanoscale tip-surface interface. *J. Appl. Phys.* **102**, 084313 (2007).
- [63] M. Tello and R. Garcia. Giant growth rate in nano-oxidation of p-silicon surfaces by using ethyl alcohol liquid bridges. *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2339 (2003).
- [64] H. Sugimura, T. Uchida, N. Kitamura and H. Masuhara. Scanning tunneling microscope tip-induced anodization of titanium: characterization of the modified surface and application to the metal resist process for nanolithography. *J. Vac. Sci. Technol. B* **12**, 2884 (1994).
- [65] P. Fay, R.T. Brockenbrough, G. Abeln, P. Scott, S. Agarwala, I. Adesida and J. W. Lyding. Scanning tunneling microscope stimulated oxidation of silicon (100) surfaces. *J. Appl. Phys.* **75**, 7545 (1994).
- [66] Y. Okada, Y. Iuchi, M. Kawabe and J.S. Harris, Jr. Basic properties of GaAs oxide generated by scanning probe microscope tip-induced nano-oxidation process. *J. Appl. Phys.* **88**, 1136 (2000).
- [67] M. Lazzarino, M. Padovani, G. Mori, L. Sorba, M. Fanetti, M. Sancrotti. Chemical composition of GaAs oxides grown by local anodic oxidation: a spatially resolved Auger study. *Chem. Phys. Lett.* **402**, 155 (2005).
- [68] H. Sugimura¹, N. Kitamura and H. Masuhara. Modification of n-Si(100) Surface by Scanning Tunneling Microscope Tip-Induced Anodization under Nitrogen Atmosphere. *Jpn. J. Appl. Phys.* , (1994).

- [69] L.A. Nagahara, T. Thundat, S.M. Lindsay. Nanolithography on semiconductor surfaces under an etching solution. *Appl. Phys. Lett.* **57**, 270 (1990).
- [70] J.A. Dagata, J. Schneir, H.H. Harary, C.J. Evans, M.T. Postek, and J. Bennett. Modification of hydrogen-passivated silicon by a scanning tunneling microscope operating in air. *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2001 (1990).
- [71] J.A. Dagata, J. Schneir, H.H. Harary, J. Bennett and W. Tseng. Pattern generation on semiconductor surfaces by a scanning tunneling microscope operating in air. *J. Vac. Sci. Technol. B* **9**, 1384 (1991).
- [72] J.A. Dagata, W. Tseng, J. Bennett, E.A. Dobisz, J. Schneir and H.H. Harary. Integration of scanning tunneling microscope nanolithography and electronics device processing. *J. Vac. Sci. Technol. A* **10**, 2105 (1992).
- [73] T. Thundat, L.A. Nagahara, P.I. Oden, S.M. Lindsay, M.A. George and W.S. Glaunsinger. Modification of tantalum surfaces by scanning tunneling microscopy in an electrochemical cell. *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 3537 (1990).
- [74] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber and E. Weibel. Tunneling through a controllable vacuum gap. *Appl. Phys. Lett.* **40**, 178 (1982).
- [75] H.C. Day, D.R. Allee. Selective area oxidation of silicon with a scanning force microscope. *Appl. Phys. Lett.* **62**, 2691 (1993).
- [76] Y. Martin, C.C. Williams and H.K. Wickramasinghe. Atomic force microscope—force mapping and profiling on a sub 100-Å scale. *J. Appl. Phys.* **61**, 4723 (1987).
- [77] D. Rugar, H. J. Mamin, and P. Guethner. Improved fiber-optic interferometer for atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.* **55**, 2588 (1989).
- [78] C. Schonenberger and S.F. Alvarado. A differential interferometer for force microscopy. *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 3131 (1989).
- [79] G. Meyer and N.M. Amer. Novel optical approach to atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1045 (1988).

- [80] E.S. Snow and P.M. Campbell. Fabrication of Si nanostructures with an atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 1932 (1994).
- [81] T. Hattori, Y. Ejiri, K. Saito, M. Yasutake. Fabrication of nanometer-scale structures using atomic force microscope with conducting probe. *J. Vac. Sci. Technol. A* **12**, 2586 (1994).
- [82] S.C. Minne, H.T. Soh, Ph. Flueckiger and C.F. Quate. Fabrication of 0.1 μm metal oxide semiconductor field-effect transistors with the atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 703 (1995).
- [83] T. Teuschler, K. Mahr, S. Miyazaki, M. Hundhausen and L. Ley. Nanometer-scale field-induced oxidation of Si(111):H by a conducting-probe scanning force microscope: doping dependence and kinetics. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3144 (1995).
- [84] D. Wang, L. Tsau, and K. L. Wang. Nanometer-structure writing on Si(100) surfaces using a non-contact-mode atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1415 (1994).
- [85] F. Perez-Murano, G. Abadal, N. Barniol, X. Aymerich, J. Servat, P. Gorostiza and F. Sanz. Nanometer-scale oxidation of Si(100) surfaces by tapping mode atomic force microscopy. *J. Appl. Phys.* **78**, 6797 (1995).
- [86] R. Garcia, M. Calleja, F. Perez-Murano. Local oxidation of silicon surfaces by dynamic force microscopy: nanofabrication and water bridge formation. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2295 (1998).
- [87] P.A. Fontaine, E. Dubois and D. Stievenard. Characterization of scanning tunneling microscopy and atomic force microscopy-based techniques for nanolithography on hydrogen-passivated silicon. *J. Appl. Phys.* **84**, 1776 (1998).
- [88] M. Tello and R. Garcia. Nano-oxidation of silicon surfaces: comparison of noncontact and contact atomic-force microscopy methods. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 424 (2001).
- [89] D.V. Sheglov, A.V. Latyshev, A.L. Aseev. The deepness enhancing of an AFM-tip induced surface nanomodification. *Appl. Surf. Sci.* **243**, 138 (2005).

- [90] J. A. Dagata, T. Inoue, J. Itoh, K. Matsumoto and H. Yokoyama. Role of space charge in scanned probe oxidation. *J. Appl. Phys.* **84**, 6891 (1998).
- [91] E. Dubois and J.-L. Bubendorff. Kinetics of scanned probe oxidation: Space-charge limited growth. *J. Appl. Phys.* **87**, 8148 (2000).
- [92] J.A. Dagata, F. Perez-Murano, C. Martin, H. Kuramochi and H. Yokoyama. Current, charge, and capacitance during scanning probe oxidation of silicon. I. Maximum charge density and lateral diffusion. *J. Appl. Phys.* **96**, 2386 (2004).
- [93] M. Calleja and R. Garcia. Nano-oxidation of silicon surfaces by noncontact atomic-force microscopy: size dependence on voltage and pulse duration. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3427 (2000).
- [94] M. Calleja, J. Anguita, R. Garcia, K. Birkelund, F. Perez-Murano and J.A. Dagata. Nanometre-scale oxidation of silicon surfaces by dynamic force microscopy: reproducibility, kinetics and nanofabrication. *Nanotechnology* **10**, 34 (1999).
- [95] F. Perez-Murano, K. Birkelund, K. Morimoto, J.A. Dagata. Voltage modulation scanned probe oxidation. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 199 (1999).
- [96] Y. Gotoh, K. Matsumoto, T. Maeda, E.B. Cooper, S.R. Manalis, H. Fang, S.C. Minne, T. Hunt, H. Dai, J. Harris and C.F. Quate. Experimental and theoretical results of room-temperature single-electron transistor formed by the atomic force microscope nano-oxidation process. *J. Vac. Sci. Technol. A* **18**, 1321 (2000).
- [97] Y. Matsuzaki, S. Hasui, S.-y. Kamada, A. Yamada and M. Konagai. Improvement in Aspect Ratio of P-GaAs Oxide Fabricated by Atomic Force Microscope (AFM)-Based Nanolithography Using Pulsed Voltage. *Jpn. J. Appl. Phys.* , (2001).
- [98] Y. Okada, Y. Iuchi and M. Kawabe. Scanning probe microscope tip-induced oxidation of GaAs using modulated tip bias. *J. Appl. Phys.* **87**, 8754 (2000).
- [99] B. Legrand and D. Stievenard. Nanooxidation of silicon with an atomic force microscope: a pulsed voltage technique. *Appl. Phys. Lett.* **74**, 4049 (1999).

- [100] S. Bae, C. Han, M.-S. Kim, C. C. Chung and H. Lee. Atomic force microscope anodization lithography using pulsed bias voltage synchronized with resonance frequency of cantilever. *Nanotechnology* **16**, 2082 (2005).
- [101] R. Held, T. Heinzel, P. Studerus, K. Ensslin, M. Holland. Semiconductor quantum point contact fabricated by lithography with an atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2689 (1997).
- [102] U.F. Keyser, H.W. Schumacher, U. Zeitler, R.J. Haug and K. Eberl. Fabrication of a single-electron transistor by current-controlled local oxidation of a two-dimensional electron system. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 457 (2000).
- [103] L. Pellegrino, E. Bellingeri, A.S. Siri and D. Marre. Current-controlled lithography on conducting $\text{SrTiO}_{3-\delta}$ thin films by atomic force microscopy. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 064102 (2005).
- [104] M.S. Johannes, D.G. Cole and R.L. Clark. Velocity controlled anodization nanolithography with an atomic force microscope using Faradaic current feedback. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 103106 (2007).
- [105] E.S. Snow and P.M. Campbell. AFM Fabrication of Sub-10-Nanometer Metal-Oxide Devices with in Situ Control of Electrical Properties. *Science* **270**, 1639 (1995).
- [106] В.К. Неволин. Физические основы туннельно-зондовой нанотехнологии. Электронная версия, Москва (2000).
- [107] D. Stievenard, P.A. Fontaine and E. Dubois. Nanooxidation using a scanning probe microscope: an analytical model based on field induced oxidation. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3272 (1997).
- [108] R.J.M. Vullers, M. Ahlskog, M. Cannaearts and C. Van Haesendonck. Field induced local oxidation of Ti and Ti/Au structures by an atomic force microscope with diamond coated tips. *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, 2417 (1999).
- [109] F.S.-S. Chien, Y.C. Chou, T.T. Chen, W.-F. Hsieh and T.-S. Chao. Nano-oxidation of silicon nitride films with an atomic force microscope: chemical mapping, kinetics, and applications. *J. Appl. Phys.* **89**, 2465 (2001).

- [110] E. Dubois and J.-L. Bubbendor. Nanometer scale lithography on silicon, titanium and PMMA resist using scanning probe microscopy. *Solid-State Electron.* **43**, 1085 (1999).
- [111] E.S. Snow, G.G. Jernigan and P.M. Campbell. The kinetics and mechanism of scanned probe oxidation of Si. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1782 (2000).
- [112] H. Jungblut, D. Wille and H.J. Lewerenz. Nano-oxidation of H-terminated p-Si(100): influence of the humidity on growth and surface properties of oxide islands. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 168 (2001).
- [113] Y. Okada, S. Amano, M. Kawabe, B.N. Shimbo and J.S. Harris, Jr. Nanoscale oxidation of GaAs-based semiconductors using atomic force microscope. *J. Appl. Phys.* **83**, 1844 (1998).
- [114] Y. Matsuzaki, A. Yamada, M. Konagai. Improvement of nanoscale patterning of heavily doped p-type GaAs by atomic force microscope (AFM)-based surface oxidation process. *J. Cryst. Growth* **209**, 509 (2000).
- [115] C. Huh and S.-J. Park. Atomic force microscope tip-induced anodization of titanium film for nanofabrication of oxide patterns. *J. Vac. Sci. Technol. B* **18**, 55 (2000).
- [116] Z. Shen, S. Hou, H. Sun, X. Zhao and Z. Xue. Local oxidation of titanium thin films using an atomic force microscope under static and pulsed voltages. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, 1357 (2004).
- [117] L. Ley, T. Teuschler, K. Mahr, S. Miyazaki and M. Hundhausen. Kinetics of field-induced oxidation of hydrogen-terminated Si(111). *J. Vac. Sci. Technol. B* **14**, 2845 (1996).
- [118] X.N. Xie, H.J. Chung, C.H. Sow, A.T.S. Wee. Nanoscale materials patterning and engineering by atomic force microscopy nanolithography. *Mater. Sci. Eng. R* **54**, 1 (2006).
- [119] M. Sigrist, A. Fuhrer, T. Ihn, K. Ensslin, D.C. Driscoll and A.C. Gossard. Multiple layer local oxidation for fabricating semiconductor nanostructures. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3558 (2004).

- [120] M. Sigrist, T. Ihn, K. Ensslin, D. Loss, M. Reinwald, and W. Wegscheider. Phase Coherence in the Inelastic Cotunneling Regime. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 036804 (2006).
- [121] A. Fuhrer, P. Brusheim, T. Ihn, M. Sigrist, K. Ensslin, W. Wegscheider, and M. Bichler. Fano effect in a quantum-ring–quantum-dot system with tunable coupling. *Phys. Rev. B* **73**, 205326 (2006).
- [122] A. Fuhrer, A. Dorn, S. Luscher, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider, M. Bichler. Electronic properties of nanostructures defined in Ga[Al]As heterostructures by local oxidation. *Superlat. Microstruct.* **31**, 19 (2002).
- [123] A. Fuhrer, S. Luscher, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider, M. Bichler. Transport properties of quantum dots with steep walls. *Phys. Rev. B* **63**, 125309 (2001).
- [124] N.J. Curson, R. Nemetudi, N.J. Appleyard, M. Pepper, D.A. Ritchie, and G.A.C. Jones. Ballistic transport in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As one-dimensional channel fabricated using an atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3466 (2001).
- [125] G. Mori, M. Lazzarino, D. Ercolani, G. Biasiol, and L. Sorba. Magnetic field and temperature dependence of an atomic force microscope-defined quantum point contact. *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 570 (2004).
- [126] R. Held, S. Luscher, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider. Fabricating tunable semiconductor devices with an atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1134 (1999).
- [127] S. Luscher, A. Fuhrer, R. Held, T. Heinzel, and K. Ensslin, W. Wegscheider. In-plane gate single-electron transistor in Ga[Al]As fabricated by scanning probe lithography. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2452 (1999).
- [128] R. Leturcq, D. Sanchez, G. Gotz, T. Ihn, K. Ensslin, D.C. Driscoll and A.C. Gossard. Magnetic Field Symmetry and Phase Rigidity of the Nonlinear Conductance in a Ring. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 126801 (2006).
- [129] A. Dorn, M. Sigrist, A. Fuhrer, T. Ihn, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider and M. Bichler. Electronic properties of antidot lattices fabricated by atomic force lithography. *Appl. Phys. Lett.* **80**, 252 (2002).

- [130] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel and C.T. Foxon. Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.* **60**, 848 (1988).
- [131] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.G. Hasko, D.C. Peacockt, D.A. Ritchie and G.A.C. Jones. One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance. *J. Phys. C* **21**, L209 (1988).
- [132] C.W.J. Beenakker and H. van Houten. Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures. *Solid State Phys.* **44**, 1 (1991).
- [133] Л.Г. Глазман, Г.Б. Лесовик, Д.Е. Хмельницкий, Р.И. Шехтер. Безотражательный квантовый транспорт и фундаментальные ступени баллистического сопротивления в микросужениях. *Письма в ЖЭТФ* **48**, 218 (1988).
- [134] M. Buttiker. Quantized transmission of a saddle-point constriction. *Phys. Rev. B* **41**, 7906 (1990).
- [135] J.A. Nixon, J.H. Davies and H.U. Baranger. Breakdown of quantized conductance in point contacts calculated using realistic potentials. *Phys. Rev. B* **43**, 12638 (1991).
- [136] M.J. Laughton, J.R. Barker, J.A. Nixon and J.H. Davies. Modal analysis of transport through quantum point contacts using realistic potentials. *Phys. Rev. B* **44**, 1150 (1991).
- [137] A. Brataas, K.A. Chao. Non-Adiabatic Transport in Quantum Point Contacts. *Mod. Phys. Lett. B*, **7**, 1021 (1993).
- [138] Л.И. Глазман, А.В. Хаецкий. Нелинейная квантовая проводимость микросужения. *Письма в ЖЭТФ* **48**, 546 (1998).
- [139] N.K. Patel, L. Martin-Moreno, M. Pepper, R. Newbury, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, J.T.M.B. Janssen, J. Singleton and J.A.A.J. Perenboom. Ballistic transport in one dimension: additional quantisation produced by an electric field. *J. Phys.: Condens. Matter* **2**, 7247 (1990).

- [140] N.K. Patel, J.T. Nicholls, L. Martn-Moreno, M. Pepper, J.E.F. Frost, D.A. Ritchie, and G.A.C. Jones. Evolution of half plateaus as a function of electric field in a ballistic quasi-one-dimensional constriction. *Phys. Rev. B* **44**, 13549 (1991).
- [141] L.P. Kouwenhoven, B.J. van Wees, C.J.P.M. Harmans, J.G. Williamson, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, C.T. Foxon and J. J. Harris. Nonlinear conductance of quantum point contacts. *Phys. Rev. B* **39**, 8040 (1989).
- [142] C.M. Marcus, A.J. Rimberg, R.M. Westervelt, P.F. Hopkins and A.C. Gossard. Conductance fluctuations and chaotic scattering in ballistic microstructures. *Phys. Rev. Lett.* **69**, 506 (1992).
- [143] P. Boggild, A. Kristensen, H. Bruus, S.M. Reimann, and P.E. Lindelof. Periodic magnetoconductance fluctuations in triangular quantum dots in the absence of selective probing. *Phys. Rev. B.* **57**, 15408 (1998).
- [144] D.P. Pivin Jr., A. Andresen, J.P. Bird, R. Akis and D.K. Ferry. Magnetotransport spectroscopy of a quantum dot: effects of lead opening and phase coherence. *Phys. E* **6**, 404 (2000).
- [145] C.A. Marlow, R.P. Taylor, T.P. Martin, B.C. Scannell, H. Linke, M.S. Fairbanks, G.D.R. Hall, I. Shorubalko, L. Samuelson, T.M. Fromhold, C.V. Brown, B. Hackens, S. Faniel, C. Gustin, V. Bayot, X. Wallart, S. Bollaert and A. Cappy. Unified model of fractal conductance fluctuations for diffusive and ballistic semiconductor devices. *Phys. Rev. B* **73**, 195318 (2006).
- [146] B.J. van Wees, L.P. Kouwenhoven, C.J.P.M. Harmans, J.G. Williamson, C.E. Timmering, M.E.I. Broekaart, C.T. Foxon and J.J. Harris. Observation of zero-dimensional states in a one-dimensional electron interferometer. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2523 (1989).
- [147] Д.Ю. Шарвин, Ю.В. Шарвин. Квантование магнитного потока в цилиндрической пленке из нормального металла. *Письма в ЖЭТФ* **34**, 285 (1981).
- [148] V. Chandrasekhar, M.J. Rooks, S. Wind and D.E. Prober. Observation of Aharonov-Bohm Electron Interference Effects with Periods h/e and $h/2e$ in Individual Micron-Size, Normal-Metal Rings. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1610 (1985).

- [149] Y. Aharonov and D. Bohm. Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory. *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959).
- [150] А.А. Быков, З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Л.В. Литвин, Ю.В. Настаушев, В.Г. Мансуров, В.П. Мигаль, С.П. Мощенко, В.Г. Плюхин. Квазибаллистический электронный интерферометр. *Письма в ЖЭТФ* **57**, 596 (1993).
- [151] C.J.V. Ford, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, J.E.F. Frost and G.A.C. Jones. Electrostatically defined heterojunction rings and the Aharonov–Bohm effect *Appl. Phys. Lett.* **54**, 21 (1989).
- [152] C.W.J. Beenakker. Random-matrix theory of quantum transport. *Rev. Mod. Phys.* **69**, 731 (1997).
- [153] R. Akis, J.P. Bird, D. Vasileska, D.K. Ferry, A.P. S. de Moura, Y.-C. Lai in "Electron Transport in Quantum Dots" edited by J. P. Bird. Kluwer Academic Publishers (2003).
- [154] J.P. Bird. Recent experimental studies of electron transport in open quantum dots. *J. Phys.: Cond. Matt.* **11**, R413 (1999).
- [155] A.M. Chang, H.U. Baranger, L.N. Pfeiffer and K.W. West. Weak Localization in Chaotic versus Nonchaotic Cavities: A Striking Difference in the Line Shape. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2111 (1994).
- [156] О.В. Лоунасмаа. Принципы и методы получения температур ниже 1 К. Москва, "Мир" (1977).
- [157] В.С. Храпай. Межэлектронное взаимодействие в двумерных системах с изоспиновой степенью свободы. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (2003).
- [158] G. Muller, E. Diessel, D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog, H. Nickel, W. Schlapp and R. Losch. Influence of interedge channel scattering on the magneto-transport of 2D-systems. *Surf. Sci.* **263**, 280 (1992).
- [159] A. Würtz, R. Wildfeuer, A. Lorke, E.V. Deviatov, and V.T. Dolgoplov. Separately contacted edge states: A spectroscopic tool for the investigation of the quantum Hall effect. *Phys. Rev. B* **65**, 075303 (2002).

- [160] D. Paget, G. Lampel, B. Sapoval, and V. S. Safarov. Low field electron-nuclear spin coupling in gallium arsenide under optical pumping conditions. *Phys. Rev. B* **15**, 5780 (1977).
- [161] Yu.V. Pershin, S.N. Shevchenko, I.D. Vagner and P. Wyder. Electronic transport through a nuclear-spin-polarization-induced quantum wire. *Phys. Rev. B* **66**, 035303 (2002).
- [162] V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, and E.V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K.L. Campman and A.C. Gossard. Electron subbands in a double quantum well in a quantizing magnetic field. *Phys. Rev. B* **59**, 13235 (1999).
- [163] В.Л.Миронов. Основы сканирующей зондовой микроскопии. ТЕХНОСФЕРА, Москва (2004).
- [164] B. Grbic, R. Leturcq, K. Ensslin, D. Reuter and A.D. Wieck. Single-hole transistor in p-type GaAs/AlGaAs heterostructures. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 232108 (2005).
- [165] S.F. Fischer, G. Apetrii, S. Skaberna, U. Kunze, D. Reuter and A.D. Wieck. Control of the confining potential in ballistic constrictions using a persistent charging effect. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2779 (2002).
- [166] B.J. van Wees, L.P. Kouwenhoven, E.M.M. Willems, C.J.P.M. Harmans, J.E. Mooij, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson and C.T. Foxon. Quantum ballistic and adiabatic electron transport studied with quantum point contacts. *Phys. Rev. B* **43**, 12431 (1991).
- [167] F.A. Maaø, I.V. Zozulenko and E.H. Hauge. Quantum point contacts with smooth geometries: exact versus approximate results. *Phys. Rev. B* **50**, 17320 (1994).
- [168] K.J. Thomas, M.Y. Simmons, J.T. Nicholls, D.R. Mace, M. Pepper, and D.A. Ritchie. Ballistic transport in one-dimensional constrictions formed in deep two-dimensional electron gases. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 109 (1995).
- [169] A. Kristensen, H. Bruus, A.E. Hansen, J.B. Jensen, P.E. Lindelof, C.J. Marckmann, J. Nygard, C.B. Sorensen, F. Beuscher, A. Forchel, and M. Michel. Bias and

- temperature dependence of the 0.7 conductance anomaly in quantum point contacts. Phys. Rev. B **62**, 10950 (2000).
- [170] H. Linke, L. Christensson, P. Omling, P. E. Lindelof. Stability of classical electron orbits in triangular electron billiards. Phys. Rev. B. **56**, 1440 (1997).
- [171] P.D. Ye, S. Tarucha. Internal magnetic focusing in an array of ballistic cavities. Phys. Rev. B. **59**, 9794 (1999).
- [172] B. Hackens, F. Delfosse, S. Faniel, C. Gustin, H. Boutry, X. Wallart, S. Bollaert, A. Cappy, and V. Bayot. Long dephasing time and high-temperature conductance fluctuations in an open InGaAs quantum dot. Phys. Rev. B. **66**, 241305(R) (2002).
- [173] R.H. Blick, F.G. Monzon, W. Wegscheider, M. Bichler, F. Stern, and M.L. Roukes. Magnetotransport measurements on freely suspended two-dimensional electron gases. Phys. Rev. B. **62**, 17103 (2000).
- [174] G. Scappucci, L. Di Gaspare, F. Evangelisti, E. Giovine, A. Notargiacomo, R. Leoni, V. Piazza, P. Pingue, and F. Beltram. Low field magnetotransport in strained Si/SiGe cavities. Phys. Rev. B. **71**, 245311 (2005).
- [175] A.G. Huibers, M. Switkes, C.M. Marcus, K. Campman and A.C. Gossard. Dephasing in Open Quantum Dots. Phys. Rev. Lett. **81**, 200 (1998).
- [176] J.A. Nixon and J.H. Davies. Potential fluctuations in heterostructure devices. Phys. Rev. B **41**, 7929 (1990).