

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
Институт физики полупроводников СО РАН

На правах рукописи

КОЗЛОВ Дмитрий Андреевич

ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В НАНОСТРУКТУРАХ С
РЕЗКИМИ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ ГРАНИЦАМИ НА ОСНОВЕ
ГЕТЕРОПЕРЕХОДА $AlGaAs/GaAs$

01.04.10. – физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

доктор физико-математических наук, профессор
Квон З.Д.

Новосибирск - 2011 г.

Список сокращений

- ДЭГ – двумерный электронный газ
- МЛЭ – молекулярно-лучевая эпитаксия
- QPC – quantum point contact, квантовый точечный контакт
- КЭХ – квантовый эффект Холла
- АСМ – атомно-силовой микроскоп
- МС – магнитосопротивление
- АБ – Ааронова-Бома (осцилляции)
- ААС – Альтшуллера-Аронова-Спивака (осцилляции)
- СПМС – соизмеримые пики магнитосопротивления
- ШдГ – (осцилляции) Шубникова-де Гааза

Содержание

1	Введение и обзор литературы	4
1.1	Введение	4
1.2	Двумерный электронный газ в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$. .	12
1.2.1	Гетеропереход $AlGaAs/GaAs$ как удобный полигон для изготовления наноструктур	12
1.2.2	Уменьшение глубины залегания ДЭГ	14
1.3	Квантовые проволоки	16
1.3.1	Баллистический и квантовый транспорт	16
1.3.2	Причины квантования кондактанса. Модель электронного волновода	19
1.3.3	Одномерная модель Бюттикера-Ландауэра	22
1.3.4	Причины разрушения квантования.	24
1.4	Кольцевые интерферометры	29
1.5	Сверхрешетки антиточек	36
2	Образцы и методика эксперимента	45
2.1	Высокоподвижный двумерный электронный газ в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ с малой глубиной залегания . . .	45
2.1.1	Основные свойства	45
2.1.2	Влияние затвора на параметры ДЭГ с малой глубиной залегания	47
2.2	Технологии модификации поверхности	50
2.3	Влияние глубины залегания ДЭГ на электростатический потенциал изготавливаемых структур	54
2.4	Методика низкотемпературного эксперимента	60
2.4.1	Измерение сопротивления методом фазочувствительного детектирования	63
3	Экспериментальные результаты измерения электронного транспорта в одномерных структурах	66
3.1	Транспорт в баллистических неадиабатических проволоках с резкими границами	66

3.2	Эффект многократного отражения в баллистическом интерферометре	73
4	Электронный транспорт в сверхрешетках антиточек	82
4.1	Сверхрешетки антиточек с резкими границами с периодом 180-200 нм	82
4.2	Сверхрешетки антиточек с резкими границами с периодом 80 нм	89
5	Заключение	100
5.1	Основные результаты и выводы	100
5.2	Список публикаций в рецензируемых журналах	102
6	Список используемой литературы	104

1 Введение и обзор литературы

1.1 Введение

Исследования квантовых явлений, возникающих при движении электрона в искусственном потенциальном поле, уже более двадцати лет находятся в центре неослабевающего внимания физиков, изучающих конденсированные системы. Во многом это связано с успехами современной полупроводниковой технологии, позволившими создавать самые различные модификации модулированного потенциала, что привело к появлению целого ряда новых квантовых объектов, таких как, к примеру, квантовые проволоки, интерферометры, сверхрешетки и точки. Не менее важен и тот факт, что эффекты, возникающие при взаимодействии электронов с таким потенциалом, оказались неожиданно разнообразными и глубокими. Достаточно вспомнить квантование кондактанса баллистической проволоки, осцилляции Ааронова-Бома в кольцах и кулоновскую блокаду в квантовых точках. Электронные системы, помещенные в тот или иной заданный потенциал, являются настоящим полигоном физики конденсированного состояния. В этих системах эффекты, обусловленные квантовой интерференцией и электрон-электронным взаимодействием, проявляются в наиболее ярком виде.

До настоящего времени практически все эксперименты велись с образцами, в которых характерный масштаб изменения электростатического потенциала значительно превышал длину волны электрона на уровне Ферми, равной (20–70 нм) в наиболее часто используемом диапазоне (10^{11} – 10^{12} см⁻²) концентрации двумерных электронов. Это было связано с тем, что двумерный

электронный газ (ДЭГ) в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$, на основе которого изготавливались исследуемые структуры, всегда располагался на значительном ($d \sim 100$ нм) расстоянии от ее поверхности, что приводило к образованию областей латерального обеднения такого же порядка. В этих структурах интерференционные эффекты были подавлены плавностью потенциала.

В данный момент одним из самых интересных продолжений описанного направления исследований является переход к изучению взаимодействия электрона с модулированным потенциалом, характерный масштаб изменения которого сравним с длиной волны электрона. Увеличение резкости потенциала приведет к усилению всех интерференционных эффектов, однако очевидно, что для реализации такого потенциала необходимо существенным образом уменьшить глубину залегания ДЭГ. В недавних работах [A1, 1] было показано, что ДЭГ с относительно высокой подвижностью ($1-2 \times 10^5$ см²/В·с) можно реализовать при расстоянии 20-25 нм от границы гетероперехода $AlGaAs/GaAs$ до его поверхности. Использование указанного ДЭГ позволит существенным образом увеличить резкость потенциала изготавливаемых на его основе структур и создать целый ряд новых модельных квантовых объектов, таких как неадиабатическая квантовая проволока, сверхмалый квантовый интерферометр или латеральная сверхрешетка, и на основе этого изучить новые особенности и проявления как квантовой интерференции, так и взаимодействия между электронами.

Целью диссертационной работы является всестороннее экспериментальное изучение электронного транспорта в латеральных наноструктурах с резким электростатическим потенциалом, характерный

размер изменения которого сравним или меньше длины волны электрона. Реализация такого потенциала позволит заметно продвинуться в направлении уменьшения размера наноструктур, а также, что более важно, может существенным образом повлиять как на квазиклассический транспорт, так и усилить эффекты квантовой интерференции. Решение указанной задачи было проведено на основе экспериментального исследования следующих объектов: 1) короткой баллистической проволоки с неадиабатическими границами; 2) сверхмалого (радиус ≈ 70 нм) кольцевого интерферометра Ааронова-Бома; 3) короткопериодных латеральных сверхрешеток антиточек с периодом 180 нм и 80 нм.

Научная новизна работы состоит в том, что все исследуемые объекты впервые были изготовлены на основе высокоподвижного ДЭГ в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ с малой (25 нм) глубиной залегания. Как следствие, изготовленные структуры обладали существенно большей резкостью электростатического потенциала, чем в предыдущих работах: удалось достичь характерного масштаба изменения потенциала, сравнимого с длиной волны электрона. Такой переход позволил приблизить реальные структуры к модельным (с бесконечными вертикальными стенками и идеальной резкостью потенциала) и произвести непосредственное экспериментальное исследование влияния резкости на электронный транспорт. В частности, в исследуемых структурах впервые были обнаружены следующие эффекты:

- Разрушение квантования кондактанса в короткой баллистической проволоке с неадиабатическими границами
- Возникновение h/ne -квазигармоник осцилляций Ааронова-Бома с

большими (более 40) номерами в малых кольцевых интерферометрах (эфф. радиус 65 – 70 нм). Ранее наблюдаемые квазигармоники характеризовались только $n = 2 - 4$.

- В сверхрешетке антиточек с периодом 180 нм впервые одновременно наблюдались классические и квантовые осцилляции в слабых и сильных магнитных полях. Было показано, что поведение как квазиклассических пиков магнитосопротивления, так и квантовых осцилляций принципиальным образом зависит не только от периода решетки и размера антиточек, но также от плавности потенциала на границе ДЭГ-антиточка. Впервые была реализована и исследована сверхрешетка антиточек с рекордно малым периодом 80 нм. В ней были обнаружены аномальные осцилляции Шубникова-де Гааза, а также аномальный квазиклассический пик магнитосопротивления.

Научная и практическая ценность работы. В диссертации обнаружены различные эффекты, возникающие в условиях, когда масштаб характерного изменения электростатического потенциала сравним или меньше дебройлевской длиной волны электрона. Исследованные эффекты важны не только для фундаментальной физики низкоразмерных электронных систем, но и с практической точки зрения, поскольку влияние резкости потенциала на транспорт неизбежно придется учитывать при дальнейшем уменьшении размеров любых электронных устройств на основе полупроводниковых гетеропереходов.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Неадиабатичность баллистической квантовой проволоки приводит к подавлению квантования кондактанса и к возникновению ярко

выраженных интерференционных эффектов, обусловленных как когерентным рассеянием на краях проволоки (интерференция Фабри-Перо), так и на случайных примесях (мезоскопическая интерференция), расположенных в областях ДЭГ, прилегающих к выходам проволоки.

2. В квазибаллистических кольцах сверхмалого размера, (эффективный радиус $r = 60 \text{ нм} - 75 \text{ нм}$) благодаря тому, что размер квантовых точек на входе и выходе кольца уже сравним с длиной волны электрона, возникает многократное обратное рассеяние электронных волн. Это многократное рассеяние приводит к возникновению сверхвысоких h/ne квазигармоник осцилляций Ааронова-Бома с номерами n , достигающими значений $n = 40 - 45$.
3. В сверхрешетках антиточек поведение квазиклассических пиков магнитосопротивления и квантовых осцилляций принципиальным образом зависит от плавности потенциала на границе ДЭГ-антиточка.
4. В магнитосопротивлении сверхрешетки антиточек с рекордно малым периодом 80 нм имеется аномальный квазиклассический пик магнитосопротивления, предположительно обусловленный эффектами немонотонного рассеяния. Осцилляций Шубникова-де Газа в этой сверхрешетке имеют необычный переход от аномального периода, постоянного по магнитному полю, к нормальному - постоянному по обратному магнитному полю. Поведение аномальных осцилляций связано с влиянием модулирующего потенциала антиточек на неоднородное уширение уровней Ландау.

Апробация работы. Основные результаты докладывались как

на институтских семинарах Института физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, так и на следующих конференциях:

1. VII Российская конференция по физике полупроводников. (Москва, 2005.)
2. XLV Международная научная студенческая конференция “Студент и научно-технический прогресс”. (Новосибирск, 2006.)
3. VIII Российская конференция по физике полупроводников. (Екатеринбург, 2007.)
4. 14th International Conference on Modulated Semiconductor Structures. (Kobe, Japan, 2009.)
5. XVIII Уральская международная зимняя школа по физике полупроводников. (Екатеринбург, 2010.)
6. The 19th International Conference on the Application of High Magnetic Fields in Semiconductor Physics and Nanotechnology. (Fukuoka, Japan, 2010.)

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 14 работ, в том числе 6 статей в рецензируемых журналах (Физика и техника полупроводников, Письма в ЖЭТФ, Solid State Communications и др.). Список работ в рецензируемых журналах представлен в специальном разделе в конце диссертации.

Личный вклад автора заключается в участии в постановке задач, проведении магнитотранспортных измерений, проведении компьютерного

моделирования, обработке и интерпретации экспериментальных результатов, написании научных статей и подготовке их к публикации.

Структура диссертации. Работа состоит из введения (включающего обзор литературы), трёх основных глав, заключения, списка публикаций, списка цитируемой литературы и списка сокращений.

Во введении представлен обзор литературы по исследуемой тематике. Первый параграф обзора касается свойств двумерного электронного газа (ДЭГ) в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ как “классического” типа (с глубиной залегания $d_s \sim 100$ нм), так и с малой глубиной залегания ($d_s = 25$ нм). В следующем параграфе рассказывается об экспериментах с квантовыми проволоками и кратко излагается теория Бюттикера-Ландауэра, в рамках которой возникает квантование кондуктанса баллистических проволок и интерферометров. Далее рассматриваются причины, приводящие к возможному размытию наблюдаемых плато. В третьем параграфе в хронологическом порядке приводится обзор экспериментальных и теоретических работ по кольцевым интерферометрам. Завершает введение параграф, посвященный исследованиям латеральных сверхрешеток антиточек. В заключение каждого параграфа формулируется постановка одной из задач диссертационной работы.

Вторая глава традиционно посвящена образцам и методике эксперимента. В первом параграфе подробно описаны свойства используемого высокоподвижного ДЭГ в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ с малой глубиной залегания d_s . Следующий параграф посвящен сравнению различных литографических методик, а также приведены изображения исследуемых структур. С целью подчеркнуть важность малой глубины залегания ДЭГ, в

параграфе №3 приведен трехмерный расчет электростатического потенциала одной ячейки сверхрешетки антиточек для двух значений глубины залегания d_S : 25 нм и 100 нм. Заканчивает главу описание экспериментальной установки и тонкостей измерения магнитосопротивления при низких температурах.

Третья глава диссертационной работы посвящена обсуждению экспериментальных результатов, полученных в одномерных структурах: адиабатической и неадиабатической квантовых проволоках, а также в кольцевом интерферометре сверхмалых размеров ($r = 60 - 75$ нм). В неадиабатической проволоке обнаружено подавление квантования кондактанса. Вместо него обнаружены ярко выраженные интерференционные эффекты. Для их анализа был применен автокорреляционный и Фурье-анализ. В кольцевом интерферометре были обнаружены сверхвысокие h/ne -осцилляции, с номерами n до 40-45. Для анализа этих осцилляций также использовалось преобразование Фурье.

В четвертой главе представлены результаты транспортных измерений в ДЭГ с сверхрешетками антиточек с периодами 180 нм и 80 нм. Обнаружен целый ряд новых особенностей в поведении магнитосопротивления, как в квазиклассических условиях, так и в режиме квантующих магнитных полей, что доказывает значимость резкости границы ДЭГ-антиточка. Из впервые обнаруженных особенностей стоит перечислить следующие: 1) Аномальный квазиклассический пик магнитосопротивления, обусловленный эффектами немонотонного рассеяния. 2) В поведении осцилляций Шубникова-де Газа обнаружен необычный переход от аномального периода, постоянного по магнитному полю, к нормальному - постоянному по обратному магнитному полю. Также наблюдался эффект возгорания и подавления осцилляций,

вызванный трансформацией короткодействующего и дальнедействующего рассеивающих потенциалов в решетке при изменении концентрации двумерных электронов.

В заключении приведены основные результаты и выводы работы.

1.2 Двумерный электронный газ в гетеропереходе *AlGaAs/GaAs*

1.2.1 Гетеропереход *AlGaAs/GaAs* как удобный полигон для изготовления наноструктур

Двумерный электронный газ (ДЭГ) в легированном гетеропереходе *AlGaAs/GaAs* является ключевым для всего транспорта в системах пониженной размерности. Практически идеальное качество кристаллических решеток в гетероструктурах типа $A^{III}B^V$, а также возможность пространственного разделения электронного газа и поставщиков электронов (положительно заряженных примесей) за счет модулированного легирования позволяют достичь наиболее высоких величин электронной подвижности в твердых телах. Развитые технологии модификации поверхности делают возможным создание наноструктур практически любой сложности.

Проводимость любого ДЭГ относится к числу его важнейших характеристик. “Классический” ДЭГ в гетеропереходе *AlGaAs/GaAs* имеет толщину слоя широкозонного диэлектрика *AlGaAs* 50 нм и более [4, 2, 3]. В таком гетеропереходе двумерный электронный газ располагается на значительном расстоянии от поверхности структуры. Концентрация ДЭГ определяется [3, 5] концентрацией легирующих примесей в близлежащем к

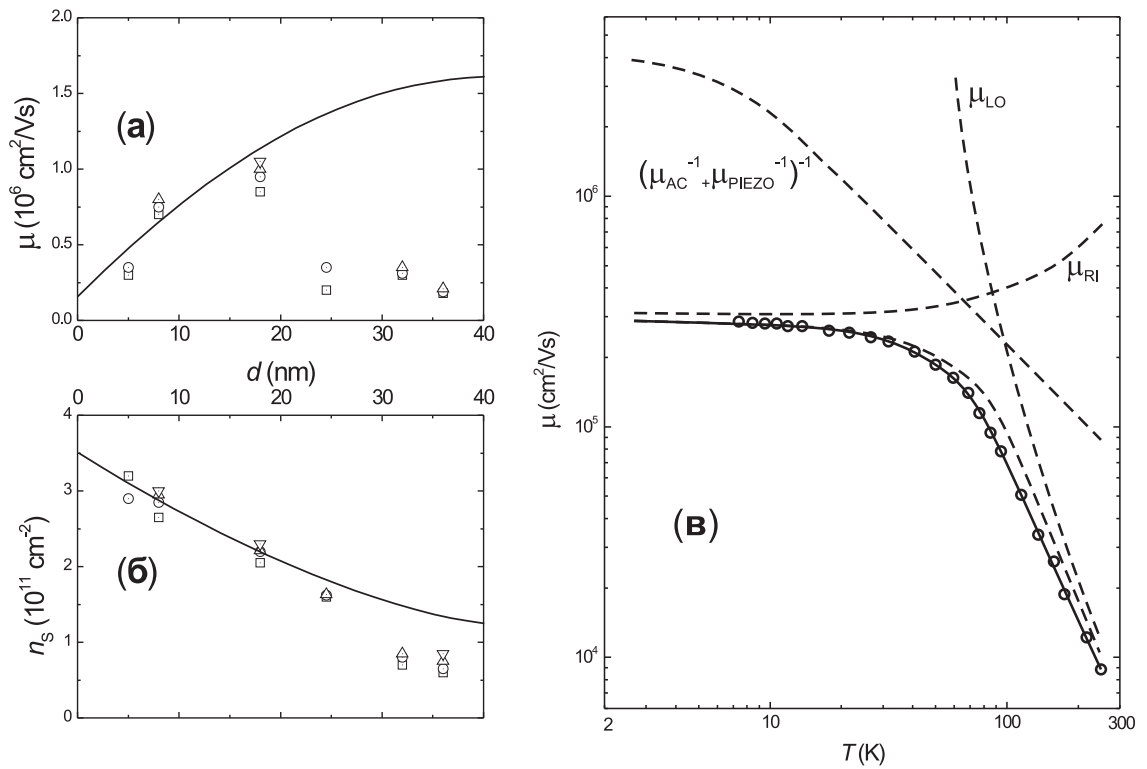


Рис. 1: Зависимость подвижности (а) μ и концентрации (б) n_s двумерного электронного газа в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ от толщины спейсера d . Отдельные точки соответствуют экспериментальным данным, сплошные линии - теоретическим зависимостям. Материалы взяты из работы [2]. (В), зависимость подвижности ДЭГ μ от температуры. Отдельные точки соответствуют экспериментальным данным, пунктирные линии - теоретическим зависимостям. μ_{RI} , μ_{LO} , μ_{AC} и μ_{PIEZO} соответствуют расчетным подвижностям при учете рассеяния только на удаленных заряженных примесях, продольных оптических фононах и акустических фононах через деформационный потенциал и пьезоэлектрическую связь соответственно. Пунктирная линия без подписи соответствует учету всех механизмов рассеяния. Материалы взяты из работы [3]

границе гетероперехода слое. Подвижность ДЭГ при низких температурах определяется как концентрацией этих примесей, так и расстоянием до них от границы гетероперехода (т.н. “спейсером” - нелегированным широкозонным полупроводником-барьером). Увеличение толщины “спейсера” приводит к уменьшению равновесной концентрации ДЭГ и увеличению его подвижности (рис.1,а и б). При увеличении температуры включается механизм рассеяния на фононах: при азотной температуре рассеяние на фононах становится существенным, а при более высокой температуре – доминирующим (рис.1,в).

1.2.2 Уменьшение глубины залегания ДЭГ

За прошедшие десятилетия технология изготовления ДЭГ в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ значительно улучшилась. Так, в недавних работах [6] подвижность ДЭГ при субгелиевых температурах была доведена до внушительных $35 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ (т.е. рост подвижности составил более 10000 раз за 30 лет). Однако, практический интерес представляют рекорды не только такого рода. Уменьшение характерных размеров наноструктур, создаваемых на основе описываемого двумерного газа, а также использование техники атомной силовой микроскопии [7, 8] (АСМ), привело к необходимости создания и изучения свойств такого газа в гетеропереходе с тонкими до 10 - 30 нм слоями $AlGaAs$. С одной стороны, его свойства могут в значительной степени отличаться от таковых для стандартного ДЭГ из-за сильного влияния поверхности как на концентрацию двумерных электронов, так и на их рассеяние. С другой, особый интерес представляют различные эффекты, связанные с экранированием кулоновского взаимодействия двумерных электронов как с заряженными центрами, так и друг с другом

металлическим затвором из-за малого расстояния между этим затвором и ДЭГ.

Численно подвижность ДЭГ определяется [5] формулой

$$\frac{1}{\mu} = \frac{m}{e} \sum N_{d_i} \int f(d_i) d\phi, \quad (1)$$

где суммирование происходит по всем δ -слоям, в каждом из которых концентрация ионизированных примесей равна N_{d_i} , а расстояние от гетероперехода с ДЭГ до слоя равно d_i . В интеграл $\int f(d) d\phi$ входит вероятность электронного рассеяния на соответствующем слое примесей на все возможные углы ϕ с учетом транспортного множителя $1 - \cos(\phi)$ и экранирования рассеивающего потенциала ДЭГ'ом в приближении волновой функции Стерна-Ховарда. Последнее означает, что волновая функция вдоль оси z (перпендикулярно плоскости движения электронов) приближенно считается равной $u(z) = (\frac{1}{2}b^3)^{1/2} z \exp(-\frac{1}{2}bz)$. Интеграл $\int f(d) d\phi$ равен [5]:

$$\int f(d_i) = \frac{m}{e} \frac{m}{2\pi\hbar^3 k_F^3} \left(\frac{e^2}{2\varepsilon_0\varepsilon} \right)^2 \times \\ \times \int_0^{2k_F} \frac{e^{-2qd}}{[q+q_{TF}G(q)]^2} \left(\frac{b}{b+q} \right)^6 \frac{q^2 dq}{\sqrt{1-(q/2k_f)^2}}, \quad (2)$$

где $q = k_F \sin \phi/2$ - разница между волновым вектором электрона до и после рассеяния на угол ϕ , q_{TF} - волновой вектор Томаса-Ферми. В формулу 2 расстояние до δ -слоев примесей входит через множитель e^{-2qd} , поэтому подвижность должна быстро расти при увеличении расстояния от поверхности структуры. С точки зрения наилучшего качества структур, изготавливаемых на основе ДЭГ, выбор его оптимальной глубины залегания определяется некоторым балансом между подвижностью (больше глубина - больше длина свободного пробега l_{tr} ; значение l_{tr} ограничено снизу условием баллистичности, суть которого будет объяснена ниже)

и резкостью получаемого электростатического потенциала (характерный радиус кривизны пропорционален глубине залегания d , как показано в параграфе 2.3).

Одной из главных сложностей при попытках теоретического расчёта оптимальной глубины залегания является несоответствие реальных концентраций и подвижностей расчетным, причем при уменьшении глубины залегания несоответствие растет. Эксперимент показал [A1], что оптимальным является ДЭГ с глубиной залегания $d = 25$ нм, для которого без затвора сперва были получены значения концентрации $n_S = 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижности $\mu = 40 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а затем и доведены [A5] до $n_S = 8.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 265 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, что соответствует транспортным длинам свободного пробега $l_{\text{тр}} = 0.45$ мкм и $l_{\text{тр}} = 3.95$ мкм соответственно. Более подробно образцы будут рассмотрены в параграфе 2.1.

1.3 Квантовые проволоки

1.3.1 Баллистический и квантовый транспорт

Точечным контактом (point contact) или *проволокой* (wire) называется проводящее микросужение в изолирующем слое, расположенном между двумя проводящими областями, например, ДЭГ. Следует отметить, что различие между проволоками и контактами является условным: проволоками называются точечные контакты, для которых выполняется условие $L \gg W$, где L – длина и W – ширина, при этом для проволок остаются применимы многие соображения относительно точечных контактов, поэтому в дальнейшем будем использовать термин контакт как более общий.

При выполнении условия $l_{tr} \gg L, W$ точечный контакт называется баллистическим.

Баллистический электронный транспорт берет свое начало еще с 1965 года, когда Ю. Шарвин использовал [9] два точечных контакта для инжектирования и детектирования электронного пучка в металлах. В этих экспериментах дебройлевская длина волны электрона на уровне Ферми λ_F составляла всего 0.5 нм, что на несколько порядков меньше любых характерных размеров, поэтому квантовыми эффектами можно было пренебречь, однако между контактами электроны двигались по не рассеивающимся траекториям – поэтому транспорт являлся баллистическим. Транспорт можно назвать баллистическим при условии $l_{tr} \gg L, W$, где L и W – характерные длина и ширина структуры. При выполнении этого условия (“условия баллистичности”) движение электронов внутри структуры фактически определяется начальной скоростью и формой ограничивающего электростатического потенциала. Любые неупругие процессы релаксации импульса происходят исключительно в резервуарах с ДЭГ.

В общем случае термин “квантование” употребляется, когда какая-либо величина меняется не плавно, а дискретно, принимая определенный набор значений. В природе нередко встречаются квантованные физические величины, простейший пример – квантование электрического заряда в единицах заряда электрона. Также существуют другие примеры, такие как квантование магнитного потока в сверхпроводящем кольце, квантование вихрей в сверхпроводящем гелии и хорошо известный квантовый эффект Холла (КЭХ).

Квантование *кондуктанса* (полной проводимости) проволоки впервые

было обнаружено в 1988 в университете Филлипс и Дельфт и почти одновременно в Англии в Кембридже [10, 11]. Квантовые контакты были изготовлены по технологии “расщепленного затвора” (впервые эта технология была представлена в 86 году [12]) на основе ДЭГ в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$. Границы точечного контакта образовывались электростатически при подаче отрицательного потенциала на затвор специальной формы (“расщепленного”, см. вставку к рис.2). Отрицательное напряжение “выдавливало” электроны, и при напряжении меньше порогового $V_g^{threshold}$ под затвором образовывались изолирующие области. За счет краевых эффектов области обеднения образовывались не только непосредственно под затвором, но и на некотором латеральном удалении от него. Изменение затворного напряжения приводило к изменению размера областей обеднения и, как следствие, эффективной ширины точечного контакта.

Экспериментальные данные (рис.2) ясно продемонстрировали квантование: зависимость кондактанса от затворного напряжения, вместо ожидаемой монотонной кривой, представляла собой набор ступеней. После вычета фонового сопротивления близлежащего ДЭГ стало видно, что ступени расположены на равном расстоянии друг от друга, и высота каждой ступени оказалась близкой к значению $2e^2/h$, что отвечает сопротивлению 12906 Ом. Квантование оказалось не таким точным (точность порядка 1%), как в КЭХ, но, также как и в КЭХ, при выполнении ряда условий (достаточно низкой температуры, высокой длины свободного пробега и длины фазовой когерентности) наблюдалось независимо от остальных свойств образца.

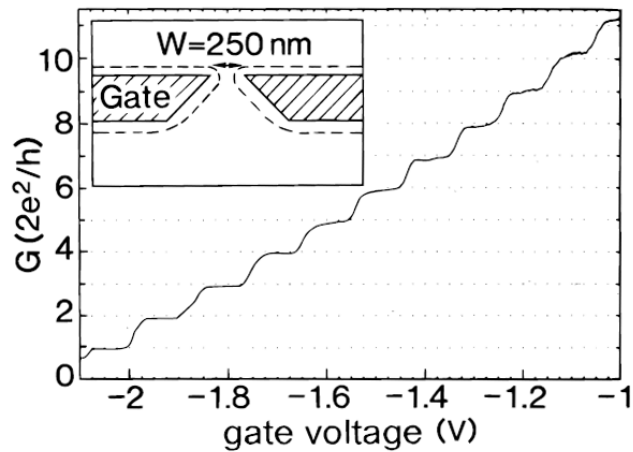


Рис. 2: Зависимость кондактанса квантового точечного контакта от затворного напряжения, полученная по двухточечной схеме и после вычитания фонового сопротивления ДЭГ. В левом верхнем углу схематично изображен исследуемый точечный контакт. Из работы [10].

1.3.2 Причины квантования кондактанса. Модель электронного волновода

Квантовый точечный контакт является представителем более широкого класса объектов - баллистических многоконтактных открытых одномерных и квазиодномерных проводников, транспорт в которых описывается с помощью модели Ландауэра-Бюттикера [13, 14, 15, 16]. К объектам этого типа относятся не только квантовые точечные контакты, но и более сложные объекты (например, кольцевые интерферометры), а в общем случае проводник имеет произвольную форму и количество контактов (рис.4). Эта модель применима, если характерные размеры проводника сравнимы с длиной волны электрона на уровне Ферми $W \sim \lambda_F$, поскольку при выполнении этого условия в проводнике наблюдается образование одномерных электронных подзон.

Наиболее простая и интуитивно понятная интерпретация этой модели состоит в том, что проводник (или квантовая проволока в нашем случае) рассматривается как многомодовый волновод. Моды соответствуют одномерным электронным подзонам, число которых приближенно равно $N \approx 2 \times W/\lambda_F$ (рис.3).

Рассмотрим протекание тока через баллистический контакт при нулевой температуре (вернее, достаточно низкой, чтобы можно было пренебречь размытием распределения Ферми-Дирака 1D-подзон). При этом считается, что $(L_\phi, l_{tr}) \gg (W, L) \gtrsim \lambda$. Приложим небольшое напряжение V между областями ДЭГ слева и справа от контакта (рис.3,а), этому будет соответствовать некоторая избыточная концентрация электронов δn в левом резервуаре с ДЭГ по сравнению с правым.

Внутри точечного контакта движение вдоль оси y является квантованным, а свободным остается лишь движение вдоль оси x . В контакте образуются одномерные подзоны, каждую из которых можно охарактеризовать своим законом дисперсии:

$$E_n(k) = E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (3)$$

где k – волновой вектор, направленный по оси x (вдоль точечного контакта), а E_n – дно n -ой подзоны. В модели ограничивающего электростатического потенциала с вертикальными стенками (которую, очевидно, можно использовать лишь для грубых оценок из-за экранирования электростатического потенциала электронами; реальный профиль потенциала вдоль оси y ближе к параболе, чем к плоскому дну и вертикальным стенкам [18]) волновой вектор пробегает значения $k_y^n = \pi n/W_{\min}$ (что соответствует горизонтальным линиям на рис.3,б),

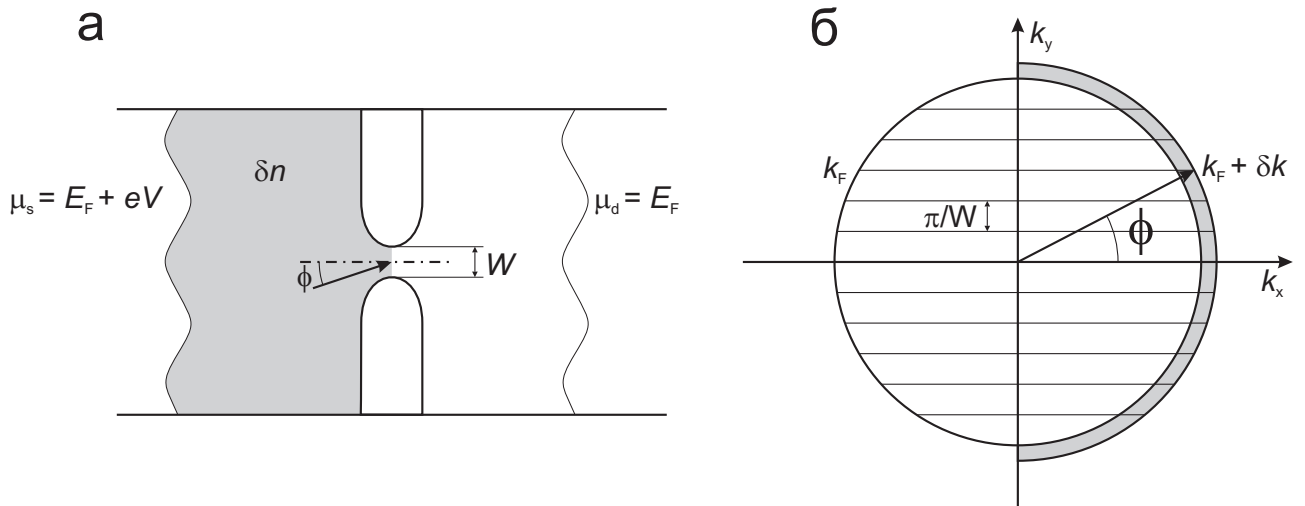


Рис. 3: Протекание тока через точечный контакт **(а)**. Химический потенциал в левом резервуаре электронов на eV больше за счет приложенного напряжения, поэтому электроны в этом резервуаре имеют бóльшую концентрацию и энергию, чем в левом. Диаграмма в k -пространстве для электронов в области точечного контакта **(б)** показывает, что за счет разницы химического потенциала между резервуарами возникает uncompensated ток вдоль оси x (обозначено серым цветом). Движение вдоль оси y является ограниченным и в случае квантового точечного контакта волновой вектор k_y пробегает конечный набор значений, образуются одномерные подзоны. Адаптировано из работы [17].

а дно n -ой подзоны определяется выражением $E_n = (\pi\hbar n)^2/2m^*W_{\min}^2$, где W_{\min} – минимальная ширина контакта.

В каждой подзоне электронные состояния с $k_x > 0$ (электронов, движущихся направо) будут заполнены до энергии $E_F + \delta\mu$, в отличие от электронных состояний с $k_x < 0$ (движущихся налево), заполненных только до энергии E_F . Поскольку электронные состояния, расположенные ниже уровня Ферми являются полностью заполненными, то они не дают вклад в суммарный ток. Вклад будут давать лишь электроны в малом энергетическом промежутке $\delta\mu \ll E_F$. Ток, протекающий через каждую из подзон пропорционален произведению групповой скорости v_n и плотности состояний ρ_n в каждой $1D$ -подзоне и равен $I_n = e \cdot \delta\mu \cdot \rho_n \cdot v_n$. Групповая скорость определяется выражением $v_n = dE_n(k)/\hbar dk$, а плотность состояний (для одного направления движения, учитывая вырождение по спину) равна $\rho_n = (\pi dE_n(k)/dk)^{-1}$. Поэтому произведение ρ_n и v_n не будет зависеть от энергии и номера подзоны. Проводимость каждой подзоны будет равна $2e^2/h$, а полная проводимость будет определяться количеством подзон, расположенных ниже энергии Ферми E_F .

Таким образом, экспериментальные данные на рис.2 свидетельствуют об уменьшении ширины квантового точечного контакта W и последовательном уменьшении количества заполненных одномерных подзон с энергией $E_n < E_F$ внутри него при увеличении по модулю отрицательного затворного напряжения V_g .

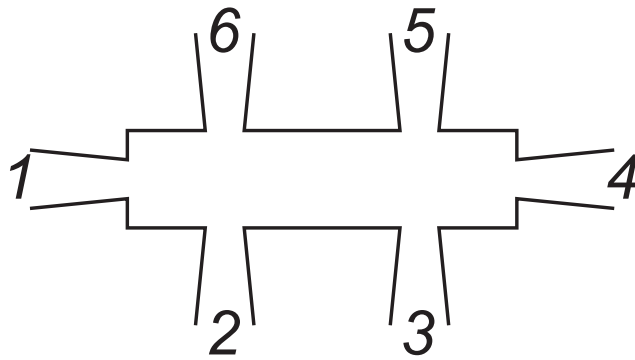


Рис. 4: Проводник с несколькими контактами, в которые может втекать и из которых может вытекать электрический ток. Из работы [16].

1.3.3 Одномерная модель Бюттикера-Ландауэра

В простейшей интерпретации, представленной в предыдущем параграфе, не учитываются факторы, приводящие к разрушению квантованных плато кондактанса: межподзонного и внутризонного обратного рассеяния, а также температурного размытия. Эти факторы легко учесть, введя их в модель Ландауэра-Бюттикера в общем виде. Рассмотрим проводник произвольной формы, изображенный на рис.4. Каждый из i контактов этого проводника подсоединен к макроскопическому резервуару с электронами. I -й резервуар имеет химический потенциал μ_i и к нему в свою очередь могут подключаться внешние источники тока и вольтметры. Вольтметр с бесконечным сопротивлением, подключенный к двум различным макроскопическим контактам, будет показывать разницу электрохимических потенциалов μ_i этих контактов.

Определим ток I_{kl} , как втекающий в образец через контакт k и вытекающий из него через контакт l . Поскольку внутри проводника происходит только упругое рассеяние и любые неупругие процессы внутри

него запрещены, то на выходе из проводника электрон сохраняет свою энергию, и именно поэтому электронный транспорт внутри проводника можно рассматривать как распространение электронных волн по волноводу: электронная волна из контакта i может перейти в другие контакты $i \neq j$, а также отразиться обратно в i -й контакт. Амплитуды вероятности этих событий называются коэффициентами прохождения и отражения. Впервые подход, рассматривающий электронный транспорт в рамках коэффициентов прохождения и отражения, был предложен Ландауэром [13] в 1957 году и затем более подробно им же в 1970 [14], однако полученная в этих работах формула $G = e^2/h * t/(1 - t)$ (где t - вероятность прохождения электронной волны точечного контакта без рассеяния назад) демонстрировала расходимость при $t \rightarrow 1$, что соответствовало нулевому сопротивлению микроконтакта и противоречило здравому смыслу с экспериментальными данными. Противоречие было снято Имри [19], который показал важность учета приконтактных областей, где происходит переход от одномерного движения к двумерному и сопротивление которых имеет порядок $h/4e^2$. Окончательно Имри, Ландауэром и Бюттикером была разработана теория и получена общая формула для сопротивления в 1985 году [20, 21]. В дальнейшем была уточнена роль контактов и резервуаров с ДЭГ. Даже если полный ток через контакт равен нулю (контакт “висит в воздухе”), подключенный к нему ДЭГ все равно служит источником сбоев фазы и резервуаром для возможной диссипации энергии [22, 23]. Таким образом, сопротивление проводника в любой конфигурации контактов определяется всеми контактами, включая свободные.

Применительно к квантовым точечным контактам (одномерный

проводник с двумя контактами) теория дает значение кондактанса, при нулевой температуре равное:

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_n t_n, \quad (4)$$

где t_n - числа, расположенные между 0 и 1 и соответствующие вероятности перехода электрона от входа проволоки к ее выходу с другой стороны для каждой из N заполненных подзон ($n \leq N$). В случае идеального точечного контакта, в котором любое обратное рассеяние подавлено, все числа $t_n = 1$.

1.3.4 Причины разрушения квантования.

В реальной квантовой проволоке ступени кондактанса имеют конечный наклон, также могут размываться. Первой причиной, приводящей к неидеальности плато кондактанса, является температурное уширение распределения Ферми-Дирака. Если кондактанс точечного контакта при нулевой температуре равен $G(E_F, 0)$, то при температуре T он составит:

$$G(E_F, T) = \int_0^\infty G(E, 0) \frac{df}{dE_F} dE = \frac{2e^2}{h} \sum_{n=1}^\infty f(E_n - E_F), \quad (5)$$

где E_n соответствует дну n -ой 1D-подзоны. Размытие функции df/dE_F происходит в диапазоне порядка $4k_B T$, поэтому ступени квантования должны исчезнуть при температурах $T \gtrsim \Delta E/4k_B \sim 4$ К, что подтверждается экспериментами [17], стр.27. При температурах меньше 1 К тепловое размытие становится практически несущественным.

Следующим фактором, приводящим к разрушению квантования кондактанса, является *неадиабатичность* точечного контакта. Адиабатичность в общем случае определяется плавностью перехода от

микроскопических контактов проводника к макроскопическим областям с ДЭГ, служащих источником падающих и уходящих электронных волн. Плавность расширения играет существенную роль, так как только в этом случае полный электронный гамильтониан можно адиабатически разделить на части, ответственные за движение вдоль (ось x) и поперек (ось y) контакта. Поэтому в плавно расширяющемся контакте при малых x (т.е. при которых ширина контакта изменяется незначительно по сравнению с дебройлевской длиной волны λ_F) электронная волновая функция имеет вид:

$$\psi_{n,\pm k}(x, y) = e^{\pm ikx} f_{n,\pm k}(y) \quad (6)$$

Множитель $e^{\pm ikx}$ отвечает движению падающей или уходящей волны, а $f(y)$ - форме волновой функции в поперечном направлении. В случае адиабатического согласования проводника и областей с ДЭГ рассеяние назад является подавленным.

Вопрос адиабатичности квантовых точечных контактов теоретически рассматривался в работах [24, 25, 18]. В этих работах было показано, что решающую роль в возможности наблюдения эффекта играет плавность изменения поперечного размера сужения. При этом существование универсальных ступеней квантования не требует наличия резко ограниченной области с хорошо определенными уровнями поперечного квантования (т.е. длинной проволоки). Напротив, в контактах с резкой геометрией из-за сильного рассогласования области сужения и двумерного слоя квантовые изменения проводимости G проявляются в виде “всплесков”, отвечающих резонансному прохождению и отражению электронов. Последний случай численно и аналитически рассматривался в теоретических работах [26, 27, 18]. Интерференционная картина этих резонансов не

универсальна и зависит от апертурного отражения электронных волн (рис.5).

Результат этих работ можно обобщить следующим образом. Существует критерий адиабатичности, который накладывает ограничение на скорость изменения ширины контакта: $dW(x)/dx \lesssim 1/N(x)$, где $N(x) \approx k_F W(x)/\pi$ - локальное количество подзон. Также можно выразить этот критерий так, что ширина проволоки должна меняться незначительно на дистанции порядка длины волны на уровне Ферми. Для точечных контактов с нарушением условия адиабатичности существует оптимальная температура (составляющая порядка 0.5 К для реальных QPC), при которой плато наиболее хорошо выражены. Выше этой температуры начинается тепловое размытие плато, ниже - на плато начинают накладываться интерференционные резонансы, картина которых не универсальна и зависит от апертурного отражения электронных волн. Также было предсказано, что для неадиабатических проволок существует оптимальное соотношение длины и ширины точечного контакта $L \sim 0.4W$, при котором возникают наилучшие условия для наблюдения плато. При меньшей длине проволоки квантование контактанса размывается надбарьерным туннелированием, действующим аналогично высокой температуре. При большей длине увеличивается вклад резонансов.

Эксперимент показал существование низкотемпературных интерференционных резонансов как в проволоках с шириной $W \sim L$ [28], так и в случае длинной проволоки [29]. В этих экспериментах невозможно было прямо различить интерференцию на входе и выходе из проволоки (истинной интерференции Фабри-Перо) от неуправляемой интерференции

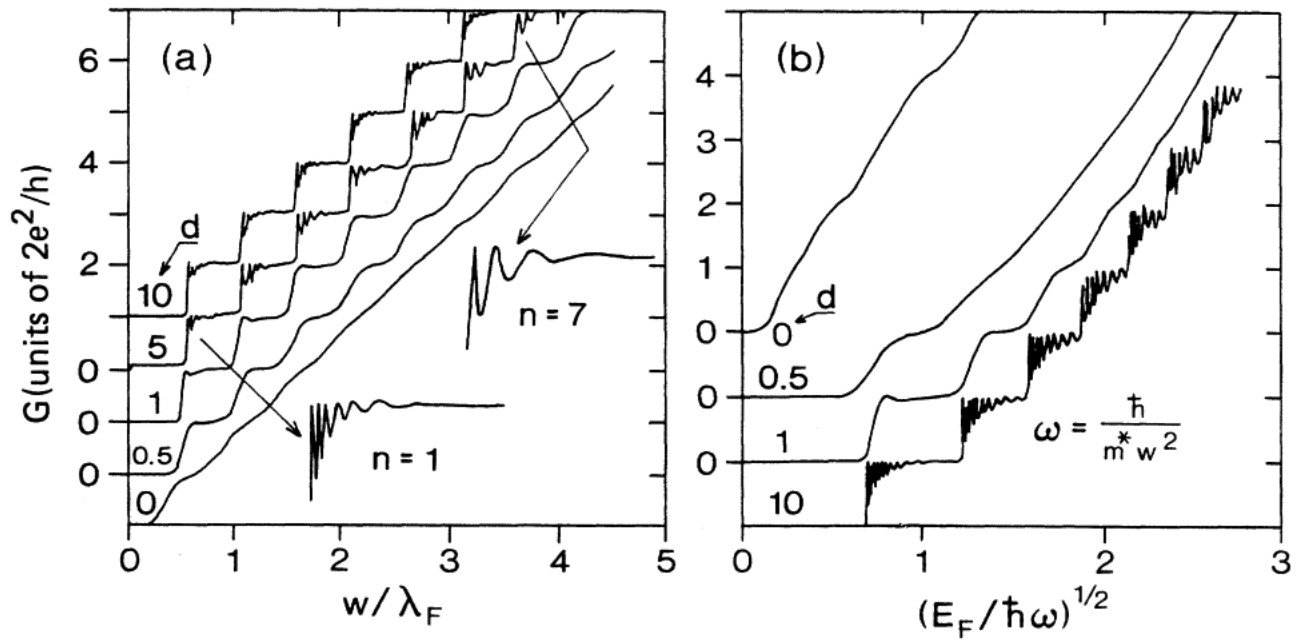


Рис. 5: Расчетный кондактанс G квантового точечного контакта при нулевой температуре для различных длин d (в единицах длины волны электрона λ_F на уровне Ферми) в различных приближениях: в приближении бесконечных вертикальных стенок (a) и в приближении параболического ограничивающего потенциала (b). Из работы [18].

на случайных примесях, проявляющейся схожим образом. Однако стоит предполагать, что в этих экспериментах интерференция возникала именно за счет рассеяния на примесях, поскольку точечные контакты в этих работах были изготовлены на основе ДЭГ с большой глубиной залегания, обладали плавными границами и удовлетворяли критерию адиабатичности. Стоит также отметить, что в длинной проволоке квантование кондактанса отсутствовало, что связано, по-видимому, с ухудшением экранирования потенциала примесей внутри проволоки одномерными электронами, увеличенной вероятностью рассеяния и, как следствие, нарушением условия баллистичности $l_{tr} \gg L$.

Таким образом, возникла интересная ситуация, когда достаточно простой теории (интерференции Фабри-Перо на входе и выходе из проволоки) нельзя было сопоставить соответствующих экспериментальных данных, поскольку удовлетворить критерий адиабатичности оказалось проще, чем его нарушить. Чтобы реализовать неадиабатическую проволоку необходимо существенно понизить глубину залегания ДЭГ, чему и посвящена первая глава экспериментальной части данной диссертационной работы.

1.4 Кольцевые интерферометры

Твердотельными интерферометрами типа Ааронова-Бома называются двукратно связанные проводники, простейшими из которых является цилиндр или кольцо с двумя диаметрально разнесенными контактами (рис.6). Интерферометр должен иметь достаточно малый размер, для того, чтобы электронные состояния не перемешивались неупругим рассеянием при движении по одному из плеч интерферометра.

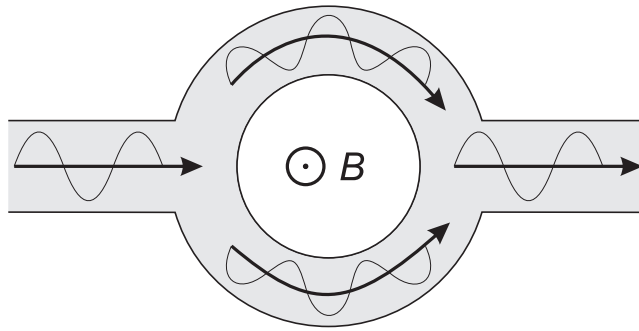


Рис. 6: Схематичное изображение электронного интерферометра Ааронова-Бома, серым цветом выделен проводящий канал: в первой точке ветвления электронная волна когерентно разделяется на две волны, каждая из которых независимо движется по своему плечу интерферометра, и суммируется во второй точке ветвления. Магнитное поле, пронизывающее центральную часть, служит для изменения разницы набега фаз двух волн при движении по плечам интерферометра.

Эффект Ааронова-Бома - квантовомеханический эффект, характеризующий влияние внешнего электромагнитного поля, сосредоточенного в области, недоступной для заряженной частицы, на ее квантовое состояние. Впервые на возможность такого эффекта указали У. Эренберг и Р. Э. Сайди в 1949. Независимо подробное теоретическое изучение эффекта проведено в 1959 Я. Аароновым и Д. Бомом [30], отметившими его тесную связь с фундаментальными положениями квантовой теории. В этой работе было показано, что измеряемые кинетические коэффициенты двукратно связанного проводника должны осциллировать в зависимости от пронизывающего его магнитного потока. Период осцилляций Ааронова-Бома имеет значение h/e , и это число в настоящее время принято называть квантом магнитного потока. В эффекте

Ааронова-Бома демонстрируется главенство вектор-потенциала \vec{A} над магнитным полем \vec{B} : в отличие от представлений классической механики, квантовомеханические частицы должны чувствовать пронизывающее проводник магнитное поле даже в том случае, если сами находятся в областях со строго нулевым магнитным полем. Поэтому проверка этого эффекта представляла собой особенный интерес для экспериментальной физики.

Первые эксперименты, сделанные в кольцах из сверхпроводящего материала, [31] обнаружили осцилляции с вдвое меньшим периодом, равным $h/2e$. Теоретически было показано [32], что вдвое меньшее значение кванта обусловлено образованием куперовских пар с удвоенным эффективным зарядом электрона, а сами осцилляции связаны с чувствительностью волновых функций и энергий к пронизывающему образец потоку. В других экспериментах [33] была продемонстрирована чувствительность к нему и температуры сверхпроводящего перехода, а после изобретения СКВИДов [34] была продемонстрирована зависимость осцилляций критического тока в сверхпроводящем состоянии с периодом $h/2e$.

Несмотря на все достижения в изучении сверхпроводящих колец, убедительные демонстрации эффекта АБ в нормальных металлах отсутствовали. Первой причиной, приводящей к сложностям в наблюдении осцилляций АБ, является “многомодовость” существующих интерферометров. Металлический цилиндр можно представить в виде множества независимых параллельно включенных одномерных колец, каждое из которых пронизывает одинаковый магнитный поток. Сопротивление каждого из этих колец должно осциллировать с периодом

\hbar/e , однако из-за неидеальности реального электростатического потенциала, каждое из колец будет иметь свою случайную фазу осцилляций в пределах от 0 до 2π . В результате осцилляции должны ослабляться пропорционально $1/\sqrt{N}$, где N - количество колец. В макроскопических металлических цилиндрах количество одномерных мод очень велико, поэтому эффект АБ значительно ослаблялся. Другим фактором, как казалось, затрудняющим наблюдение осцилляций, являлся беспорядок и невыполнение условия $l_{tr} > \pi d/2$, где d -характерный диаметр, хотя в дальнейшем было показано что это условие не является обязательным, а необходима лишь достаточная длина фазовой когерентности l_ϕ .

Дело сдвинулось с мертвой точки после выхода работы Альтшуллера, Аронова и Спивака [35], в которой предсказывалось, что в цилиндрических образцах даже из грязных (т.е. в которых условие $l_{tr} > \pi d/2$ не выполняется или выполняется условно) металлов должны наблюдаться $\hbar/2e$ -осцилляции, возникающие за счет интерференции самопересекающихся траекторий. Эти осцилляции с вдвое меньшим периодом представляют собой аналог слабой локализации в обычных 2D системах, но с учетом “цилиндричности” поверхности. В отличие от осцилляций Ааронова-Бома, осцилляций $\hbar/2e$ не “усреднялись” в макроскопических цилиндрах, так как осцилляции сопротивления этого типа всегда имеют максимум в нулевом магнитном поле, т.е. нулевую фазу. Поэтому даже в случае “многомодовых” цилиндров можно было реализовать условия для наблюдений осцилляций этого типа. Вскоре вышла и экспериментальная работа [36], подтверждающая предсказанный эффект.

Последним шагом к обнаружению \hbar/e -осцилляций в нормальных

металлах послужили теоретические работы [37, 38], в которых рассматривались узкие кольца, плечи которых можно рассматривать как одномерные каналы с небольшим количеством заполненных 1D-подзон. Было показано, что нормальные h/e -осцилляции должны наблюдаться в таких кольцах даже в случае невыполнения условия $l_{tr} > \pi d/2$, а необходимым условием является лишь достаточная длина фазовой когерентности ($l_\phi > \pi d/2$), которую можно получить больше характерных размеров кольца при достаточном охлаждении образца. В результате в 1985 году удалось [39] обнаружить осцилляции сопротивления требуемого типа с амплитудой 0.1% в кольце из золота субмикронного диаметра. В дальнейших экспериментах [40, 41] удалось обнаружить увеличить амплитуду h/e -осцилляций сопротивления до 20% в кольцах, изготовленных на основе гетероперехода $AlGaAs/GaAs$ с высокоподвижным ДЭГ.

Очевидно, что изготовление колец на основе ДЭГ является более перспективным, чем на основе металлических пленок, поскольку позволяет создавать кольца с меньшим количеством подзон и большей длиной свободного пробега. Именно увеличение соотношения длины свободного пробега к диаметру колец позволило существенно увеличить амплитуду наблюдаемых осцилляций и обнаружить более тонкие эффекты, например, корреляции амплитуды АБ-осцилляций и заполнения подзон. В общем случае экспериментальная зависимость сопротивления от магнитного поля представляет собой набор квазипериодических осцилляций (рис.7,b), “упорядоченность” (выраженность определенной частоты) которых произвольно зависит от состояния образца. Однако в работе [42] было продемонстрировано, что осцилляции “упорядочиваются” (рис.7,a) при тех

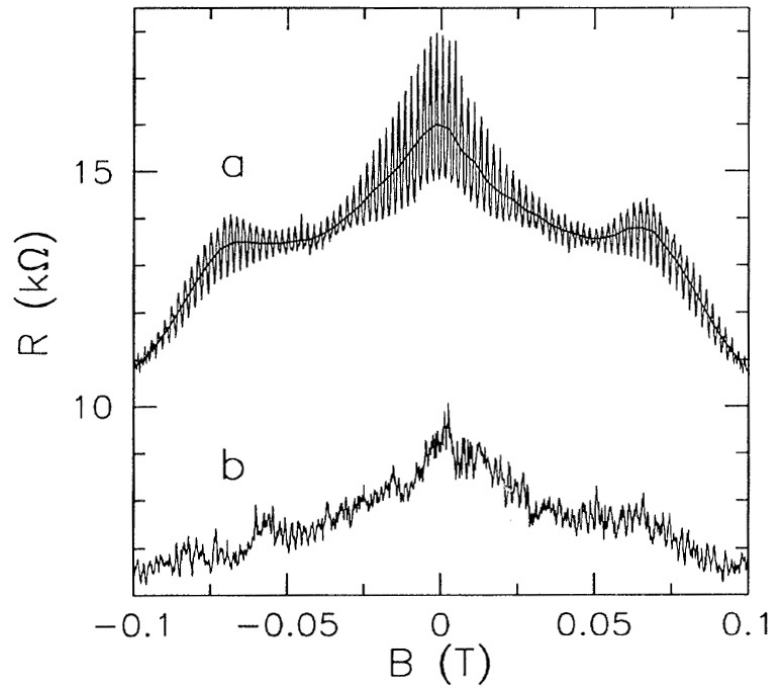


Рис. 7: Зависимость от магнитного поля сопротивления баллистического интерферометра с диаметром $d \approx 1.6 \mu\text{m}$, изготовленного на основе гетероперехода $AlGaAs/GaAs$, для двух значений затворного напряжения: 0.15 В (**a**) и 0.24 В (**b**). Наблюдается существенная разница в поведении осцилляций, обусловленная целым (**a**) и дробным (**b**) числом заполненных 1D-подзон. Из работы [42].

состояниях образца, когда заполнено целое количество 1D-подзон в кольце, что соответствует плато на зависимости сопротивления от затворного напряжения в нулевом магнитном поле. Также увеличение качества исследуемых образцов позволило обнаружить и проанализировать биения осцилляций сопротивления в зависимости от магнитного поля (рис.7,а) [42, 43], которые объяснялись конечной (ненулевой) толщиной колец. Соответственно при движении вдоль внутренней и вдоль внешней границ кольца набег фазы будет различным. Учет конечной толщины приводит к отличающимся на несколько % периодам осцилляций АБ, которые при суммировании вызывают биения. В вышедшей вскоре теоретической работе [44] была построена модель и рассчитан электронный спектр для кольца произвольной толщины. Эта модель объясняла возникновение биений даже при одной заполненной подзоне. Согласно этой модели, в магнитном поле образуются неэквивалентные краевые состояния, движущиеся вдоль внутренней и внешней сторон кольца и имеющие отличающийся период АБ-осцилляций.

Вышеупомянутая модель Тана и Инксона [44] рассматривает кольцо без учета роли подводящих контактов, однако, как было показано в дальнейших исследованиях колец меньшего диаметра, эти области дают существенный вклад в кондактанс интерферометров. В кольце диаметром 260 нм [45] были обнаружены квазипериодические осцилляции сопротивления по затворному напряжению, исчезающие при магнитных полях более 1 Тл, а также гигантское отрицательное магнитосопротивление в пиках зависимости по затворному напряжению. Наблюдаемый эффект объясняется резонансным обратным рассеянием, возникающим благодаря треугольным

квантовым точкам (ямам), расположенных в областях разветвления кольцевого интерферометра и подавлением этого обратного рассеяния магнитным полем. С помощью компьютерного моделирования [45, 46] было показано, что такие треугольные квантовые ямы являются общим свойством для интерферометров, и роль областей разветвления усиливается при уменьшении размеров интерферометров. Треугольные точки содержат большое количество одночастичных уровней и вызывают дополнительное отражение и даже полное запираение интерферометров. Перестройка этих уровней в магнитном поле и, как следствие, увеличение вероятности перехода электронов из подводящих контактов в плечи интерферометра приводит к возникновению отрицательного магнитосопротивления, и компьютерные расчеты полуколичественно согласуются с экспериментальными данными [45].

Уменьшение размеров электронных интерферометров до величины порядка 100 нм привело к появлению целого ряда новых эффектов, при этом роль неидеальности реального электростатического потенциала становится всё более существенной. В частности, небольшая несимметричность плеч интерферометра приводит к существенному уменьшению амплитуды осцилляций АБ [7], а сильная несимметрия приводит к полному подавлению эффекта АБ. Состояние образца, т.е. реализация случайного электростатического потенциала, также начинает играть важную роль, что проявляется не только в амплитуде осцилляций АБ, но и в их температурной зависимости [47]. Поэтому стоит ожидать, что дальнейшее уменьшение глубины залегания ДЭГ и увеличение резкости границ интерферометра также может привести к новым интригующим эффектам, поискам которых

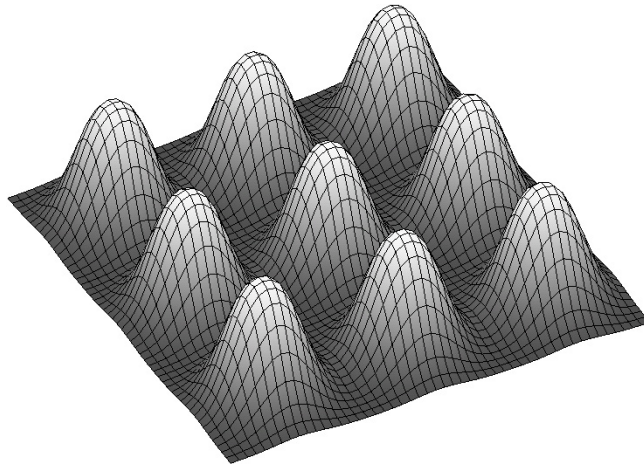


Рис. 8: Пространственно модулированный периодический потенциал. В зависимости от положения уровня Ферми, реализуется различный уровень модуляции концентрации ДЭГ, вплоть до 100% в случае, когда уровень Ферми находится ниже максимумов потенциала (антиточек). При этом в областях повышенного потенциала (“холмах”) концентрация ДЭГ падает до 0.

посвящен параграф 3.2.

1.5 Сверхрешетки антиточек

Транспорт в ДЭГ с пространственно модулированным периодическим потенциалом является объектом неослабевающего внимания уже более 20 лет. Предельными случаями таких систем со стопроцентной модуляцией являются система отдельных точек, вырезанных из плоскости ДЭГ, и система антиточек, в которых концентрация электронов равна нулю (рис.8).

Интерес к созданию и исследованию систем такого типа был связан как с изучением фундаментальной физики, так и с точки зрения инженерного искусства. Частично интерес к фундаментальной физике

обусловлен попытками обнаружения Блоховских электронов. Согласно предсказаниям теоретической физики [48, 49, 50], в периодическом потенциале сверхрешетки вида $U(x, y) = U_1 \cos(2\pi x/a) + U_2 \cos(2\pi y/a)$, должна происходить существенная перестройка электронного спектра в магнитном поле, называемая “бабочкой Хофштадтера” (“Hofstadter butterfly”) по имени автора и по характерному виду спектра. Система должна быть чрезвычайно чувствительной к безразмерному рациональному числу $p/q = abeB/h$, определяющему количество p квантов магнитного потока h/e , приходящегося на q ячеек сверхрешетки с периодами по обеим координатам, равными a и b . В результате каждый из N уровней Ландау расщепляется на p подуровней, отделенных друг от друга узкими щелями. Электроны на этих подуровнях, в зависимости от числа q , дают положительный либо отрицательный вклад в Холловскую проводимость, поэтому перестройка спектра должна проявляться в транспортных экспериментах.

Однако в реальности, из-за малости расстояния между расщепленными уровнями Ландау, наблюдение этих эффектов сопряжено со значительными экспериментальными трудностями. Чрезвычайно малые электрические поля, тем меньшие, чем больше числа p и q , приводят к перемешиванию этих уровней. Кроме этого, важна абсолютная периодичность потенциала, которая, как правило, в реальных образцах не соблюдается. Поэтому экспериментальные подтверждения существования “бабочки Хофштадтера” появились лишь достаточно недавно [51].

Не менее важным, с точки зрения фундаментальной физики, является тот факт, что с помощью двумерной потенциальной сверхрешетки можно реализовать один из бильярдов Синая [52] – системы с динамическим

хаосом, поведение которой выглядит случайным, несмотря на то, что оно определяется детерминистическими законами (движение электронов по заданным траекториям и зеркальное отражение при столкновениях со стенками). Примером такого бильярда служит “хаотический стадион” [53] или решетка связанных электронных бильярдов [54, 55], движение электронов внутри которых происходит по характерным замкнутым траекториям, определяемыми размерами стадиона и магнитным полем.

Сверхрешеточный бильярд состоит из периодически расположенной решетки рассеивателей – антиточек, поэтому для создания такого бильярда необходима 100%-я модуляция потенциала и концентрации ДЭГ, в отличие от “бабочки Хофштадтера”, оптимальные условия для которой состоят в относительно небольшой (менее 10%) модуляции концентрации ДЭГ и плавном потенциале. При этом, поскольку математический бильярд описывается на уровне электронных траекторий, то и наблюдаемые эффекты должны иметь квазиклассическую природу и быть менее чувствительными к неидеальности экспериментальных образцов. Главным условием является лишь достаточная длина свободного пробега, чтобы она значительно превышала период решетки.

Первые экспериментальные сверхрешетки обладали относительно небольшой модуляцией электростатического потенциала [56, 57, 58], поскольку потенциал в этих структурах задавался с помощью модулирующего затвора, расположенного на удалении от ДЭГ. Однако даже в этих условиях были обнаружены характерные особенности в магнитосопротивлении образцов. И в одномерных [56, 58], и в двумерных [58] сверхрешетках в малых магнитных полях ($B < 0.4 \text{ Т}$) на классическое

магнитосопротивление накладывались осцилляции, периодичные в обратном магнитном поле $1/B$. В сильных магнитных полях наблюдался переход к обычным осцилляциям Шубникова-де Гааза, также периодичным в обратном магнитном поле, но имеющим существенно другой период, определяемый концентрацией ДЭГ.

Происхождение особенностей в слабом магнитном поле объясняется соизмеримостью циклотронного радиуса $R_c = \hbar k_F / Be$ и периода сверхрешетки a , а количественно их положение описывается формулой $2 \times R_c = (m + \phi) \times a$, где m - произвольное целое число. Экспериментально наблюдались осцилляции лишь с номерами $m > 4$. Фаза ϕ (в работе [58] равная 0.17 для максимумов сопротивления) определялась, по видимому, плавностью реализованного потенциала. Была предложена модель [59], объясняющая осцилляции в полуклассическом приближении: в потенциале сверхрешетки происходит возмущение уровней Ландау, в первом приближении определяемое движением электрона по циклотронной орбите в потенциале антиточек $\langle V \rangle = \int_0^\theta V(x(\theta), y(\theta)) d\theta$, где $V(x, y) = V_0(\cos 2\pi x/a + \cos 2\pi y/b)$, что полуколичественно объясняло полученные данные.

Вскоре вышли работы, в которых модуляция потенциала составляла 100% [61, 62, 60, 63], а экспериментальные образцы представляли собой квадратные сверхрешетки антиточек. В этих работах впервые были продемонстрированы соизмеримые пики магнитосопротивления (СПМС) (см. рис. 9) и предложены модели, их описывающие. Такие пики являются фундаментальными для ДЭГ в сверхрешетке антиточек, и наблюдались (в особенности главный пик, соответствующий магнитному полю $2 \times R_c = a$, где $R_c = \hbar k_F / Bq$

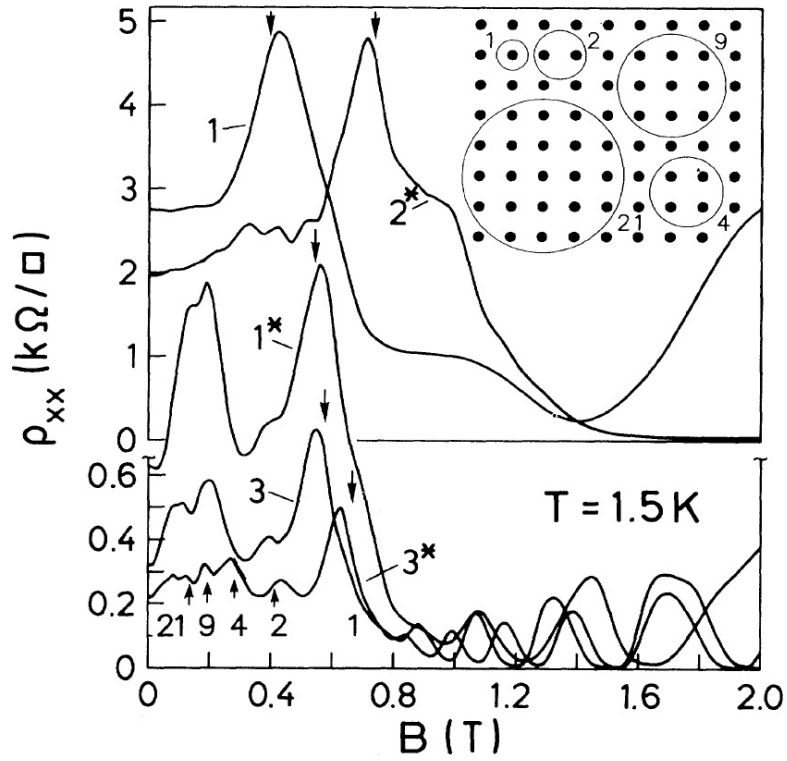


Рис. 9: Магнитосопротивление трех различных квадратных сверхрешеток антиточек (кривые обозначены цифрами) с периодами $a = 300, 200$ и 300 нм соответственно. Звездочками обозначены кривые после подсветки образцов. Цифры со стрелками, указывающие на особенности кривых, соответствуют количеству антиточек, уместяющихся внутри циклотронной орбиты (см. вставку) при данном магнитном поле. Из работы [60].

– циклотронный радиус, а a – период сверхрешетки) не только в ранних работах, но и в более поздних [64, 65, 66, 67]. Было создано несколько моделей, объясняющих возникновение СПМС, но все они основаны, в отличие от [59], на анализе динамики движения электронов по классическим траекториям.

В первой модели СПМС, предложенной в [60], вводится разделение траекторий электронов в магнитном поле на три типа: 1. дрейфующие траектории, не сталкивающиеся с антиточками. Они возникают в классически сильном магнитном поле, при котором циклотронный диаметр становится меньше периода сверхрешетки. Дрейфующие траектории дают такой же вклад в транспорт, как и в отсутствие антиточек. 2. Замкнутые (pinned) траектории, при движении по которым электроны вращаются вокруг одной или нескольких антиточек (см. вставку к рис.9). Наличие антиточек стабилизирует такие орбиты: слабое электрическое поле неспособно их разрушить, поэтому в линейном режиме электроны на траекториях такого типа не дают вклада ни в диагональную σ_{xx} , ни в Холловскую σ_{xy} проводимость. 3. Рассеянные траектории, при движении по которым электрон хаотично сталкивается с антиточками. Траектории такого типа дают вклад в транспорт, аналогичный дрейфующим орбитам, но с учетом эффективно уменьшенной рассеянием на антиточках подвижностью. В зависимости от приложенного магнитного поля количество электронов, движущихся по тем или иным траекториям, в общем количестве становится различным. Количество локализованных траекторий резко увеличивается, если циклотронная орбита описывает целое (1, 2, 4, 9 и т.д.) количество антиточек. Это условие называется условием соизмеримости.

В работах [63, 68] и [69] был проведен численный анализ движения

частиц с точки зрения стохастической динамики. Было показано, что, в магнитном поле в зависимости от соотношения циклотронного радиуса и периода решетки, реализуются принципиально различные фазовые диаграммы: при выполнении любого из условий соизмеримости в хаотическом море образуются островки устойчивости, соответствующие локализованным вокруг антиточки (или антиточек) траекторий, в то время как для “несоизмеримых” магнитных полей происходит эргодизация фазового пространства. Также было продемонстрировано [69] наличие делокализованных “убегающих” траекторий. При движении по этим траекториям электрон движется по полуокружностям, отражаясь через равные промежутки времени от новой антиточки. Траектории такого типа имеют строго выделенные направления (например, $(1,0)$ или $(0,1)$), движению по которым не мешает затенение антиточками из других рядов. В идеальной модели (со строго периодичным потенциалом и в отсутствие фонового рассеяния) наличие таких траекторий приводит к сингулярности и бесконечной проводимости, однако в реальности их вклад в проводимость конечен и не очень велик: количество траекторий такого типа в фазовом пространстве невелико, а бесконечное движение по ним ограничено рассеянием на фоновых примесях.

По мере увеличения качества образцов в транспорте сверхрешеток антиточек также были обнаружены и квантовые особенности. В частности, в 92 году были обнаружены [64] осцилляции сопротивления в слабом магнитном поле. Период осцилляций составлял $(2S/\Phi_0)^{-1}$, где $S = a \times a$ - площадь одной ячейки, а $\Phi_0 = h/e$ - квант магнитного потока. Было предположено, что осцилляции такого типа возникают за счет эффекта

Ааронова-Бома при движении электронов по траекториям, замыкающим удвоенную площадь ячейки сверхрешетки. Однако в дальнейшем с помощью компьютерных расчетов было показано [70], что распределение *самопересекающихся* траекторий по площадям имеет максимум при значениях, кратных площади одной ячейки сверхрешетки антиточек, а не двух. Это означает, что наблюдаемые осцилляции объясняются эффектом слабой локализации на выделенных траекториях, аналогично эффекту Альтшуллера-Аронова-Спивака [35] в цилиндрах и кольцах, что дает требуемый период.

Еще один тип квантовых осцилляций сопротивления был обнаружен в работе [71]. Осцилляции, также как и осцилляции предыдущего типа [64, 70], были периодичными в магнитном поле, однако возникали в области квазиклассического соизмеримого пика магнитосопротивления. Период осцилляций соответствовал пронизыванию магнитным потоком не одной ячейки сверхрешетки, а несколько меньшей площади. Амплитуда этих осцилляций уменьшалась при удалении по магнитному полю от области СПМС как в сторону меньших, так и больших полей, а также при увеличении температуры. Как было предположено в работе [71], так и подтверждено созданной впоследствии теорией [72], эти осцилляции возникают за счет квантования циклотронных орбит. Как известно, транспортный отклик системы (тензор сопротивления и проводимости) чувствителен к плотности состояний на уровне Ферми $\nu(E_F)$. По аналогии с осцилляциями Шубникова-де Гааза, магнитное поле в сверхрешетке антиточек приводит к гофрированию плотности состояний. Однако, в отличие от осцилляций ШдГ, квантование уровней Ландау происходит в присутствии потенциала

сверхрешетки антиточек. В магнитных полях, соответствующих области главного СПМС, выделенными являются локализованные траектории вокруг антиточек. Квантование волновых функций на этих выделенных траекториях приводит, в зависимости от того, целое или полуцелое количество полувольт укладывается по периметру циклотронной орбиты, к изменению вклада локализованных состояний в общую плотность состояний и, как следствие, к осцилляциям сопротивления.

Стоит отметить, что до настоящего времени большинство теоретических моделей рассматривало ДЭГ в решетке антиточек, как систему, в которой двумерный электрон двигался в поле жестких рассеивающих дисков (антиточек), когда потенциала на границе ДЭГ-антиточка являлся идеально резким. С другой стороны практически все эксперименты велись с образцами, в которых указанная граница всегда была плавной из-за краевого эффекта, вызванного большой глубиной залегания ДЭГ (в подтверждение данного факт служит параграф 2.3). Поэтому создание и исследование сверхрешетки антиточек с резкой границей ДЭГ-антиточка представляет особенный интерес.

2 Образцы и методика эксперимента

2.1 Высокоподвижный двумерный электронный газ в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ с малой глубиной залегания

2.1.1 Основные свойства

В качестве основы для изготовления исследованных структур использовался двумерный электронный газ в гетеропереходе $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$, выращенный с помощью технологии МЛЭ. Изначально рассматривались образцы с различной глубиной залегания $d = 15, 25$ и 32.5 нм, но эксперименты показали, что оптимальной является глубина 25 нм. При глубине залегания 15 нм не удается достичь достаточной длины свободного пробега ($l_{tr} < 0.25$ мкм).

Разрез гетероструктуры, используемой для изготовления экспериментальных образцов, схематично изображен на рис.10, а зонная диаграмма 25 нм гетероперехода представлена на рис.12. Технология изготовления образцов состояла в следующем. На подложке из полуизолирующего $GaAs$ выращивался слой слаболегированного ($N_a = 10^{14} \text{ см}^{-3}$) $p-GaAs$. Далее выращивался барьерный слой $Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$ толщиной $12-26$ нм, легированный двумя δ -слоями Si . Фактически, близлежащий к поверхности δ -слой Si служил для экранировки поверхностного заряда, а второй δ -слой служил донором подвижных электронов. Завершал структуры верхний защитный слой $GaAs$.

Далее с помощью фотолитографии и последующего травления шайбы

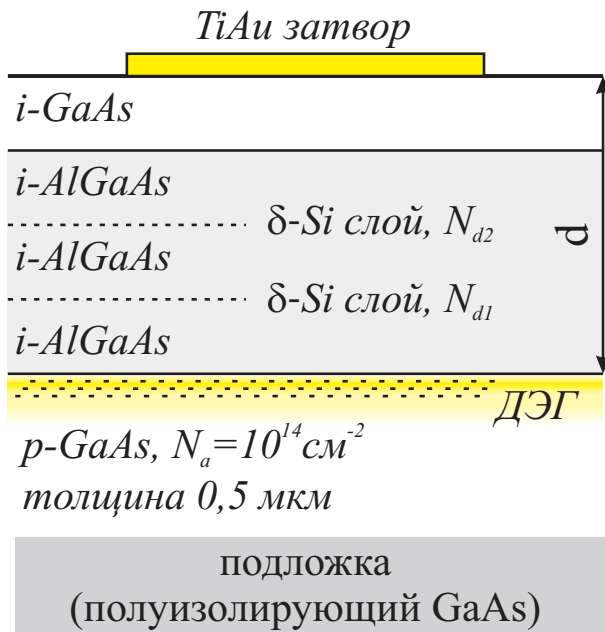


Рис. 10: Гетероструктура образцов, изготовленных методом МЛЭ.

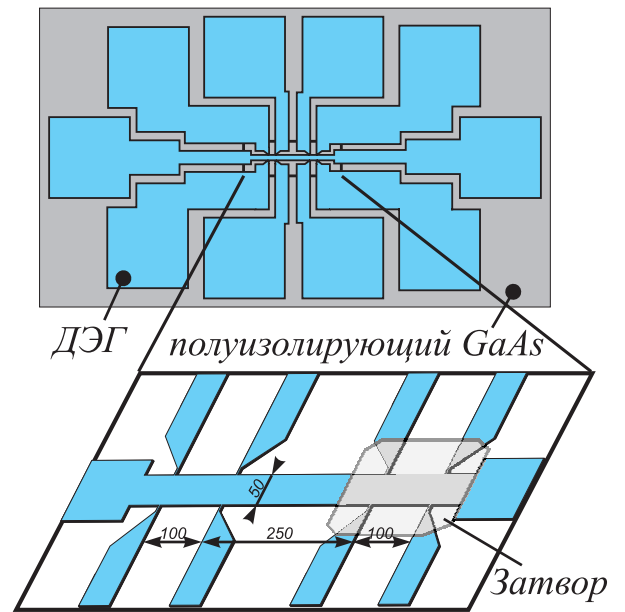


Рис. 11: 10-контактный холловский мостик, одна часть которого покрыта затвором. Размеры мостика указаны в $\mu\text{м}$

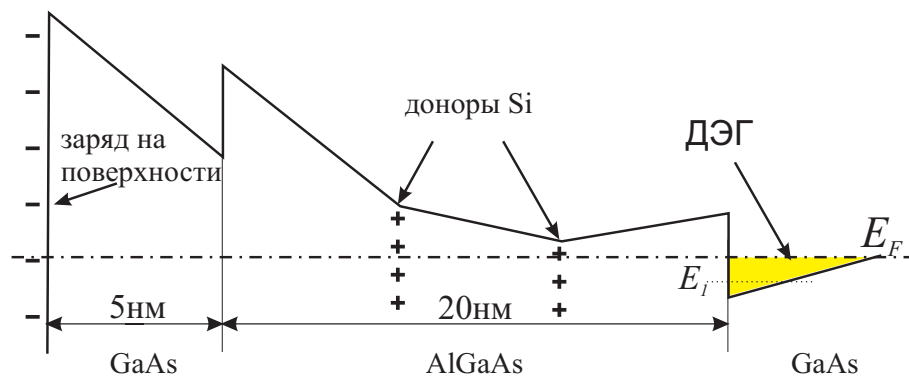


Рис. 12: Зонная диаграмма гетероперехода $AlGaAs/GaAs$ с малой глубиной залегания ДЭГ (25 нм) и двумя δ -слоями кремния.

с гетеропереходом разграничивались на отдельные образцы размерами $\approx 2 \times 3$ мм. На каждом из образцов был реализован 10-контактный холловский мостик, размерами $100 + 250 + 100$ мкм \times 50 мкм (рис.11 и рис.13). На одном из 4-х контактных Холловских мостиков (например, на левом мостике на рис.13,а) изготавливалась исследуемая структура (баллистическая проволока, интерферометр или латеральная сверхрешетка антиточек). При необходимости весь мостик или его часть покрывалась затвором (рис.11).

Измеренные параметры ДЭГ для различных выращенных шайб представлены в табл.1. Стоит отметить довольно существенный разброс основных параметров ДЭГ при неизменном профиле легирования, связанный с несовершенством технологий роста. Для дальнейшего наноструктурирования отбирались шайбы с наиболее высокой подвижностью, достигающей 300 тысячч.

2.1.2 Влияние затвора на параметры ДЭГ с малой глубиной залегания

Проводящий затвор традиционно используется как средство для контролируемого изменения концентрации ДЭГ. Однако напыление верхнего металлического затвора само по себе влияет на свойства ДЭГ, и это влияние тем сильнее, чем меньше глубина залегания ДЭГ. Для наиболее адекватной экспериментальной оценки влияния затвора были изготовлены специальные 10-контактные Холловские мостики, у которых одна часть была покрыта затвором, а другая - оставалась чистой (рис.11). Результаты магнитотранспортных измерений, сделанные на

Таблица 1: Основные транспортные параметры ДЭГ для различных выращенных шайб, а также сравнение свойств ДЭГ для затворной (M) и беззатворной (A) частей

Шайба	$N_s, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$\mu, \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\rho, \text{ Ом}/\square$	$l_{\text{тр}}, \mu\text{м}$	$\sigma_M(V_g = 0)/\sigma_A$	μ_M/μ_A
Образцы с глубиной залегания $d = 15 \text{ нм}$						
1	0.53	4000	3000	0.065	3.9	2.75
2	1	16500	380	0.265	0.96	0.96
3	0.92	16000	425	0.24		
Образцы с глубиной залегания $d = 25 \text{ нм}$						
4	0.51	19000	640	0.22		
5	0.565	33000	335	0.4	0.47	0.54
6	0.5	34000	360	0.38	1.03	1.76
7	1.11	300000	20	5	0.22	0.33
Образцы с глубиной залегания $d = 32.5 \text{ нм}$						
8	0.45	40000	350	0.42		

таких образцах, представлены в последних двух столбцах табл.1. В столбце с заголовком $\sigma_M(V_g = 0)/\sigma_A$ приведено отношение удельной проводимости затворной части при нулевом затворном напряжении к удельной проводимости беззатворной части. В столбце μ_M/μ_A представлено отношение подвижностей ДЭГ этих частей при равной концентрации.

Анализируя представленные данные, можно сделать следующие выводы. Во-первых, затвор влияет и на концентрацию, и на подвижность. Влияние на концентрацию можно объяснить перезарядкой поверхностных состояний при напылении затвора с последующей модификацией зонной диаграммы и изменении равновесной концентрации ДЭГ на значение до $\pm 40\%$ при нулевом затворном напряжении. Эффект изменения концентрации не являлся сколь-либо закономерным и, по-видимому, определяется изменением состояния поверхности. Отрицательная зарядка поверхности приводит к уменьшению концентрации ДЭГ, а положительная - к увеличению.

Во-вторых, перезарядка поверхности приводит также и к перезарядке δ -слоев Si . Очевидно, что для компенсации дополнительного отрицательного заряда на поверхности и сохранения электронейтральности необходимо дополнительно ионизировать часть доноров Si , что приведет к увеличению вероятности рассеяния и уменьшению подвижности. Таким образом, уменьшение равновесной концентрации должно приводить также и к уменьшению подвижности. С другой стороны, подвижные электроны в затворе дополнительно экранируют рассеивающий потенциал примесей и заряда на поверхности, что должно, наоборот, увеличивать подвижность.

Таким образом, даже в случае возникновения дополнительного отрицательного заряда на поверхности структуры при напылении

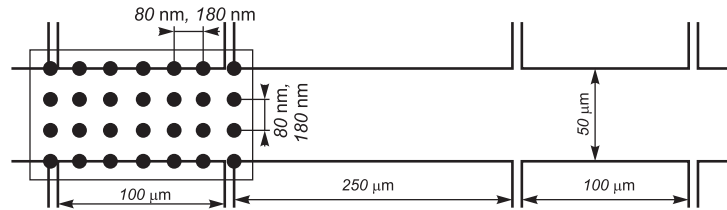
затвора, имеется два противоборствующих механизма, и полное изменение подвижности может быть как в сторону увеличения, так и уменьшения. На основе данных табл.1 можно предположить, что напыление затвора систематически увеличивает подвижность низкоподвижного ДЭГ и уменьшает – высокоподвижного. Однако поведение образцов на основе шайб №5 и №6, несмотря на близкую исходную подвижность и концентрацию, оказалось совершенно различным: после напыления затвора подвижности начинают отличаться в 3-5 раз. По-видимому, влияние перезарядки поверхности и доноров является более существенным, чем экранирование.

В заключение данного параграфа отметим, что наиболее удачная шайба №7 имеет подвижность около $300\,000\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Эта подвижность хоть и падает в 1.5-3 раза после напыления затвора или при изготовлении исследуемых наноструктур, но все же транспортная длина свободного пробега остается превышающей 1 мкм, что более чем достаточно для обеспечения баллистического режима проводимости во всех исследуемых объектах.

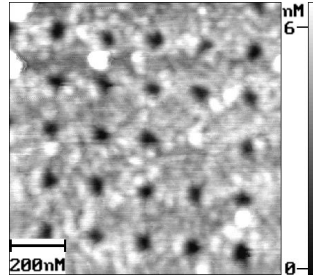
2.2 Технологии модификации поверхности

Традиционно для изготовления наноструктур на основе гетероперехода AlGaAs/GaAs используется несколько технологий, каждая из которых имеет свои недостатки и преимущества.

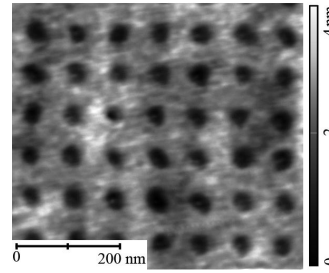
Технология расщепленного затвора (split-gate) впервые была предложена в работе [12] и часто применяется для изготовления квантовых проволок [10, 11] и интерферометров [40]. По этой технологии на поверхность структуры наносятся затворы заданной формы (например, на рис.2 затворы



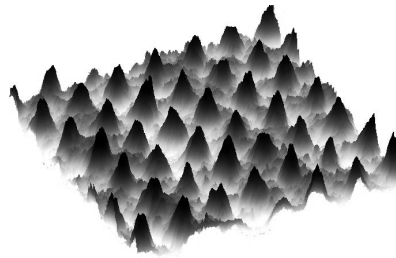
(а) Холловский мостик со сверхрешеткой антиточек



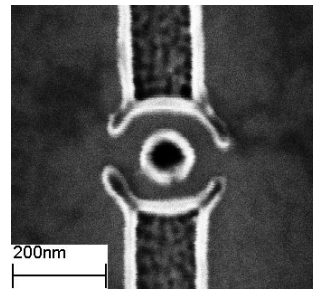
(б) Сверхрешетка антиточек с периодом 180 нм (АСМ-изображение)



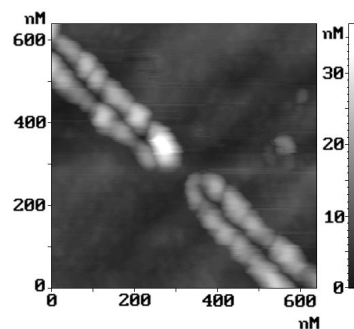
(в) Сверхрешетка антиточек с периодом 80 нм (АСМ-изображение)



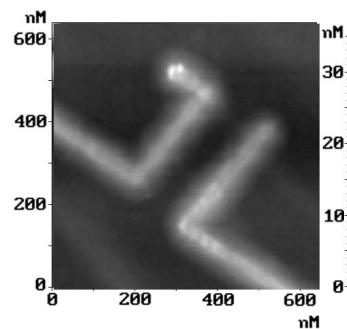
(г) Инvertированное трехмерное изображение сверхрешетки антиточек с периодом 80 нм



(д) Интерферометр с радиусом 75 нм (электронная микрофотография)



(е) Короткая неадиабатическая баллистическая проволока (АСМ - изображение)



(ж) Адиабатическая баллистическая проволока (АСМ - изображение)

Рис. 13: Изображение исследуемых структур.

имеют форму двух трапеций, острые углы которых определяют форму квантового точечного контакта). При подаче отрицательного напряжения на затвор под ним образуются области обеднения, и, начиная с некоторого порогового напряжения, области становятся изолирующими. Плюсом данной технологии является, во-первых, гибкие возможности по изменению формы ограничивающего электростатического потенциала путем подачи различного напряжения на несколько затворов и, во-вторых, отсутствие воздействия электронного луча микроскопа и плазмохимического травления на поверхность образца, что положительно сказывается на качестве ДЭГ. Также стоит отметить, что этот метод дает относительно гладкий ограничивающий потенциал, что приводит к преимущественно зеркальному отражению электронов от стенок.

Другим способом наноструктурирования является локальное анодное окисление [73, 74]. В этом методе остро заточенная проводящая игла атомно-силового микроскопа (АСМ) при подаче на неё отрицательного напряжения и в присутствии паров воды взаимодействует с поверхностью. Пленка воды, неизбежно существующая на поверхности структуры при атмосферных условиях, служит источником атомарного кислорода, который окисляет поверхность структуры. В зависимости от длительности цикла окисления, приложенного напряжения и концентрации паров воды, ширина и глубина оксидного слоя будет различной. Таким образом, подбирая необходимые параметры анодного окисления, можно создавать изолирующие линии, имеющие ширину порядка глубины залегания ДЭГ [7, 75]. Несомненным плюсом данного метода является возможность непосредственного и быстрого щадящего контроля поверхности, включая выбор наиболее чистого участка

образца для окисления и оценка качества изготовленных структур непосредственно после изготовления.

Преимуществом электронной литографии и последующего плазмохимического травления является возможность воздействия на макроскопические области образца. Этот способ все чаще используется для изготовления как проволок [А3], так и интерферометров [43, 76, А4], при этом оставаясь практически единственной технологией для изготовления сверхрешеток антиоточек, начиная с пионерских работ [60, 62] и заканчивая современными [77, А6]. Суть технологии состоит в том, что электронный луч засвечивает позитивный резист, затем под воздействием ионно-химического травления снимается часть поверхности образца непосредственно в области засветки на глубину порядка десятка нм. Главным плюсом этой технологии является наилучшее разрешение по сравнению с локальным анодным окислением и расщепленным затвором: для создания непроводящих областей достаточно потравить образец до глубины доноров Si^+ (что приведет к исчезновению электронов под вытравленной областью); в случае локального анодного окисления и расщепленного затвора воздействие на электроны обеднением с поверхности структуры. В результате характерный размер латеральной области обеднения в случае литографии и травления составляет $\sim d/2$ и $\sim d$ для анодного окисления и расщепленного затвора, где d - глубина залегания ДЭГ. Минусами электронной литографии является невозможность in-situ контроля изготовленных структур, а также неизбежная засветка образца электронным пучком, и, как следствие, деградация ДЭГ. Дополнительной сложностью является подбор режима травления на малую глубину (около 5 нм для сверхрешетки с периодом

80 нм), так время травления становится уже меньше периода переходных процессов (возникновения и исчезновения плазмы).

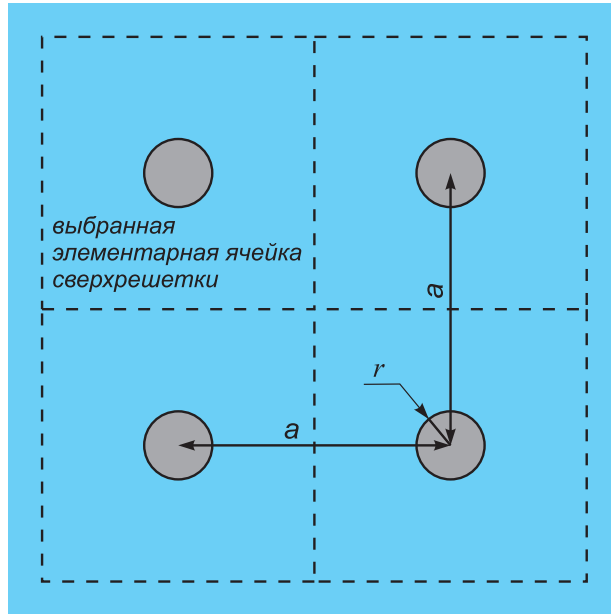
Все исследованные в данной работе образцы, за исключением адиабатической проволоки на рис.13,ж, были сделаны с помощью электронной литографии и последующего травления различной интенсивности. Адиабатическая проволока была изготовлена с помощью локального анодного окисления иглой АСМ.

2.3 Влияние глубины залегания ДЭГ на электростатический потенциал изготавливаемых структур

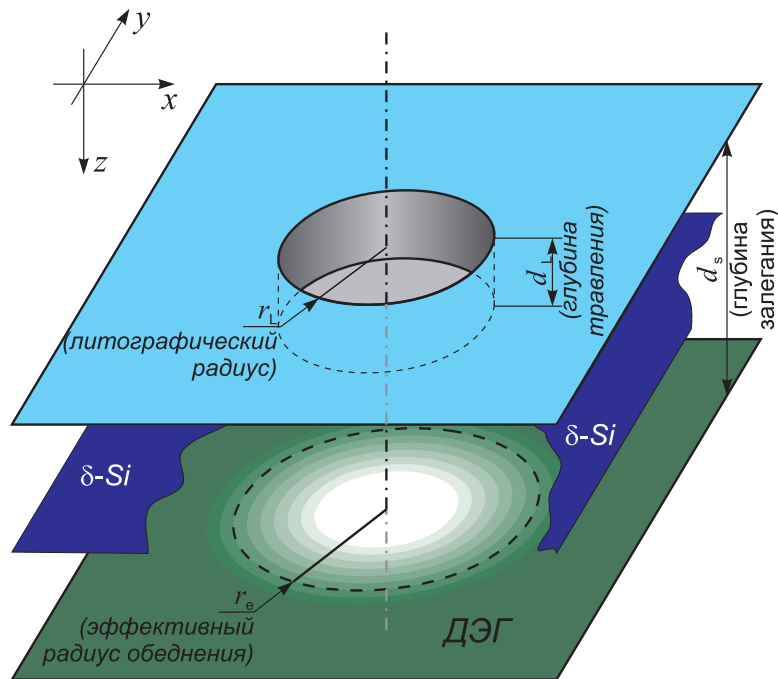
Описанные выше техники наноструктурирования имеют высокое литографическое разрешение, достигающее 10 нм. Поэтому при наноструктурировании ДЭГ в гетеропереходе резкость потенциального поля, в котором движется электроны, определяется не литографическим разрешением, а неизбежным образованием латеральных областей обеднения электростатического потенциала. Из элементарных соображений очевидно, что размеры этих областей сравнимы с глубиной залегания ДЭГ, однако этот вопрос требует более подробного анализа. Традиционный высокоподвижный ДЭГ имеет глубину залегания 50-80 нм и более [4, 2, 3], поэтому характерный радиус кривизны оказывается значительно больше фермиевской длины волны $\lambda_F \approx 40$ нм. Например, в работе Виса [10] два расщепленных затвора имели форму трапеций с острыми углами около 45 градусов и расстоянием между этим углами, равным 250 нм (рис.2). В то же время, при подаче

отрицательного напряжения больше чем 2.2 В по абсолютной величине эффективная ширина баллистического контакта падала до нуля, что соответствует радиусу латеральных областей обеднения, равному 125 нм. Таким образом, реальная форма электростатического потенциала точечного контакта оказывается сильно сглаженной, а условие адиабатичности [24] $(\pi^2 R/\lambda_F)^{1/2} \gg 1$, (где R – радиус кривизны, λ_F – фермиевская длина волны) реализуется автоматически и с большим запасом. В результате в первых работах по точечным контактам квантование кондактанса наблюдалось фактически независимо от исходной литографической формы стенок контакта, а интересный и важный вопрос о том, к чему приведет нарушение условия адиабатичности, практически не обсуждался в литературе. Задача получения неадиабатических баллистических проволок с резкими границами является нетривиальной, так как для этого необходимо значительно уменьшить глубину залегания ДЭГ, что неизбежно приводит к падению подвижности и длины свободного пробега. Только в недавних работах [1, A1] время было показано, что можно реализовать ДЭГ с относительно большой подвижностью и малой глубиной залегания 20-25 нм. Аналогичная ситуация возникает при попытках экспериментального исследования влияния резкости электростатического потенциала в сверхрешетках антиточек. Наконец, вопрос о минимальном радиусе кривизны электростатического потенциала неизбежно возникает при попытках предельного уменьшения размера структур.

В данном параграфе представлен результат трехмерного расчета электростатического потенциала элементарной ячейки сверхрешетки антиточек для различных глубин залегания ДЭГ. Расчет был сделан при



А. Выбор элементарной ячейки сверхрешетки антиточек радиуса r и с периодом a .



Б. Трехмерное изображение гетероструктуры в окрестностях антиточки. В слое с ДЭГ светлая область соответствует пониженной концентрации электронов

Рис. 14: Элементарная ячейка сверхрешетки антиточек и трехмерное изображение гетероструктуры вблизи антиточки.

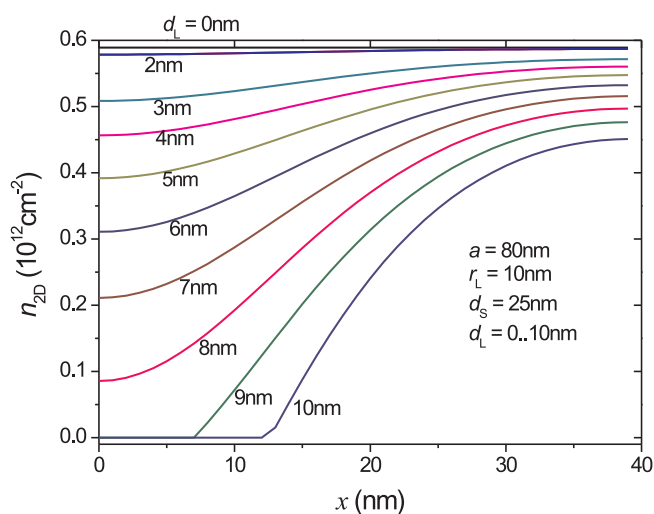
следующих допущениях:

- Основой для сверхрешетки служит гетероструктура, изображенная на рис.10. Ее зонная диаграмма, представленная на рис.12, получена с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Ключевым для построения зонной диаграммы являются представления о едином уровне Ферми и его пиннинге в середине запрещенной зоны на поверхности структуры (т.е. при $z = 0$, направление осей координат представлено на рис.14) и полной электронейтральности системы.
- В используемой модели отдельная антиточка представляет собой цилиндр радиуса r_L и глубиной d_L , вытравленный на поверхности структуры (рис.14), тем самым воспроизводя условия, характерные для электронной литографии и плазмохимического травления. За счет создания зоны электростатического обеднения под вытравленной областью концентрация электронов уменьшается вплоть до 0. Уровень Ферми считается расположенным в середине запрещенной зоны на всей вытравленной поверхности независимо от глубины травления.
- Сверхрешетка состоит из бесконечного множества антиточек, расположенных периодически на расстоянии a друг от друга. Сверхрешетка считается квадратной и обладающей идеальным порядком, поэтому для расчета электростатики достаточно рассмотреть одну элементарную ячейку (более точно, достаточно $1/8$ элементарной ячейки, но для удобства компьютерных расчетов использовалась $1/4$ часть), дополнив уравнение Пуассона циклическими условиями

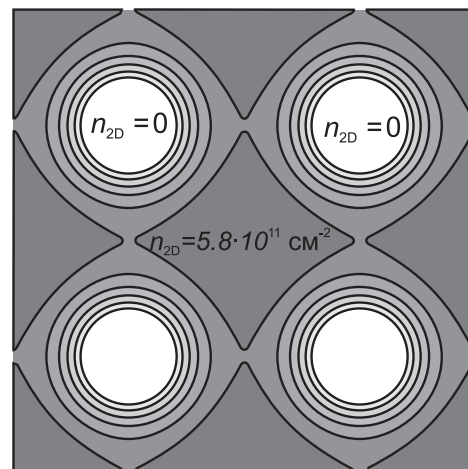
($d\phi(x, y, z)/dx|_{x=\pm a/2} = d\phi/dy|_{y=\pm a/2} = 0$), где оси координат направлены согласно рис.14. Еще одно граничное условие – нулевое электрическое поле со стороны подложки, что означает $d\phi/dz|_{z \rightarrow \infty} = 0$.

- Объем $1/4$ элементарной ячейки, используемой для расчета, был ограничен условиями $0 \leq x \leq a/2$, $0 \leq y \leq a/2$, $0 \leq z \leq z_{\max}$, где $z_{\max} = 1 \mu\text{м}$, а $a = 200 \text{ нм}$ и 80 нм . Шаг дискретизации составлял 1 нм по осям x и y , 0.5 нм по оси z при $z \leq 100 \text{ нм}$ и 10 нм при $z > 100 \text{ нм}$.
- При расчете использовалось приближение, что скорость изменения потенциала по оси z много больше, чем по осям x и y в области гетероперехода. При выполнении этого условия можно использовать результаты расчета волновой функции и энергии электронов, полученные для обычного гетероперехода без сверхрешетки, т.е. одномерное решение самосогласованных уравнений Шредингера и Пуассона. При нарушении условия $|d\phi/dz| > |d\phi/dx, d\phi/dy|$ необходимо решать трехмерное уравнение Шредингера, что многократно усложняет расчет. Однако приближенный расчет показал, что это условие нарушается лишь в очень небольших областях вблизи границы антиточки с околонулевой электронной концентрацией и поэтому не способных существенным образом повлиять на распределение электростатического потенциала.

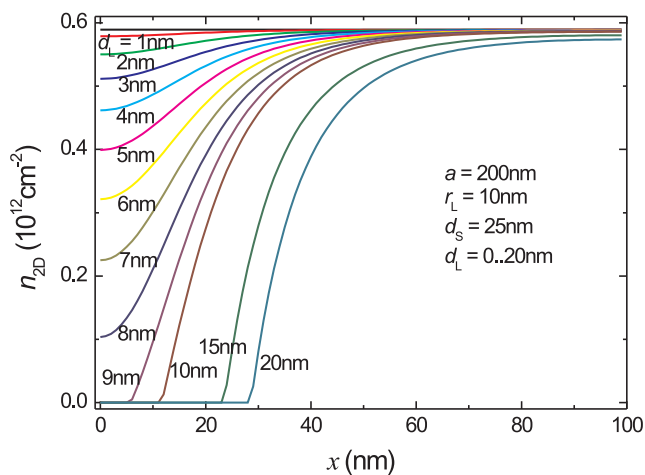
Результаты расчета представлены на рис.15. Основной вывод, который можно сделать на основе анализа этих данных, – литографический и эффективный электростатический радиусы антиточки могут отличаться друг от друга значительным образом. На рис.15,а и рис.15,в можно заметить,



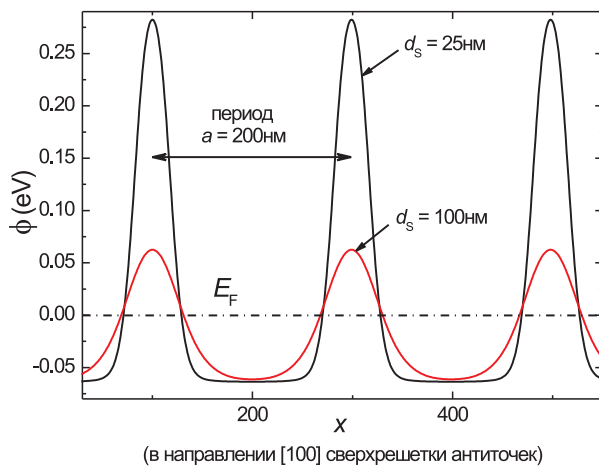
А. Зависимость концентрации ДЭГ в сверхрешетке антиточек с периодом $a = 80$ нм в направлении $[100]$ при различных глубинах травления антиточки



Б. Двумерная карта концентрации ДЭГ в сверхрешетке антиточек с периодом $a = 80$ нм с линиями равной концентрации ДЭГ для глубины травления $d_s = 10$ нм



В. Зависимость концентрации ДЭГ в сверхрешетке антиточек с периодом $a = 200$ нм в направлении $[100]$ при различных глубинах травления антиточки



Г. Расчетный профиль потенциала сверхрешетки антиточек с периодом $a = 200$ нм для двух глубин залегания ДЭГ d_s , равных 25 и 100 нм

Рис. 15: Результаты расчета концентрации и электростатического потенциала в сверхрешетках антиточек с периодами $a = 80$ нм (**а,б**) и 200 нм (**в,г**).

что области с нулевой концентрацией электронного газа (фактически это и есть антиточки) образуются начиная с некоторого порогового уровня травления $d_L \approx 9$ нм, затем диаметр областей нулевой концентрации резко увеличивается, выходя на насыщение при $d_L > 20$ нм (нижняя кривая на рис.15,в).

Следует обратить внимание на то, что концентрация электронов не мгновенно возрастает до своего максимального значения n_{2D}^{\max} , а растет с конечной производной за счет неидеальности границы антиточки. Размер области роста концентрации от 0 до $0.5 \times n_{2D}^{\max}$ можно использовать как некий параметр, характеризующий резкость границы ДЭГ-антиточка. Расчеты показывают, что резкость границы практически не зависит от радиуса антиточки и периода сверхрешетки, полученная толщина переходной области составляет $\approx 8 - 9$ нм для глубины залегания $d_S = 25$ нм. На рис.15,г представлено сравнение двух профилей электростатического потенциала сверхрешетки антиточек, изготовленной на основе ДЭГ с глубинами залегания 25 нм и 100 нм. Прекрасно видно, что резкость потенциала обратно пропорциональна глубине залегания. Для “классического” ДЭГ толщина переходной области составляет 35-40 нм, что уже сравнимо с типичным литографическим радиусом отдельной антиточки.

2.4 Методика низкотемпературного эксперимента

Измерения магнитосопротивления проводились в рефрижераторе растворения He^3 в He^4 корпорации Oxford Instruments. Принцип работы рефрижератора основан на растворении He^3 в сверхтекучем He^4 (He^4 переходит в сверхтекучее состояние при температуре 2.1768 К, He^3 – при

температуре 2 мК) и более подробно описан в литературе [78].

Предварительное охлаждение криостата происходит за счет жидкого азота и жидкого гелия-4, температура кипения которых при атмосферном давлении составляет 77 К и 4.2 К, соответственно. Откачкой паров He^4 можно достичь температуры ~ 1.2 К. Дальнейшее охлаждение откачкой паров становится крайне невыгодным из-за экспоненциального уменьшения давления паров He^4 , а также его сверхтекучести. При растворении He^3 в He^4 температура перехода в сверхтекучее состояние понижается. Зависимость температуры перехода представлена на рис. 16 (λ -линия). При температуре смеси выше 0.8 К при любом соотношении смешиваемых изотопов гелия образуется однородный раствор. При температуре ниже 0.8 К происходит расслоение смеси на две фазы: одна состоит в основном из He^3 (концентрированная фаза), другая – в основном из He^4 (разбавленная фаза). Поскольку концентрированная фаза имеет меньшую плотность, она всплывает над разбавленной в камере смешения (рис. 16). Охлаждение камеры смешения достигается за счет перехода He^3 из верхней концентрированной фазы в нижнюю через границу раздела фаз. Такой процесс, в некотором смысле, аналогичен обычному испарению; при этом концентрированная (верхняя) фаза соответствует жидкости, а разбавленная (нижняя) – пару. В рефрижераторе растворения, работающем в непрерывном режиме, He^3 постоянно удаляется из разбавленной фазы (для предотвращения ее насыщения) и возвращается в концентрированную фазу. Эффективное удаление He^3 происходит за счет в 1000 раз большего давления паров He^3 по сравнению с He^4 в камере испарения, находящейся при температуре менее 0.7 К. Перед возвратом He^3 в обогащенную фазу в

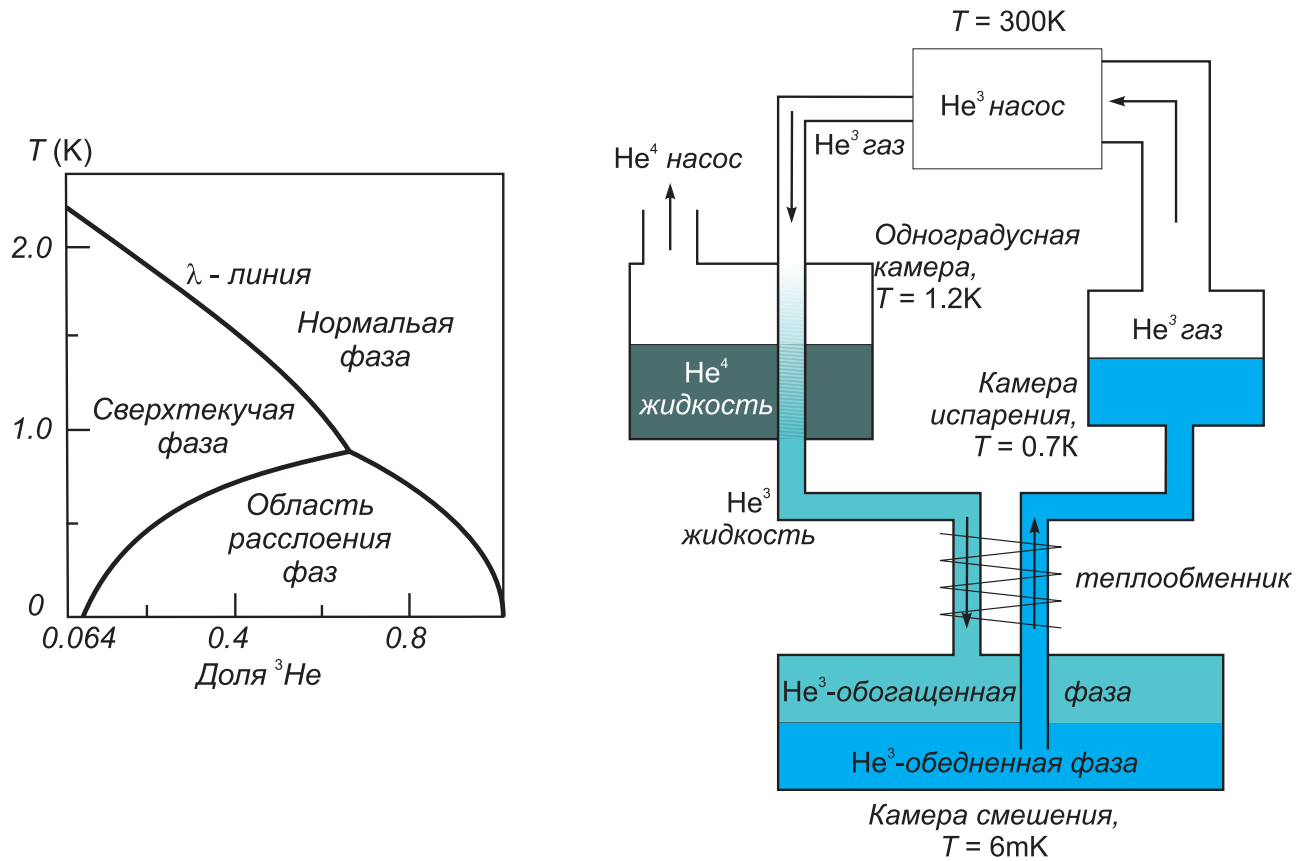


Рис. 16: Фазовая диаграмма $^3\text{He}/^4\text{He}$ и схема установки (криостат растворения $^3\text{He}/^4\text{He}$) для получения температур ниже 1 К.

камере смешения происходит конденсация газа в жидкость и ее охлаждение до 1.2 К за счет теплообмена в одноградусной камере, охлаждаемой за счет обычной откачки He^4 . Таким образом, система находится в динамическом равновесии.

Охлаждение образца происходит за счет термического контакта с камерой смешения через медный держатель. Минусом такой конструкции, по сравнению с системами, в которых образец охлаждается непосредственно в смеси He^3/He^4 , является бóльшая минимальная температура. В то же время такая конструкция позволяет разогревать образец до температур значительно выше и одноградусной камеры, и температуры жидкого гелия (4.2 К), что является плюсом. Таким образом, экспериментально достижимый температурный диапазон составлял 0.18 К... 10 К.

2.4.1 Измерение сопротивления методом фазочувствительного детектирования

При измерении продольного магнитосопротивления ДЭГ в гетеропереходе $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ использовался стандартный четырехточечный метод (рис.17), когда ток между истоковым и стоковым контактами образца задается во внешней цепи резистором сравнительно большого (по сравнению с сопротивлением образца) номинала (1-100 МОм), а регистрируется падение напряжения на двух других (потенциальных) контактах. Основные проблемы при низкотемпературных измерениях связаны с малой величиной измерительного тока (1-10 нА), ограниченного возможным перегревом электронной системы, и, как следствие малых измерительных токов, высоким уровнем электрических шумов. Весьма эффективно эти проблемы

преодолеваются при помощи техники синхронного детектирования о которой кратко рассказано ниже.

Идея техники синхронного детектирования состоит в выделении сигнала на некоторой частоте f_0 путем перемножения измеряемого сигнала с опорным той же частоты и последующего усреднения. Сигнал произвольной частоты f_1 (шум) при умножении на опорный сигнал дает две результирующие частоты $|f_1 - f_0|$ и $f_1 + f_0$. Если пропустить полученный сигнал через одиночный низкочастотный (low-pass) RC -фильтр, то произойдет усреднение сигнала и фильтрация всех частот выше $1/RC$ со спадом 6 дБ/окт. Очевидно, что полезным сигналом является только компонента нулевой частоты, и, увеличивая время усреднения RC , либо подключая последовательно несколько RC -фильтров и увеличивая тем самым крутизну спада до 12, 18 и более дБ/окт, можно эффективно увеличивать соотношение сигнал-шум до практически любых значений. Естественным ограничением в данном случае является время измерения кривой, поскольку измерение каждой точки должно происходить дольше характерного времени усреднения кривой RC -фильтрами для исключения влияния соседних точек.

В данной работе для измерений использовался синхронный детектор $SR - 830$, настроенный на частоту 6-12 Гц, крутизну спада 24 дБ/Окт и характерное время усреднения от 0.3 с до нескольких минут.

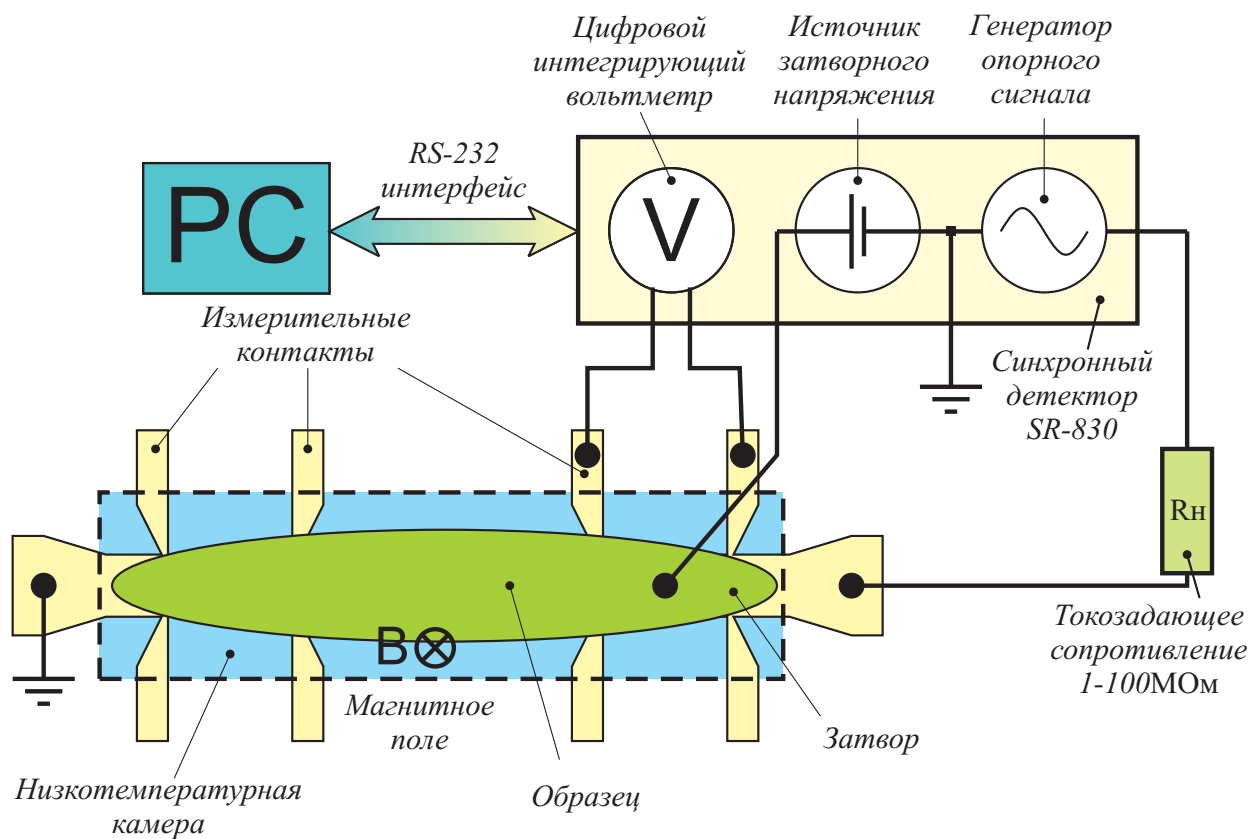


Рис. 17: 4-х контактная схема измерения сопротивления с использованием техники синхронного детектирования.

3 Экспериментальные результаты измерения электронного транспорта в одномерных структурах

В первой главе представлены экспериментальные данные для квазиодномерных структур - квантовых проволок и кольцевых интерферометров. Результаты, полученные при исследовании проволок изложены в первой части главы, а свойствам кольцевых интерферометров малых размеров посвящена вторая часть.

3.1 Транспорт в баллистических неадиабатических проволоках с резкими границами

В данной работе было исследовано несколько типов баллистических проволок с различными соотношениями длины, ширины и радиуса кривизны. Поскольку основной целью было изучение влияния резкости потенциала на транспорт, то необходимо было сделать как адиабатическую, так и неадиабатическую проволоки на одинаковых подложках с ДЭГ и измерить их в одинаковых условиях. Методом локального анодного окисления была изготовлена проволока с плавными границами (рис.13,ж), сравнивалась она с неадиабатической проволокой, изготовленной электронной литографией и травлением (рис.13,е). Следует еще раз подчеркнуть тот факт, что АСМ-изображение не предоставляет информации о реальной форме электростатического потенциала проволок. Плавность потенциала определяется шириной зон латерального обеднения, которая, в свою

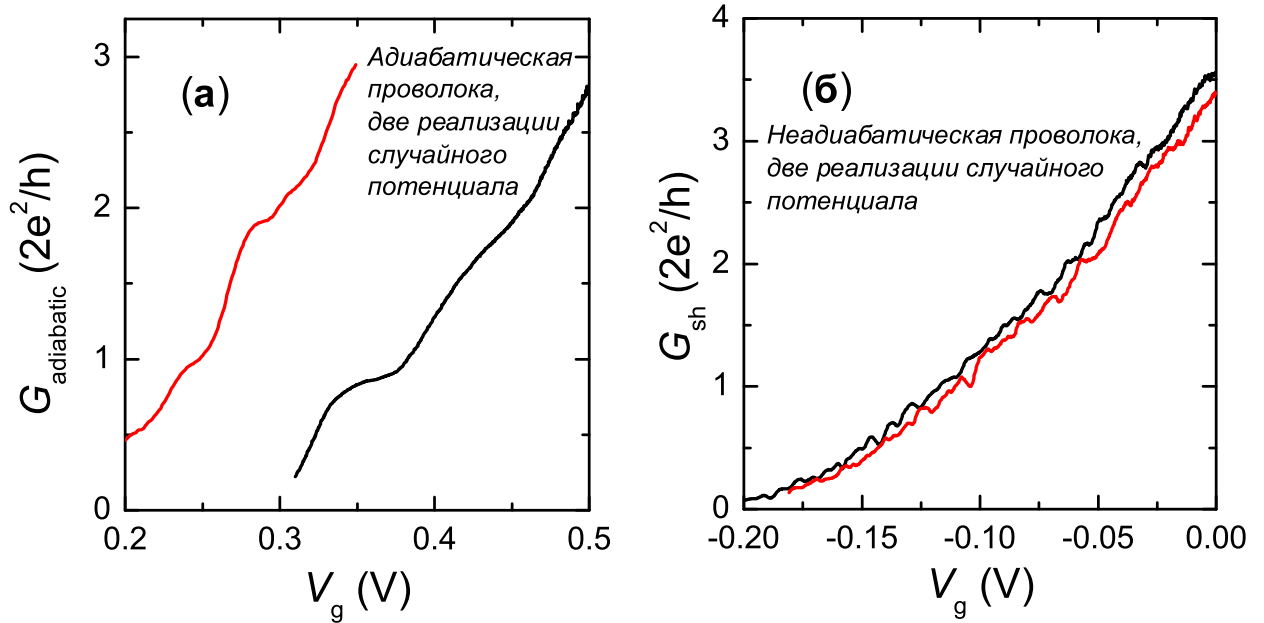


Рис. 18: Зависимость полной проводимости σ (кондактанса) от затворного напряжения V_g для двух типов проволок (адиабатической (а) и неадиабатической (б)) для двух реализаций случайного потенциала, переключение между которыми происходит при термоциклировании либо подсветке образца

очередь, зависит не только от глубины залегания ДЭГ, но также от конкретных электростатических условий, реализуемых в данной структуре и зависящих от процедуры ее изготовления. В частности, при окислении поверхности гетероперехода иглой АСМ, вокруг области образовавшегося окисла возникали зоны латерального обеднения, ширина которых была значительно больше, чем получаемая после мелкого плазмохимического травления. По этой причине проволока на рис.13,ж обладает плавным входом и выходом и является адиабатической в отличие от короткой и неадиабатической (рис.13,е)

На рис.18 представлены результаты измерений зависимости кондактанса

двух описанных проволок от затворного напряжения $G(V_g)$ при 4.2 К. Хорошо видно, что они демонстрируют принципиально различное поведение. На зависимости $G(V_g)$ для длинной проволоки с более плавными границами (рис.18,а) отчетливо видны особенности, связанные с квантованием кондактанса и соответствующие значениям $N \times 2e^2/h$ ($N = 1$ и 2), причем для $N = 1$ наблюдается хорошо выраженное плато. Зависимость же $G_{sh}(V_g)$ (рис.18,б) для короткой проволоки с резкими границами является плавной и монотонной, и на ней не наблюдается никаких плато, несмотря на то что ее длина существенно меньше и, соответственно, условие $l_{tr} > L$ выполняется в ней намного лучше. Более внимательный анализ указанных зависимостей $G(V_g)$ и $G_{sh}(V_g)$ также показывает, что для проволоки с резкими границами наблюдаются заметные флуктуации кондактанса, имеющие средний период по затворному напряжению V_g несколько милливольт, тогда как на более длинной проволоке с плавными границами они не видны. Таким образом, рис.18 позволяет сделать определенный вывод о том, что нарушение адиабатичности и уменьшение длины проволоки, во-первых, разрушает квантование кондактанса, во-вторых, приводит к возникновению флуктуаций на зависимости $G(V_g)$. Здесь необходимо добавить, что определенную роль в подавлении квантования кондактанса короткой проволоки может сыграть эффект подбарьерного туннелирования [79, 80], однако, скорее всего, в данном случае оно не является существенным.

Для того, чтобы выяснить природу флуктуационного поведения кондактанса короткой проволоки G_{sh} , он был изучен в широком температурном диапазоне от 4.2 К до 0.2 К, а также в зависимости от магнитного поля. Рис.19,а показывает, как амплитуда флуктуаций

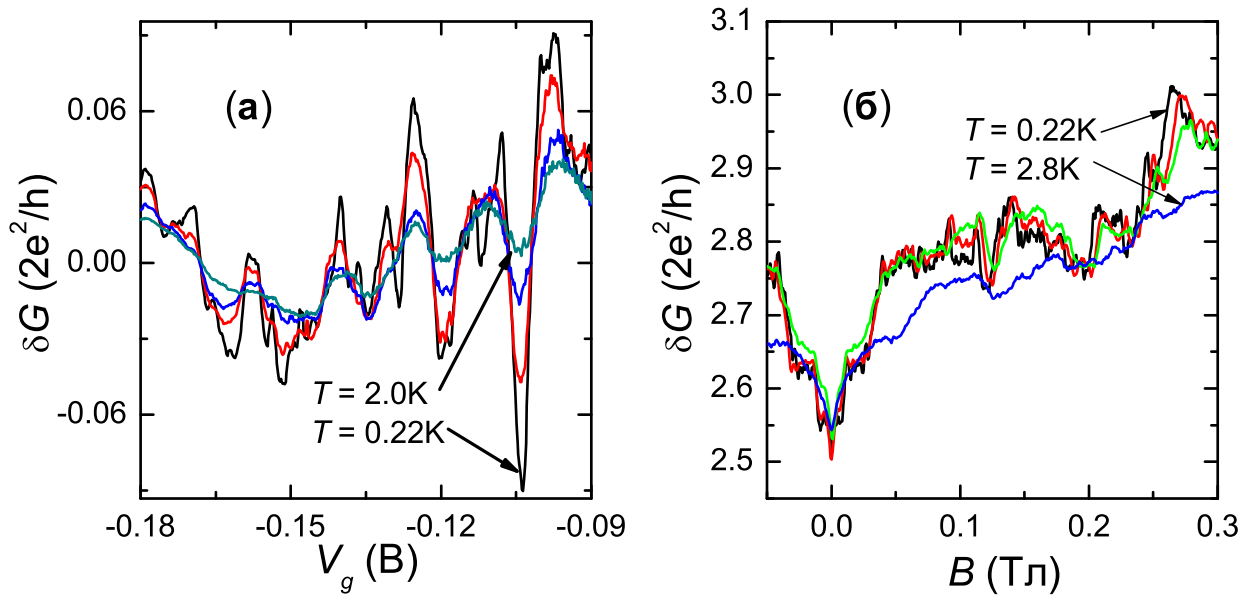


Рис. 19: Температурные зависимости флуктуаций кондактанса неадиабатической проволоки: (А), флуктуации по затворному напряжению V_g при температурах 0.22 К, 0.7 К, 1.4 К и 2.0 К; (Б), флуктуации по магнитному полю при температурах 0.21 К, 0.5 К, 1.2 К и 2.8 К и затворном напряжении -65 мВ

$\delta G(V_g) = G_{\text{sh}}(V_g) - \langle G_{\text{sh}}(V_g) \rangle$ меняется с понижением температуры от 2 К до 0.22 К: хорошо видно, что она растет при понижении температуры существенным образом. Аналогичным образом ведут себя с температурой флуктуации по магнитному полю (рис.19,б). Зависимость от температуры средней амплитуды флуктуаций хорошо описывается степенной зависимостью $\delta G \propto T^{-a}$, где $a \approx 0.5$ (рис.20,а). Таким образом, наблюдаемые флуктуации кондактанса существенным образом зависят от температуры, что указывает на их интерференционную природу. Чтобы выяснить природу наблюдаемой интерференции, в работе был проведен детальный корреляционный и Фурье-анализ измеренных флуктуаций.

Начнем с описания корреляционного анализа. Автокорреляционные функции флуктуаций по затворному напряжению и магнитному полю определялись как

$$A(\delta x) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \delta G(x) \delta G(x + \delta x) dx, \quad (7)$$

где $\delta G(x)$ – зависимость флуктуаций от магнитного поля или от затворного напряжения.

На рис.20,б показаны рассчитанные согласно (7) автокорреляционные функции флуктуаций по затворному напряжению при нескольких температурах. На основе анализа построенных функций можно сделать несколько выводов. Во-первых, наблюдаемые флуктуации не являются полностью случайными, а содержат, наряду со случайной компонентой, принадлежащей области высоких частот (28 мВ), две характерные частоты (с периодом около 15 мВ и 100 мВ). Высокочастотные флуктуации, которым соответствуют острые пики на рис.20,б, быстро затухают с увеличением температуры, в отличие от низкочастотных (с периодом порядка 50-100 мВ), амплитуда которых практически не изменяется при увеличении температуры до 2.8 К. Во-вторых, автокорреляционные функции флуктуаций, полученных в различных сериях экспериментов, имеют одинаковый вид (рис.20,в). Это говорит о том, что ни случайная, ни, что более важно, периодические компоненты флуктуаций кондактанса по затворному напряжению не зависят от реализации примесного потенциала. Отсюда можно сделать вывод, что интерференционные осцилляции зависят только от размеров проволоки.

На рис.20,г представлен Фурье-спектр флуктуаций по затворному

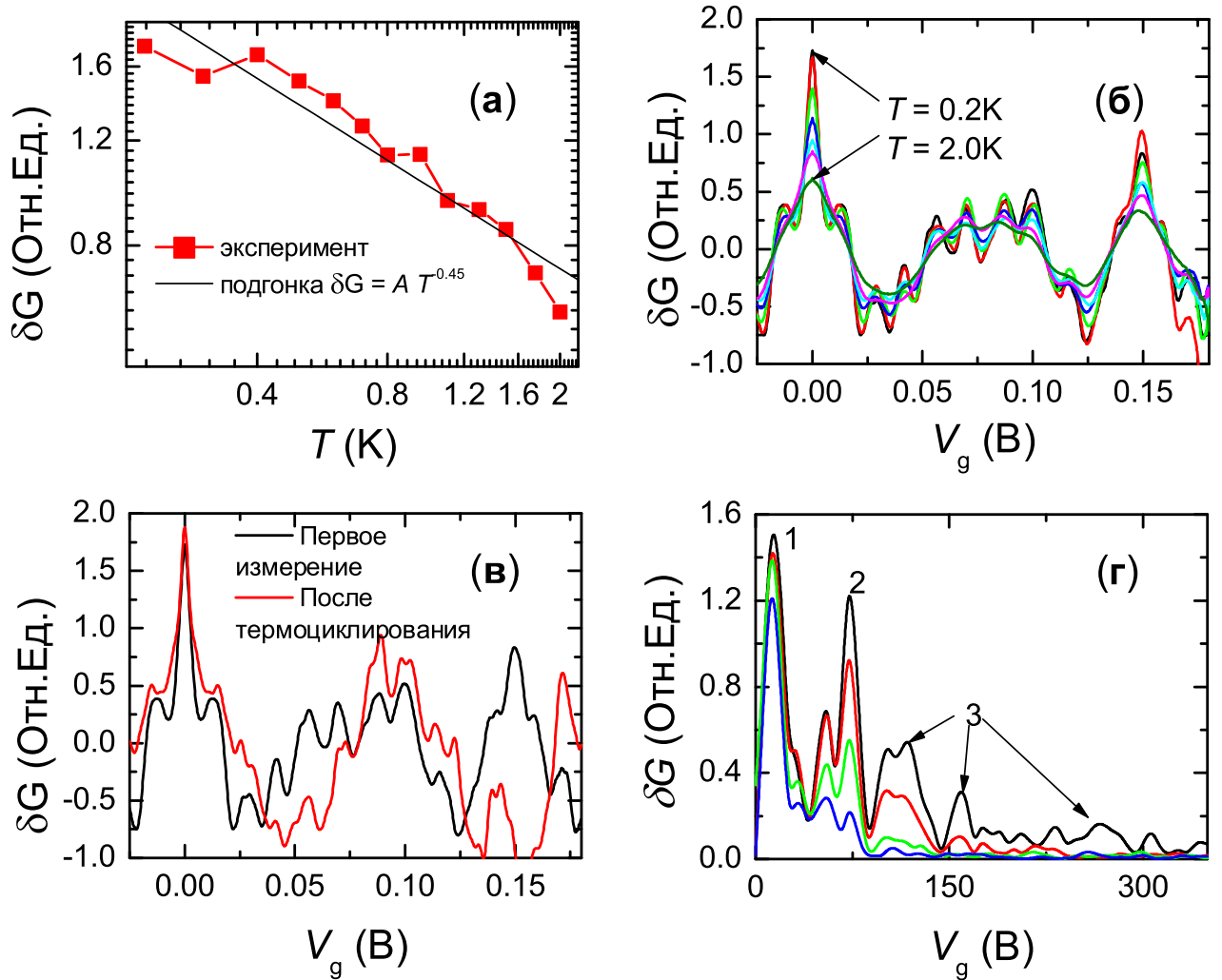


Рис. 20: Анализ флуктуаций кондактанса по затворному напряжению. (А), температурная зависимости амплитуды флуктуаций и ее подгонка функцией $\delta G = A \cdot T^{-x}$; (Б), автокорреляционные функции флуктуаций по затворному напряжению при температурах 0.22 К, 0.4 К, 0.8 К, 1.1 К, 1.5 К и 2.0 К; (В), автокорреляционные функции флуктуаций по затворному напряжению при температуре 0.22 К при различных реализациях примесного потенциала; (Г), Фурье-спектр флуктуаций по затворному напряжению при температурах 0.22 К, 0.7 К, 1.3 К и 2.0 К

напряжению при температурах от 0.22 К до 2.0 К. Этот спектр подтверждает результаты корреляционного анализа: наблюдаются три характерных области частот: два пика, соответствующие наибольшему периоду около 70 мВ (пик №1 спектра на рис.20,г) и среднему, равному приблизительно 15 мВ (пик №2 спектра), и широкий участок малых характерных периодов (2-8 мВ, участок №3 спектра). Существование описанных выше трех областей частот позволяет построить следующую картину интерференции. Наибольший период (около 70 мВ), соответствует смене заполняемых подзон проволоки, то есть, фактически, осцилляции, идущие с таким периодом – это все, что осталось от квантования кондактанса. Оценка характерного размера, соответствующего 70 мВ, дает величину порядка 50 нм, которая достаточно близка к ширине проволоки, получаемой как разность литографической ширины проволоки и удвоенной толщины слоя обеднения. Высокочастотная случайная компонента спектра соответствует характерным размерам 150-300 нм) и, по всей видимости, связана с когерентным рассеянием электронов, выходящих из проволоки, на случайных примесях, расположенных в областях ДЭГ, прилегающих к проволоке с последующим перерассеянием на входе(выходе) проволоки. Резонно предположить, что характерный масштаб таких флуктуаций должен быть порядка длины фазовой когерентности в ДЭГ. Измерения отрицательного МС в прилегающем к проволоке ДЭГ дают, однако, в несколько раз большую длину порядка одного микрона. Здесь следует заметить, что подобное разногласие уже наблюдалось при изучении мезоскопических флуктуаций грязных проводников и пока ему не найдено какого-либо окончательного объяснения [81]. И, наконец, осцилляции с периодом около 15 мВ, дающим характерный размер, близкий к 100 нм,

являются наиболее интересными, так как 100 нм – это величина, близкая к эффективной длине проволоки. Указанный факт позволяет предположить, что они обусловлены интерференцией Фабри-Перо электронных волн, проходящих через проволоку и рассеивающихся на ее резких границах. Отметим, что он является первым экспериментальным свидетельством существования интерференции Фабри-Перо в одномерных системах.

3.2 Эффект многократного отражения в баллистическом интерферометре

Исследованные образцы изготавливались на основе ДЭГ в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$, описанного в главе 2.1. Подвижность электронов в этом газе составляла $(5 \times 10^4 - 10^5) \text{ см}^2/\text{Вс}$ при их концентрации $N_s = (5 - 8) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ с соответствующей длиной свободного пробега 0.5 мкм–1.5 мкм. Интерферометры были изготовлены с помощью электронной литографии и последующего быстрого плазмохимического травления. Изображение одного из исследованных интерферометров представлено на рис.13,д. Завершало изготовление образцов напыление металлического Ti/Au затвора, позволяющего управлять концентрацией электронов в кольце, а также менять реализацию случайного потенциала.

На рис.21 показаны зависимости сопротивления кольца от затворного напряжения $R(V_g)$ в нулевом магнитном поле и от магнитного поля $R(B)$ при заданном затворном напряжении. На зависимости $R(V_g)$ (рис.21,а) хорошо видны особенности в виде квазиplateau. Но величина кондактанса ($G \equiv 1/R$) на них не соответствует $G = N \times 2e^2/h$ с целым N . Скорее всего, эти особенности связаны с эффектами обратного рассеяния, вызванного малыми

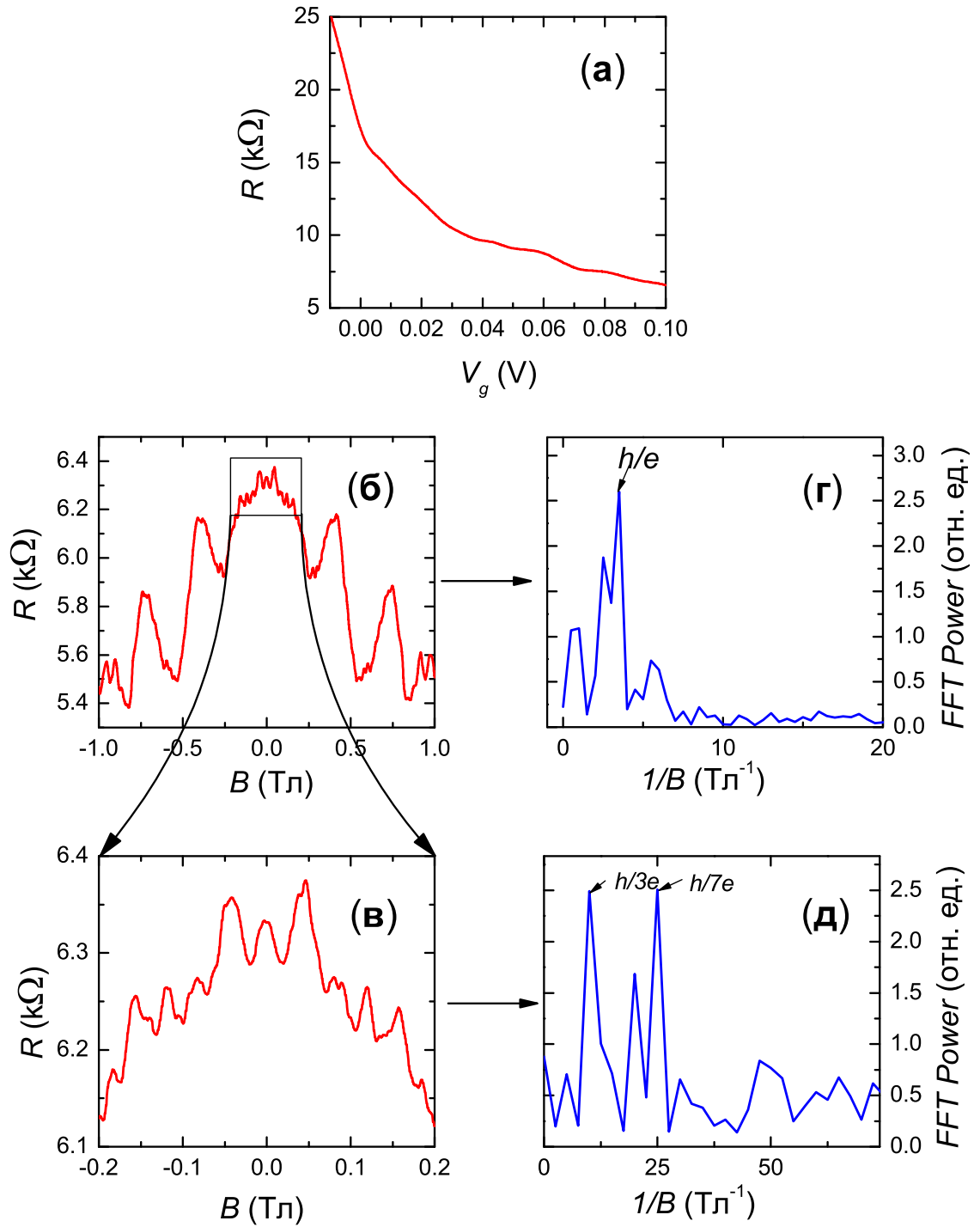


Рис. 21: Зависимости сопротивления кольца от затворного напряжения и магнитного поля после первого охлаждения: (А), зависимость $R(V_g)$ (при $B = 0$ и $T = 1.45$ K); (Б) и (В) зависимость $R(B)$ ($V_g = 100$ мВ, $T = 1.45$ K) в сильных и слабых полях соответственно; (Г) и (Д) Фурье-спектры зависимостей $R(B)$ в сильных и слабых магнитных полях соответственно

размерами кольца. Осцилляции Ааронова-Бома (АБ) исследуемого кольца при $V_g = 100$ мВ показаны на рис.21,Б, а их Фурье-спектр приведен на рис.21,Г. Пик этого спектра дает период АБ осцилляций, равный 0.28 Тл, что соответствует эффективному радиусу $r = 68$ нм. Следует отметить, что вследствие малости колец их эффективный радиус и, соответственно, период осцилляций Ааронова-Бома заметно менялся от одного цикла захлаживания и отогрева к другому, а также после подсветки в пределах 60 – 75 нм. Здесь следует отметить, что столь малый радиус достигнут впервые для полупроводниковых кольцевых интерферометров, изготавливаемых на основе высокоподвижного ДЭГ. До последнего времени наименьший эффективный радиус $r = 90$ нм был получен для колец [47], изготовленных с помощью технологии локального окисления иглой атомного силового микроскопа поверхности гетероперехода $AlGaAs/GaAs$.

Более внимательный анализ зависимости кондактанса от магнитного поля, обнаруживает еще одну особенность полученной зависимости $R(B)$ (рис.21,в): в слабых магнитных полях до 0.2 Тл на ней видны квазипериодические осцилляции, средний период которых по магнитному полю почти на порядок меньше основного периода АБ осцилляций. Фурье-спектр этих осцилляций представлен на рис.21,д. Он показывает, что эти осцилляции имеют период 0.04 Тл, то есть соответствуют h/ne квазигармоникам с номером $n = 7$. Отметим, что до настоящей работы в квазибаллистических кольцах наблюдались только $h/2e$ [82, 43, 42] гармоники АБ осцилляций в слабых магнитных полях и $h/3e$ и $h/4e$ гармоники в режиме квантового эффекта Холла [83]. Существование $h/2e$ может быть вызвано как эффектом Альтшулера-Аронова-Спивака, так и их

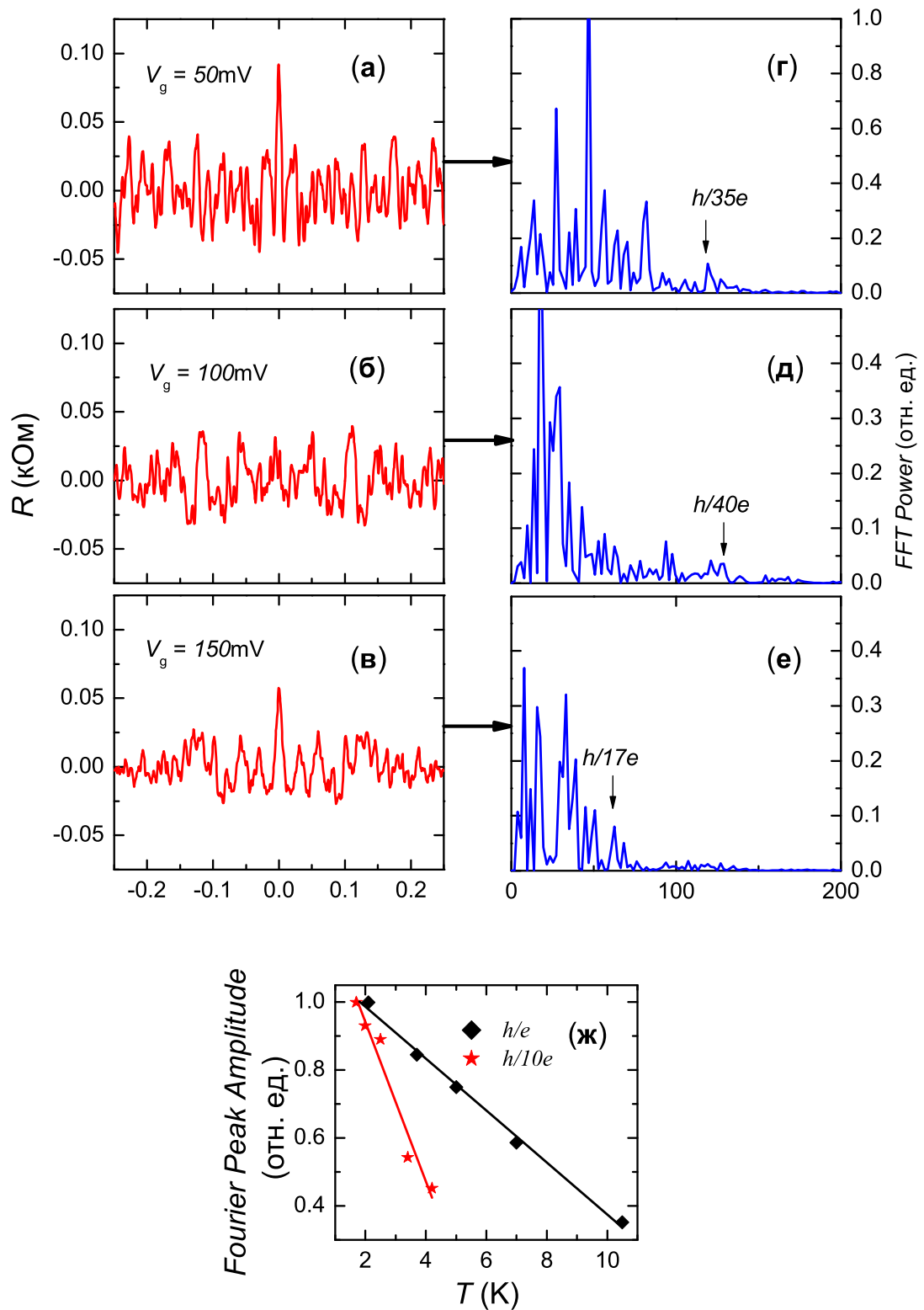


Рис. 22: Квазигармоники осцилляций Ааронова-Бома при различных напряжениях на затворе (слева) и их Фурье-спектры (справа) при $T = 1.8$ К: **А** и **Г**, $V_g = 50$ мВ; **Б** и **Д**, $V_g = 100$ мВ; **В** и **Е** – $V_g = 150$ мВ. **Ж**, температурные зависимости амплитуды основной h/e гармоники осцилляций Ааронова-Бома и их гармоники h/ne ($n = 10$)

возникновением в узлах биений АБ осцилляций [43, 44], связанных с конечной шириной проводящих рукавов интерферометра. Но оба названных эффекта не в состоянии объяснить даже существования гармоник с $n = 3$ и 4 , не говоря уже о номерах $n > 4$. Очевидно, что процессы многократного рассеяния в кольце, формирующие характерные заметаемые интерферирующими траекториями площади, большие, чем площадь кольца, также могут привести к появлению гармоник. Однако в кольцах с эффективным радиусом $0.2 - 0.5$ мкм такие гармоники не наблюдались [75, 47, 82, 43, 42]. Даже кольца с эффективным радиусом около 100 нм не демонстрируют ничего подобного [75, 47]. Таким образом, данные, приведенные на рис.21,в и д, являются первым экспериментальным свидетельством существования сверхвысоких квазигармоник АБ осцилляций, скорее всего, возникающих в результате процессов многократного обратного рассеяния электрона внутри кольца сверхмалых размеров.

На рис.22 показано, как ведут себя эти гармоники при изменении затворного напряжения. Из него видно, что они меняются радикальным образом: изменяется не только их амплитуда, но и спектр. К примеру, при $V_g = 50$ мВ существует целый набор гармоник с $n = 7 - 35$, при $V_g = 100$ мВ этот набор еще богаче и содержит $n = 4 - 45$ (обратим внимание, что наблюдаются гармоники даже с номерами выше $40!$), а при $V_g = 150$ мВ наблюдаются только гармоники с $n = 5 - 10$. Такое поведение ясно демонстрирует сильное влияние флуктуационного потенциала на характер обнаруженных гармоник.

На рис.22,ж приведена температурная зависимость амплитуды основных осцилляций Ааронова-Бома, а также для сравнения температурная

зависимость гармоник с номером $n = 10$. Как и следовало ожидать, с повышением температуры амплитуда этой гармоник спадает значительно быстрее, чем таковая для основной гармоник осцилляций АБ. Это факт подтверждает предположение о том, что гармоник формируется за счет эффекта Ааронова-Бома на траекториях, многократно охватывающих площадь кольца.

Еще одну интересную особенность в поведении сопротивления исследованного кольца показывает рис.23, на котором приведены осцилляции Ааронова-Бома в диапазоне магнитных полей от -1 Тл до 1 Тл и от -0.1 Тл до 0.1 Тл ($V_g = 150$ мВ). Хорошо видно, что реализовалось такое состояние кольца, что в поведении зависимости $R(B)$ наблюдается, своего рода, масштабная инвариантность как для гармоник, так и для монотонной части, указывающая на возможность появления фрактальной структуры в интерференционных процессах в сверхмалых кольцах, характеризующихся процессами многократного обратного рассеяния.

Обсудим полученные результаты. Выше уже было отмечено, что столь высокие гармоник осцилляций АБ не наблюдались в кольцах с эффективным радиусом $r > 100$ нм. Только дальнейшее уменьшение (в $1.5-2$ раза) размеров кольца привело к радикальному изменению в поведении их кондактанса. Это позволяет предположить, что именно размер кольца играет ключевую роль в возникновении сверхвысоких гармоник, а не флуктуации случайного потенциала, которые, как было продемонстрировано выше, могут существенным образом изменить поведение гармоник. Но сами по себе они не могут привести к их возникновению, иначе бы обнаруженные гармоник наблюдались бы ранее в кольцах большего размера.

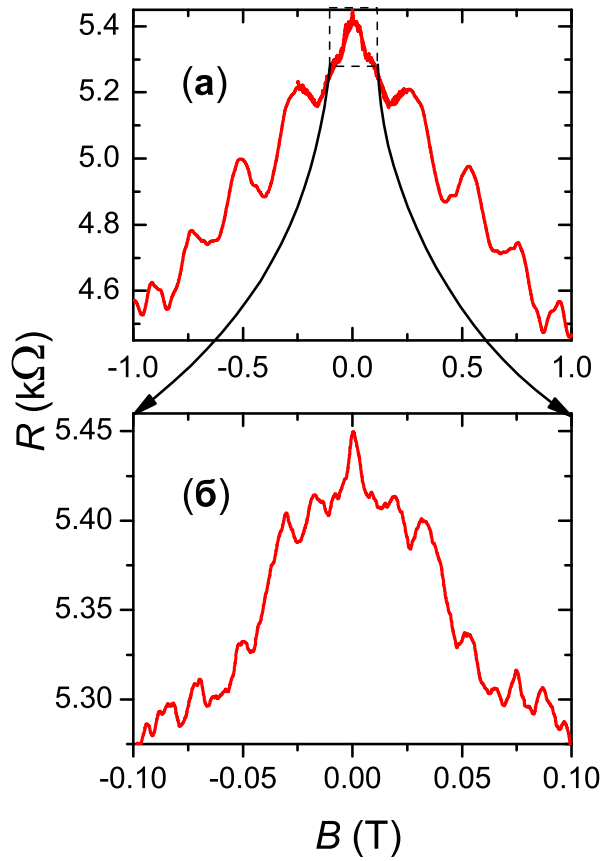


Рис. 23: Магнитосопротивление интерферометра (после отогрева образца до 300 К и последующего охлаждения) при $V_g = 150$ мВ и $T = 1.9$ К: **А**, в диапазоне магнитных полей от -1 Тл до 1 Тл; **Б**, то же магнитосопротивление в диапазоне от -0.1 Тл до 0.1 Тл

Таким образом, размер колец играет принципиальную роль. Но его эффективный радиус (60 нм–75 нм) заметно превышает длину волны электрона в кольце, равную приблизительно $\lambda_e = 40 \text{ нм} - 45 \text{ нм}$. Скорее всего, основную роль играет не он, а размер квантовых точек, всегда, как показано ранее [84, 7], возникающих в точках разветвления реального кольцевого интерферометра независимо от его эффективного радиуса. Пользуясь результатами работы [7], их характерный размер нетрудно оценить, предположив, что он пропорционален r . Тогда получим для него величину 30 нм–40 нм, уже практически равную λ_e . В этом случае точка разветвления может оказаться источником интенсивного и приблизительно равновероятного рассеяния назад и в рукава интерферометра как первичных электронных волн, падающих на кольцо из Ферми-моря, так и вторичных волн, приходящих в точку разветвления из рукавов интерферометра.

В этом отношении описанная картина подобна модели идеального кольца, составленного из одномерных проволок [20, 85, 38]. В указанной модели предполагается, что в точке разветвления для волны попадающей в нее либо из одномерных рукавов либо из одномерного входа в кольцо существует равная вероятность рассеяния назад и в две другие одномерные проволоки. Однако эта крайне идеализированная модель, в которой точки разветвления предполагаются геометрическими, а провода – идеально одномерными, дает только один период осцилляций Ааронова-Бома, равный h/e . Этот результат нетрудно понять: сложение первичных и вторичных волн, имеющих различную АБ фазу, в модели идеального кольца приводит к тому, что все квазигармоники осцилляций АБ складываются таким образом, что взаимно уничтожают друг друга. Очевидно, что в реальном кольце

с квантовой точкой и проволоками, имеющими определенные размеры и, к тому же, подвергнутом воздействию флуктуационного потенциала остаточных примесей такое взаимное уничтожение квазигармоник кажется маловероятным, и поэтому они наблюдаются в эксперименте. Однако более обоснованный ответ на поставленный экспериментом вопрос требует развития последовательной теории, так как в моделях идеальных одномерных колец введение рассеивателей в рукава не приводит к возникновению гармоник [38, 86].

4 Электронный транспорт в сверхрешетках антиточек

Для изготовления сверхрешеток антиточек использовался вышеописанный гетеропереход $AlGaAs/GaAs$ с ДЭГ, расположенном на расстоянии 25 нм от поверхности структуры. В зависимости от подсветки образца параметры ДЭГ были следующими: $\mu = (2.55 - 2.65) \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n_s = (0.65 - 0.87) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ с соответствующими длинами свободного пробега $l_{tr} = 3.3 - 3.95 \text{ мкм}$. Все исследуемые сверхрешетки антиточек создавались на основе технологии, совмещавшей электронную литографию с последующим плазмохимическим травлением. В первом параграфе речь пойдет о простой квадратной сверхрешетке с периодом 180-200 нм (литографический размер 40 – 50 нм, период $a = 180 - 200 \text{ нм}$, пример сверхрешетки представлен на рис.13,а и б), а во втором - о простой квадратной сверхрешетке с наименьшим на сегодняшний день периодом 80 нм (литографический размер 20 – 40 нм, период 80 нм, рис.13,а, в и г).

4.1 Сверхрешетки антиточек с резкими границами с периодом 180-200 нм

Измерения магнитосопротивления образца первого описанного выше типа проводились в диапазоне температур 0.2 – 5 К в магнитных полях до 10 Тл с использованием стандартной схемы фазочувствительного детектирования на частотах 6 – 12 Гц и при величинах измерительного тока 1 – 10 нА. На рис.24,а показаны зависимости от магнитного поля B диссипативной $\rho_{xx}(B)$ и Холловской $\rho_{xy}(B)$ компонент тензора сопротивления указанной решетки

без подсветки. Там же приведена зависимость $\rho_{xx}(B)$ для немодулированной части образца. Согласно этому рисунку, в слабом магнитном поле ρ_{xx} в исходном образце почти на 2 порядка меньше, чем сопротивление сверхрешетки. Это свидетельствует о практически полном доминировании рассеяния на антиточках в решетке.

Зависимости на рис.24,б и 24,в с одной стороны похожи на ранее измеренные в решетках антиточках, а с другой содержат целый ряд принципиальных особенностей. Начнем их анализ с соизмеримых пиков магнитосопротивления. На рис.24,в они показаны для различных состояний. Самое высокоомное состояние имеет сопротивление $\rho_{xx} = 2.6$ кОм при $B = 0$ и получено без подсветки образца. При кратковременной подсветке образца происходит неравновесная ионизация доноров Si , что приводит к увеличению концентрации ДЭГ, уменьшению размеров антиточек (за счет уменьшения латеральных областей обеднения) и уменьшению сопротивления. Такое неравновесное состояние замороженной фотопроводимости существует практически неограниченно долго, т.к. образец остается стабильным во время всего цикла низкотемпературных измерений. Однако, при разогреве образца до азотных температур это состояние разрушается и образец возвращается к своему изначальному неподсвеченному состоянию. Увеличение концентрации ДЭГ пропорционально длительности и интенсивности подсветки, однако при достижении самого низкоомного состояния ($\rho_{xx} = 1.1$ кОм при $B = 0$) дальнейшая подсветка не приводит к росту концентрации, что говорит о полной ионизации доноров Si .

Хорошо видно, что исследованные образцы демонстрируют два СПМС: основной, соответствующий условию $(2.07 - 2.12) \times R_c = a$, и значительно

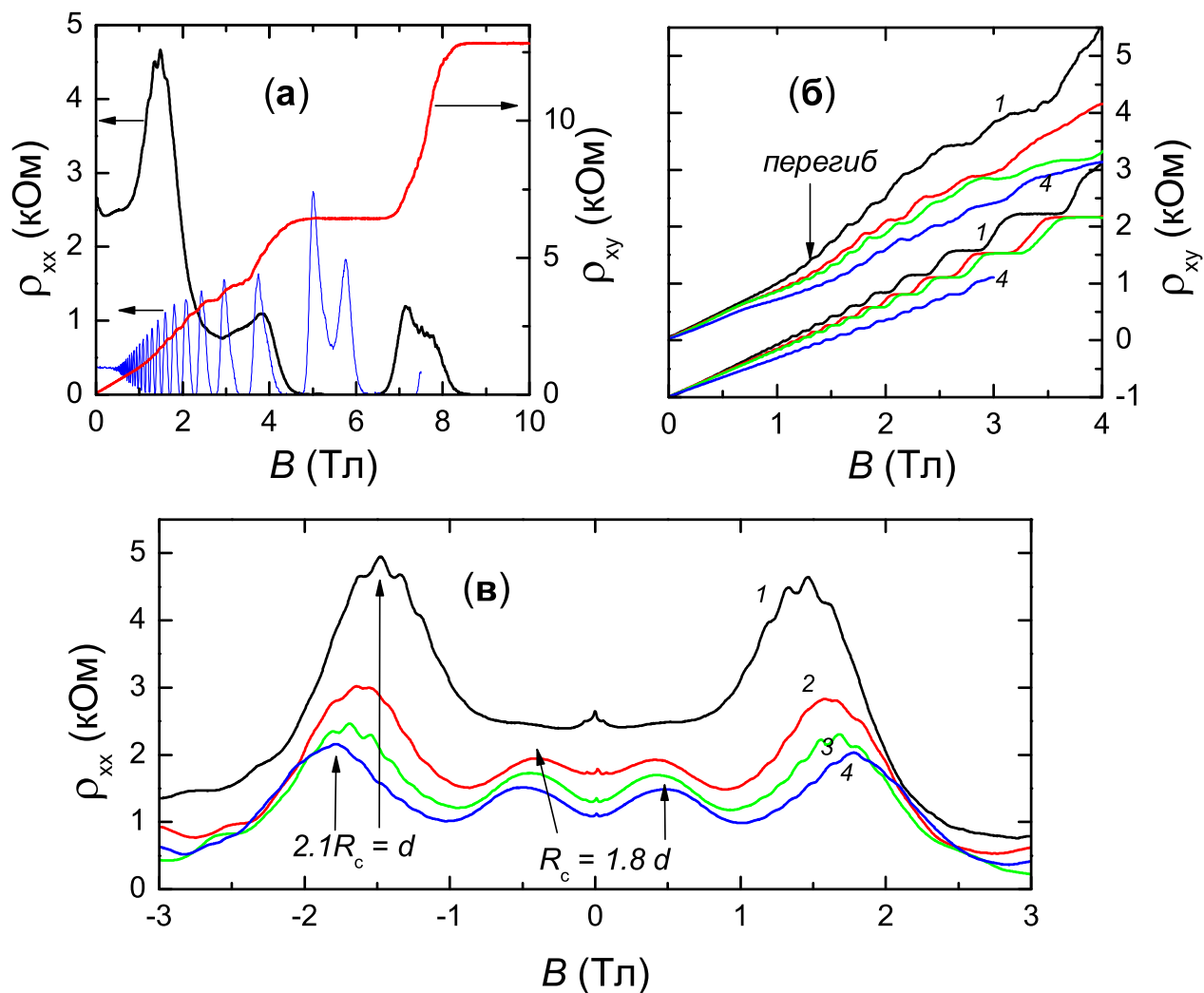


Рис. 24: Магнитосопротивление и эффект Холла в сверхрешетке антиточек с периодом 180 нм при температуре 0.5 К: (А), зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ для сверхрешетки антиточек (толстые линии), а также зависимость $\rho_{xx}(B)$ для немодулированной части образца (тонкая линия) при той же температуре, увеличенная по вертикали в 10 раз; (Б), зависимости $\rho_{xy}(B)$ сверхрешетки антиточек (верхние кривые), а также для немодулированной (макро-) части образца (сдвинуты для удобства вниз на 1 $\kappa\Omega$) для различных состояний (состояния отмечены цифрами, каждое последующее получено из предыдущего подсветкой); (В), зависимости $\rho_{xx}(B)$ сверхрешетки антиточек для различных состояний

меньший по величине, соответствующий условию $R_c = (1.8 - 1.9) \times a$. Причем следует заметить, что, как и следовало ожидать, его величина заметно растет при уменьшении сопротивления решетки, в то время как положение в магнитном поле наблюдается слабый сдвиг вправо, обусловленный ростом концентрации на 30 %.

Наличие подобных пиков - одно из основных и фундаментальных свойств ДЭГ в решетке антиоточек, и они наблюдались во множестве как ранних [60, 62, 63, 64] так и более поздних [66, 67] экспериментов. Но если положение основного пика на рис.24, в совпадает с предыдущими результатами, то в положении второго наблюдается заметное различие: во всех предшествующих экспериментах его положение дается условием $R_c = (1.5 - 1.6) \times a$. Следует также заметить, что его положение плохо описывается теорией идеального бильярда Синая как в модели локализованных ("пинбольных"[60]) траекторий, так и в модели делокализованных (убегающих [69]) траекторий. Они не дают условия $R_c = (1.5 - 1.6) \times a$ ни для каких СПМС. В тоже время модель убегающих траекторий предсказывает заметный СПМС, соответствующий условию $R_c = (1.8 - 2.1) \times a$ и значительно лучше согласующийся с данными на рис.24. Подобный факт позволяет сделать два вывода. Во-первых, СПМС на рис.24 описываются только моделью убегающих траекторий. Во-вторых, в образцах, исследованных в данной работе, впервые удалось реализовать достаточно резкий потенциал на границе ДЭГ-антиоточка и тем самым приблизить их поведение к модели бильярда с резкими стенками.

Следует отметить еще одну важную особенность в поведении уже холловского сопротивления. Вблизи нулевого магнитного поля

не наблюдается никакого подавления эффекта Холла. Как видно из рис.24,б, в области слабых магнитных полей он ведет себя стандартным линейным образом. Также необходимо обратить внимание на отсутствие квазиклассических плато, совпадающих по положению с СПМС, наблюдаемых в подобных структурах [60, 66, 67]. Вместо них вблизи начала основного СПМС и за ним на зависимости возникают два перегиба, наиболее выраженные для самого высокоомного состояния и практически исчезающие для самого низкоомного состояния. Таким образом, отсюда напрашивается еще один вывод: аномалии в поведении эффекта Холла в виде его подавления вблизи нулевого магнитного поля и появления квазиклассических плато, сопровождающих СПМС, скорее всего, целиком связаны с плавным потенциалом на границе ДЭГ-антиточка. В образцах же с более резким потенциалом наблюдается более простая картина. В малых полях, соответствующих условию $2R_c > a$, эффект Холла отражает концентрацию электронов в более глубокой потенциальной яме, расположенной по диагонали, соединяющей антиточки, в то время как при магнитных полях $2R_c < a$, а также в режиме квантового эффекта Холла ρ_{xy} определяется концентрацией электронов в седловых точках потенциала. Причем, как и следовало ожидать, наиболее высокоомное состояние демонстрирует наибольшее различие данных концентраций, в то время как самое низкоомное состояние характеризуется практически одинаковым наклоном зависимости $\rho_{xy}(B)$ во всей области магнитных полей, что означает одну и ту же концентрацию электронов в указанных точках.

Проанализируем теперь интерференционные особенности в поведении решетки. Во-первых, следует заметить, что впервые они наблюдаются

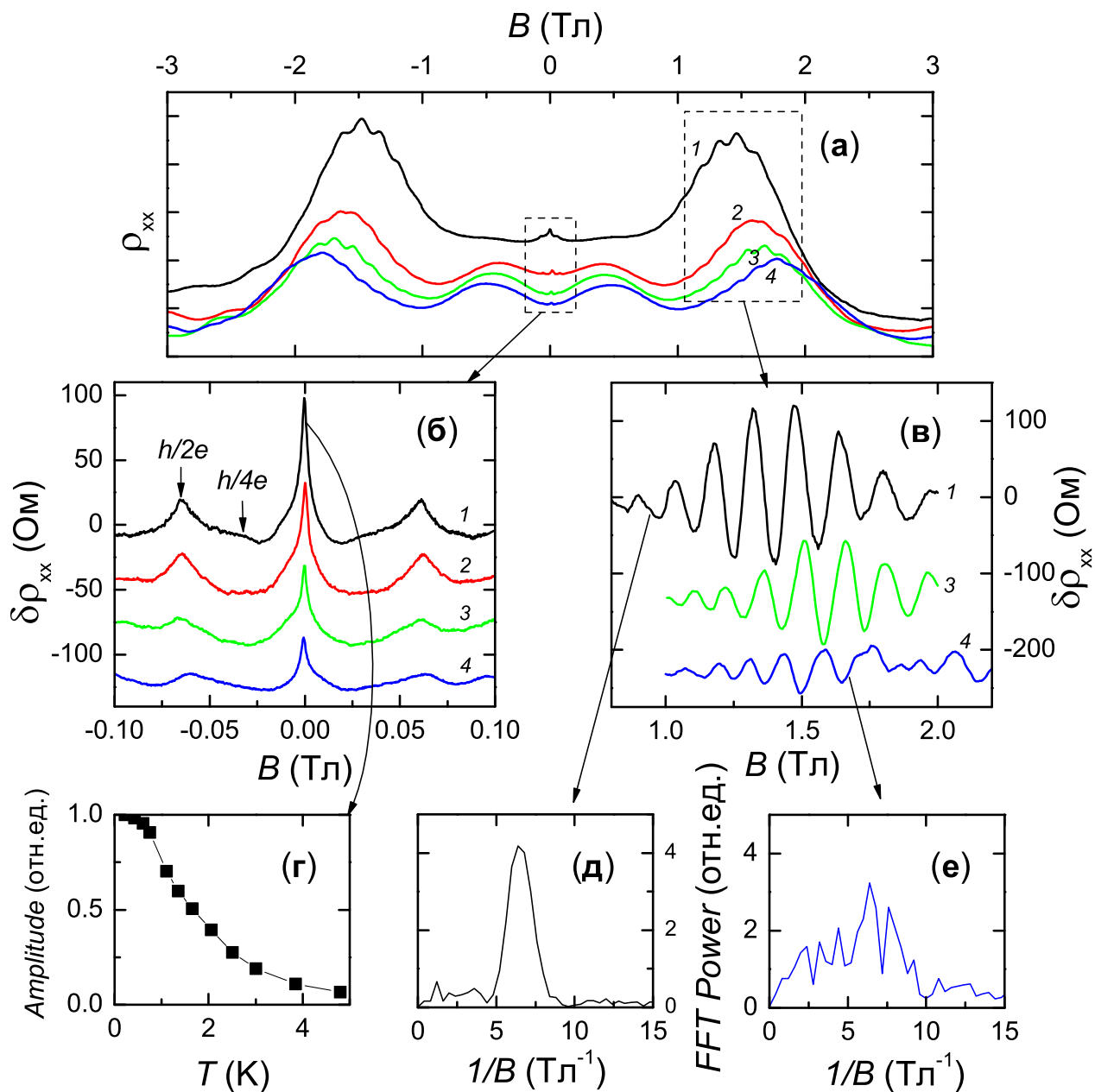


Рис. 25: Осцилляции магнитосопротивления сверхрешетки антиоточек: (А), зависимости $\rho_{xx}(B)$ для различных состояний образца с отмеченными областями слабых и сильных магнитных полей; (Б), осцилляции магнитосопротивления (после вычета монотонной составляющей) в слабых магнитных полях при $T = 0.2 \dots 0.22$ К для различных состояний образца; (В), температурная зависимость амплитуды осцилляций в слабом магнитном поле в первом состоянии образца; (Г), осцилляции магнитосопротивления в сильном магнитном поле при $T = 0.5$ К в различных состояниях образца; (Д) и (Е), Фурье-спектр осцилляций в первом (высокоомном) и последнем (низкоомном) состояниях соответственно

одновременно как в области слабых полей, так и районе основного соизмеримого пика сопротивления. Этот факт свидетельствует о намного более высоком качестве исследуемых решеток в сравнении с изученными ранее. Начнем с анализа осцилляций (рис.25,б) в слабых магнитных полях. Впервые они были обнаружены в [64], а затем проанализированы в [70]. В этих работах было показано, что они являются осцилляциями Альтшулера-Аронова-Спивака [35] возникающими в результате интерференции на самопересекающихся траекториях в квадратной решетке рассеивателей. Период этих осцилляций показывает, что он, как и должно быть, соответствует квантованию потока $h/2e$ через площадь элементарной ячейки решетки. Отметим также, что для наиболее высокоомного состояния образца на рис.25,б наблюдается слабая, но вполне отчетливая особенность, лежащая при в приблизительно в два раза меньших полях и таким образом соответствующая квантованию через в два раза большую площадь, то есть, фактически, квантованию потока через две элементарных ячейки сверхрешетки. Для более низкоомных состояний эта особенность не наблюдается. Амплитуда осцилляций (рис.25,г) удовлетворительно описывается зависимостью $A \sim \exp(-4a/L_\phi)$, где длина фазовой когерентности L_ϕ предполагается зависящей от температуры как $T^{-0.5}$ [87]. Численная оценка ее величины дает значение в диапазоне 0.7 – 1 мкм, растущее с увеличением проводимости, что согласуется с моделью найквистского сбоя фазы [87].

На рис.25,в показаны квантовые осцилляции, соответствующие области основного соизмеримого пика. Впервые эти осцилляции наблюдались в [71] и связаны с квантованием циклотронных орбит вокруг антиточек [72].

Фактически, согласно теории [72] они представляют собой шубниковские осцилляции, модифицированные потенциалом антиточек. В данной работе удалось обнаружить сильную зависимость амплитуды этих осцилляций от магнитного поля вблизи соизмеримого пика, свидетельствующую о строгом разграничении траекторий вокруг антиточек и сталкивающихся с ними, как раз благодаря резкости границы антиточка-ДЭГ. Как и следовало ожидать, наиболее ярко этот эффект виден для самого высокоомного состояния образца, когда, фактически, реализуется состояние с самым большим размером антиточек (кривая 1 на рис.25,а и в) и когда их период практически постоянен по магнитному полю в соответствии с теорией [72] (в более низкоомных состояниях (кривая 4 на рис.25,а и в) их период уже сильно отклоняется от постоянного (см. рис.25,д и е, где показаны Фурье-спектры осцилляций), так как размер антиточек в этих состояниях меньше). Хорошо видно, что в магнитном поле соответствующим условию $2R_c \approx a$, амплитуда осцилляций более чем на порядок выше, чем таковая даже в более высоких полях. В то же время, как и следовало ожидать, в поведении осцилляций для самого низкоомного состояния (кривая 4 на рис.25,в) подобного не наблюдается. Отметим также, что в отличие от [71] средний период этих осцилляций $\Delta B = 0.16$ Тл (рис.25,д) заметно превышает период, даваемый квантованием магнитного потока на площади элементарной ячейки решетки ($\Delta B = 0.127$ Тл в этом случае) и более соответствует его квантованию на площади циклотронной орбиты вокруг антиточки с радиусом $R_c = a/2$, что также иллюстрирует тот факт, что с одной стороны исследованные осцилляции тесно связаны с шубниковскими, а с другой сильно модифицированы потенциалом антиточек.

4.2 Сверхрешетки антиточек с резкими границами с периодом 80 нм

В нашей работе [А6] впервые проведено исследование высокоподвижного ДЭГ в решетке антиточек с периодом 80 нм. Диаметр антиточек при этом составлял 20 нм-40 нм (рис.13,в и г). Дебройлевская длина волны электронов в исследованных образцах была равна 28 нм-38 нм. До этой работы наименьший период решетки антиточек составлял 150 нм [67], то есть в два раза больше. Немаловажен и тот факт, что, в отличие от [67], в нашей работе удалось реализовать решетку на площади 50 мкм на 100 мкм, то есть почти в 1000 раз большей. Большая площадь образца полностью исключает возникновение мезоскопических флуктуаций сопротивления, могущих исказить эффекты, связанные с периодичностью. Решетки антиточек размером 30 нм-40 нм и периодом 80 нм создавались на основе той же технологии, что и сверхрешетки с периодом 200 нм, однако для того, чтобы получить как можно меньший эффективный размер антиточек, глубина травления была выбрана в два раза меньше.

На рис.26,а показаны зависимости от магнитного поля B диссипативной $\rho_{xx}(B)$ и холловской $\rho_{xy}(B)$ компонент тензора сопротивления указанной решетки без подсветки. Для сравнения там же приведена зависимость $\rho_{xx}^{macro}(B)$ для немодулированной части образца. Ее сопротивление при $B = 0$ почти в 25 раз меньше сопротивления решетки при тех же условиях. Это говорит о практически полном доминировании рассеяния на антиточках в решетке. В этом состоянии образца длина свободного пробега электронов в сверхрешетке равнялась $l_{tr}^{lattice} = 180$ нм. Параметры исходного ДЭГ, изменявшиеся, как и в случае 180-нм сверхрешетки, при помощи подсветки,

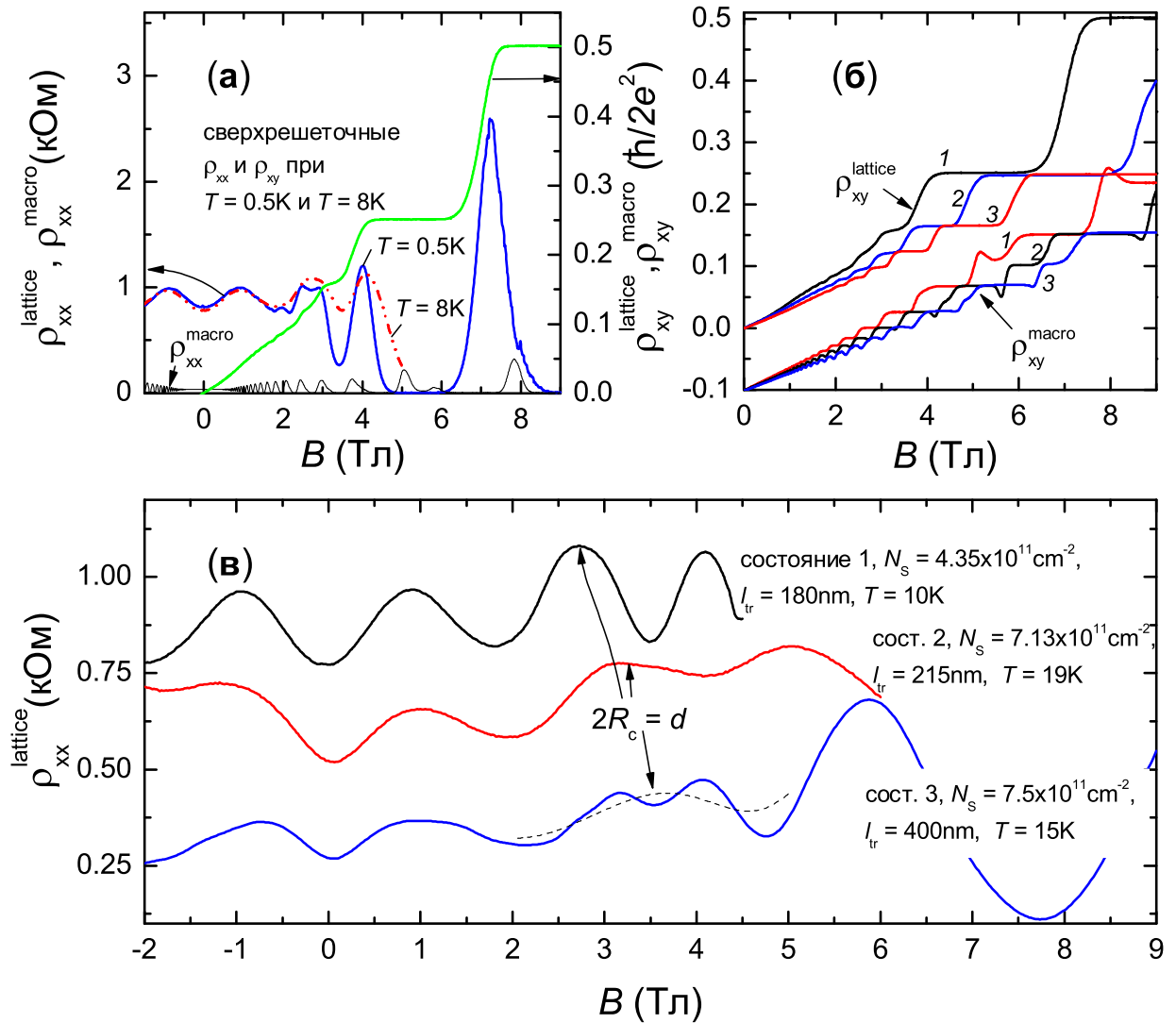


Рис. 26: Магнитосопротивление и эффект Холла в сверхрешетке антиточек с периодом 80 нм: (А), зависимости $\rho_{xx}(B)$ при $T = 0.5$ и 8 К и $\rho_{xy}(B)$ при $T = 0.5$ К для сверхрешетки антиточек (толстые линии), а также зависимость $\rho_{xx}(B)$ для немодулированной части образца (тонкая линия) при той же температуре; (Б) зависимости $\rho_{xy}(B)$ сверхрешетки антиточек (верхние кривые), а также для немодулированной (макро-) части образца (сдвинуты для удобства вниз на $0.1\hbar/2e^2$) для различных состояний (состояния отмечены цифрами, каждое последующее получено из предыдущего подсветкой); (В) зависимости $\rho_{xx}(B)$ сверхрешетки антиточек для различных состояний при высоких температурах. Последнее состояние дополнительно сглажено (пунктир).

были следующими: концентрация электронов $N_s = (6.5 - 8) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu = (2.6 - 2.7) \times 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ с соответствующими длинами свободного пробега $l_{tr} = (3.4 - 3.8) \mu\text{м}$.

Зависимости $\rho_{xx}(B)$ для решеточного образца на рис.26,а содержат при полях $B \leq 4 \text{ Тл}$ пики МС, на первый взгляд аналогичные соизмеримым пикам МС, всегда наблюдающиеся в ДЭГ с решеткой антиточек. При магнитном поле $B = 2.8 \text{ Тл}$ наблюдается, как и следовало ожидать, основной соизмеримый пик (СПМС), положение которого как во всех предыдущих экспериментах, так и в нашем, хорошо соответствует условию $2 \times R_c = d$. При дальнейшем увеличении магнитного поля сразу после основной соизмеримой осцилляции возникает хорошо выраженный режим квантового эффекта Холла. Столь резкий переход от квазиклассических пиков МС к КЭХ наблюдается впервые и как раз благодаря рекордно малому периоду решетки. Оставшийся пик, наблюдаемый при более слабых полях требуют отдельного анализа. Он соответствует условию $0.43 \times R_c = d$. Пик с указанным условием соизмеримости ранее не встречался. Как было показано в предыдущем параграфе, при больших периодах после основного СПМС наблюдался обычно пик, положение которого меняется в зависимости от резкости границы антиточка – ДЭГ. При плавном потенциале границы он обычно соответствует условию $0.65 \times R_c = d$, а при резком – $0.5 \times R_c = d$ [60, 65, 66, 71]. Очевидно, что ни одно из приведенных условий не соответствует найденному в данной решетке. Еще большее разногласие возникает в поведении анализируемого пика МС после подсветки образца, увеличивающей концентрацию двумерных электронов (рис.26,в). Как видно из приведенных выше условий соизмеримости, рост

N_s должен приводить к сдвигу пиков в сторону больших магнитных полей, что и наблюдалось во всех предыдущих экспериментах. Рис.26,в показывает, что такое поведение демонстрирует только основной пик МС, тогда как пик, соответствующий более слабым магнитным полям, практически не меняет своего положения, а для самого низкоомного состояния 3 даже смещается в сторону более слабых магнитных полей. Отсюда ясно, что положение обсуждаемого пика нельзя описать каким-либо условием соизмеримости между циклотронным радиусом и периодом решетки, и он имеет какую-то другую природу, возможно, связанную уже с квантовыми эффектами. Чтобы проверить данное предположение, зависимости $\rho_{xx}(B)$ были измерены при различных температурах в диапазоне от 0.2 К до 20 К (рис.27). Хорошо видно, что изменение температуры почти на два порядка не ведет к радикальному изменению поведения обоих пиков МС. Только при самых низких температурах основной соизмеримый пик МС начинает модулироваться шубниковскими осцилляциями. Существование пиков даже при самых высоких температурах указывает на квазиклассическую природу указанных пиков. Более детальный анализ рис.27 показывает, что поведение решетки в самом низкоомном состоянии 3 (рис.27,в) существенным образом отличается от свойств первых двух состояний. Во-первых, аномальный пик МС сдвигается в сторону меньших полей по сравнению с таким же пиком в состоянии 2 (представленного на рис.27,б), подтверждая свой "несоизмеримый" характер. Во-вторых, возникает аномальное поведение шубниковских осцилляций в области магнитных полей 0.5 – 2 Тл. Рассмотрим его подробнее. Как видно из рис.27,а, в состоянии 1 в этом диапазоне магнитных полей они

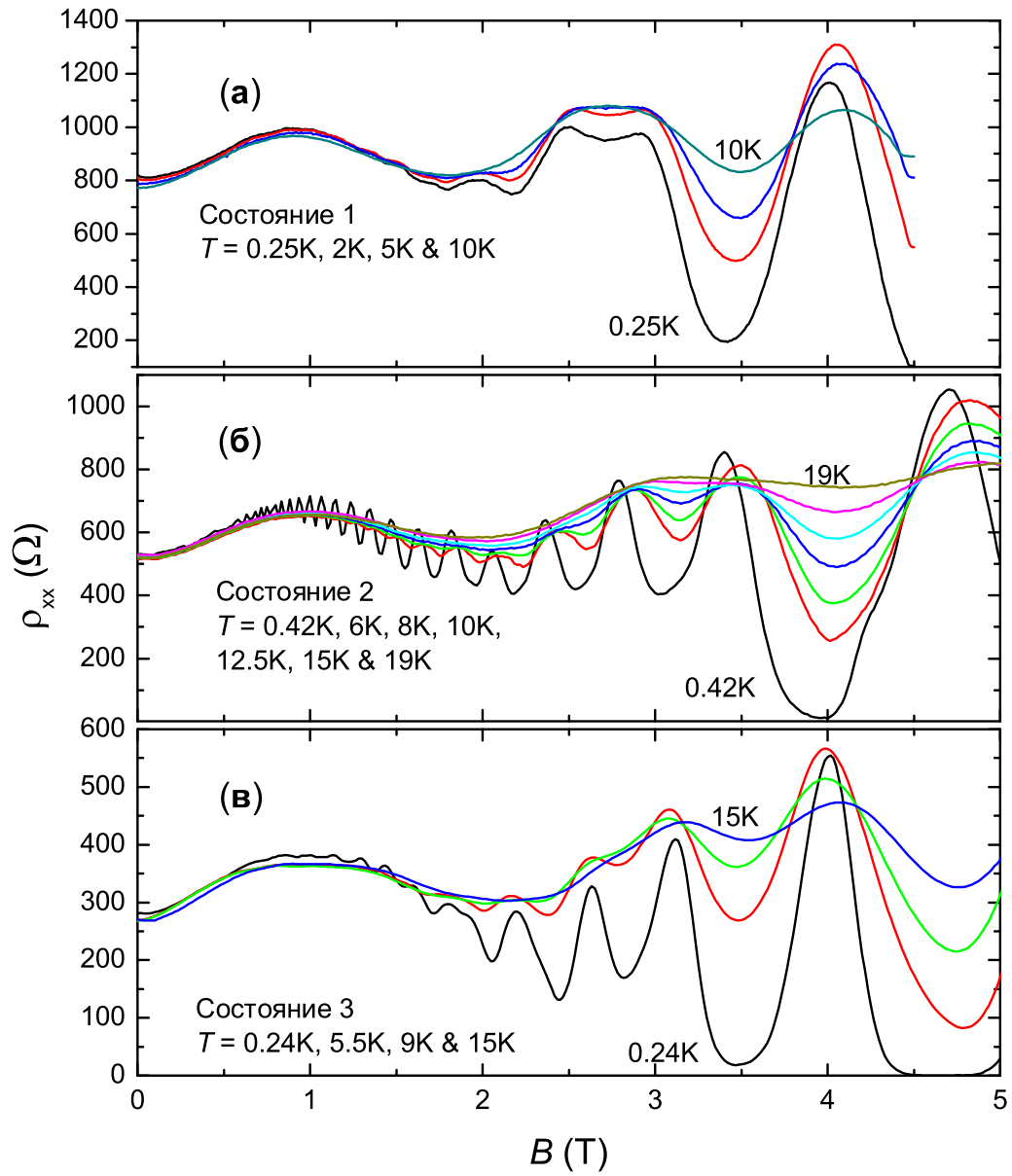


Рис. 27: Магнитосопротивление сверхрешетки антиточек с периодом 80 нм для трех различных состояний образца в диапазоне температур от 0.25 К до 20 К

отсутствуют даже при минимальной температуре. При переходе к состоянию 2 (рис.27,б), в котором концентрация электронов в 1.6 раза выше, они, как и следовало ожидать, появляются вследствие резкого увеличения квантового времени, вызванного уменьшением неоднородности N_s после подсветки. Однако при переходе от состояния 2 к состоянию 3 (рис.27,в), несмотря на почти двукратное увеличение подвижности и при незначительном изменении концентрации, наблюдается почти полное подавление этих осцилляций. Отсюда следует парадоксальный вывод: рост транспортного времени τ_{tr} при описываемом переходе сопровождается заметным снижением квантового времени τ_q вместо его роста, как следовало бы ожидать в обычной ситуации. Как хорошо известно [88], за счет множителя $1 - \cos \phi$ в вероятности рассеяния, τ_{tr} преимущественно определяется рассеянием на большие углы ϕ , то есть в его формировании основную роль играет короткодействующий потенциал. В противоположность транспортному времени квантовое время формируется рассеянием на все углы, включая малые, [67, 89], то есть, в основном дальнедействующим вкладом в рассеивающий потенциал и, в частности, неоднородностями концентрации двумерных электронов. Сравнение экспериментальных длин свободного пробега с расчетными, полученными в результате собственного компьютерного моделирования коэффициента диффузии электронов в решетке антиточек с бесконечными вертикальными стенками, позволяет оценить средний радиус антиточек в каждом из состояний. Согласно этим данным, радиус антиточек a в первом, втором и третьем состояниях равен 18 нм, 16 нм и 7 нм, соответственно. Очевидно, что антиточки с большим радиусом лучше описываются моделью с вертикальными стенками, а в третьем состоянии,

когда расчетный радиус становится меньше литографического, эта модель дает значительную погрешность, что является косвенным указанием исчезновения барьера между антиточкой и ДЭГ. Тогда можно предложить следующую гипотезу для объяснения наблюдаемого поведения решетки. При переходе от состояния 2 к 3 происходит резкое изменение в характере модулирующего потенциала решетки. В состоянии 2 антиточки все еще существуют и вносят существенный вклад в процессы обратного рассеяния и соответственно в формирование длины свободного пробега, а квантовое время определяется главным образом неоднородностью концентрации в областях вокруг антиточек. При переходе в состояние 3 антиточки (по определению антиточки – это области, в которых высота антиточечного барьера U больше энергии Ферми электронов E_F) исчезают и вместо решетки антиточек возникает ДЭГ в модулированном периодическом потенциале с амплитудой модуляции $U \lesssim E_F$, в котором возникает значительная неоднородность концентрации и отсутствует обратное рассеяние на антиточках, так как вместо них возникают просто области с малой концентрацией двумерных электронов, на которых существует в основном только рассеяние на малые углы. Первое приводит к росту транспортного времени, а второе, наоборот, из-за большего неоднородного уширения может заметным образом уменьшить квантовое время с соответствующим подавлением амплитуды шубниковских осцилляций.

Для состояния 3 в поведении осцилляций Шубникова-де Газа наблюдаются и другие аномалии (рис.28). Детальный анализ периода этих осцилляций показывает не совсем обычную картину. Фундаментальным свойством осцилляций Шубникова-де Газа является постоянство их периода

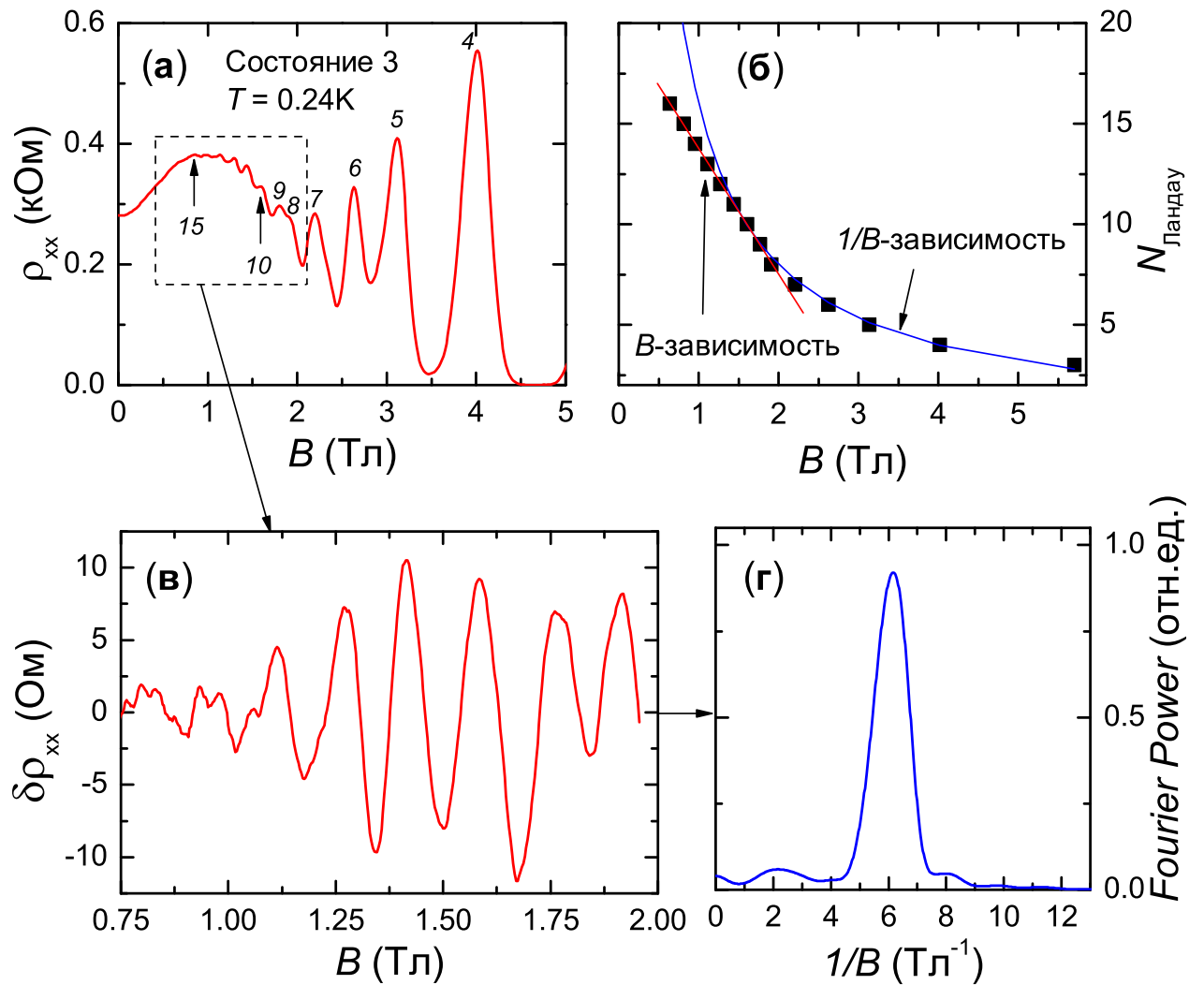


Рис. 28: Аномальные осцилляции Шубникова-де Гааза в третьем состоянии сверхрешетки антиоточек: (А), магнитосопротивление с отмеченными номерами максимумов; (Б), зависимость положения пика магнитосопротивления от его порядкового номера (т.е. номера вырожденного по спину уровня Ландау); (В), осцилляции магнитосопротивления после вычитания монотонной составляющей и их Фурье-спектр (г). Хорошо видно, что в области магнитных полей от 0.75 Тл до 2 Тл осцилляции имеют аномальную B -периодичность

в шкале обратного магнитного поля, отражающего концентрацию носителей заряда. На рис.28,б отложены номера максимумов осцилляций, приведенных на рис.28,а и в, в зависимости от магнитного поля. Наблюдаемое поведение ясно демонстрирует сильное отклонение этой зависимости от $1/x$ для $N > 8$. Это означает, что в магнитных полях меньше 2 Тл наблюдаются аномальное отклонение периода осцилляций Шубникова-де Гааза от константы в шкале обратного магнитного поля. Этот факт подтверждается Фурье-спектром аномальных осцилляций (рис.28,г), на котором проявляется хорошо выраженный пик, соответствующий периоду по магнитному полю $\delta B = 0.16$ Тл. Здесь следует отметить, что подобные периодичные по магнитному полю осцилляции неоднократно наблюдались в решетках антиточек с периодом 180 нм (предыдущий параграф) и более (300 нм [71]). Однако эти осцилляции всегда возникали только в области максимума основного соизмеримого пика. Согласно теории [72] представляют собой шубниковские осцилляции, возникающие на выделенных циклотронных орбитах, замкнутых вокруг одной антиточки. Поэтому их период можно связать с квантованием магнитного потока через площадь, охватываемую циклотронной орбитой электрона с радиусом, равным половине периода решетки, что было экспериментально подтверждено в предыдущем параграфе.

Основной отличительной чертой найденных в данной работе осцилляций является то, что они возникают в диапазоне магнитных полей, соответствующих не основному пику соизмеримости, а в значительно меньших полях, в области первого пика МС, который существует при $B \approx 1$ Тл и, как было отмечено выше, не соответствует никакому условию

соизмеримости, а скорее связан с максимумом рассеяния, возникающего из-за немонотонного изменения коэффициента диффузии в указанной области магнитных полей. При этом в этой области полей циклотронная орбита охватывает сразу значительное число антиточек (в данном случае около 10) и, таким образом, период описываемых осцилляций никак не связан с периодом решетки. Еще одной отличительной особенностью является их плавный переход к осцилляциям Шубникова-де Газа (рис.28,а и б). Приведенные факты позволяют предположить, что периодическая модуляция потенциала таким образом модифицирует шубниковские осцилляции, что в момент их возникновения они демонстрируют аномальный (постоянный по магнитному полю) период, который только с дальнейшим ростом поля трансформируется в обычное поведение. Причем такой переход не связан уже с условием $2 \times R_c = d$, а определяется игрой амплитуды модулирующего потенциала и циклотронной энергии. Обобщая сказанное, можно сделать следующий вывод об универсальном влиянии модулирующего потенциала на периодичность шубниковских осцилляций: когда неоднородное уширение уровней Ландау, обусловленное модуляцией потенциального поля сравнимо или больше расстояния между ними, оно приводит к такой трансформации осцилляций Шубникова-де Газа, что в момент их появления они оказываются эквидистантными по магнитному полю, и только с дальнейшим ростом величины поля происходит их переход к обычному поведению.

5 Заключение

5.1 Основные результаты и выводы

В данной работе впервые были реализованы и исследованы структуры на основе ДЭГ в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ с глубиной залегания, меньше фермиевской длины волны электронов.

Впервые проведено экспериментальное исследование нарушения условия адиабатичности на квантование баллистического кондактанса. Обнаружено, что в короткой квантовой проволоке с резкими границами отсутствие указанного условия приводит к практически полному разрушению плато квантования кондактанса. Вместо этого наблюдаются ярко выраженные интерференционные эффекты, обусловленные как когерентным рассеянием на краях проволоки (интерференция Фабри-Перо), так и на случайных примесях (мезоскопическая интерференция), расположенных в областях ДЭГ, прилегающих к выходам проволоки.

В квазибаллистических кольцах малых размеров (эффективный радиус $r = 60 \text{ нм} - 75 \text{ нм}$) обнаружены сверхвысокие h/ne квазигармоники осцилляций Ааронова-Бома с номерами n , достигающими значений $n = 40 - 45$. Обнаружение столь высоких квазигармоник является прямым экспериментальным свидетельством существования в реальных рассеивающих системах с характерным размером порядка длины волны электрона процессов многократного обратного рассеяния электронных волн.

Экспериментально исследовано поведение магнитосопротивления сверхрешеток антиточек с периодом 180 нм и 80 нм . Показано, что поведение как квазиклассических пиков магнитосопротивления, так и

квантовых осцилляций принципиальным образом зависит не только от периода решетки и размера антиточек, но также от плавности потенциала на границе ДЭГ-антиточка. В сверхрешетке антиточек с рекордно малым периодом 80 нм обнаружен целый ряд новых особенностей в поведении магнитосопротивления: 1) аномальный квазиклассический пик магнитосопротивления, обусловленный эффектами немонотонного рассеяния, 2) необычный переход в поведении осцилляций Шубникова-де Газа от аномального периода, постоянного по магнитному полю, к нормальному - постоянному по обратному магнитному полю, 3) эффект возгорания и подавления шубниковских осцилляций, вызванный трансформацией короткодействующего и дальнедействующего рассеивающих потенциалов в решетке при изменении концентрации двумерных электронов.

Благодарности

В заключение я хотел бы поблагодарить всех людей, способствующих успеху данной работы. Прежде всего, это мой научный руководитель Квон Дмитрий Харитонович, не только выбравший тему для исследований, но и задавший для меня верный курс между личной свободой и ненавязчивой опекой. Также я хочу отдельно поблагодарить сотрудников лабораторий №26 и №20 ИФП СО РАН, чей вклад начинался изготовлением образцов и заканчивался заливкой азота, а также сотрудников лаборатории LNCMI CNRS (Гренобль), где была проведена часть экспериментов и где я получил бесценный опыт.

5.2 Список публикаций в рецензируемых журналах

- [A1] Козлов Д. А. *Свойства двумерного электронного газа в гетеропереходе $AlGaAs/GaAs$ со сверхтонкими слоями $AlGaAs$* / Д. А. Козлов, З. Д. Квон, А. К. Калагин, А. И. Торопов // Физика и техника полупроводников **41** (2), с. 186-189 (2007).
- [A2] Козлов Д. А. *Интерференционные эффекты в кондактансе квантовых проволок* / Д. А. Козлов, З. Д. Квон // Вестник НГУ. Серия: Физика, вып. 3, с. 72-75 (2007).
- [A3] Козлов Д. А. *Кондактанс коротких квантовых проволок с резкими границами* / Д. А. Козлов, З. Д. Квон, А. Е. Плотников, Д. В. Щеглов, А. В. Латышев // Письма в ЖЭТФ **86** (10) стр. 752-756 (2007).
- [A4] Kvon Z. D. *Ultra-high Aharonov-Bohm oscillations harmonics in a small ring interferometer* / Z. D. Kvon, D. A. Kozlov, E. B. Olshanetsky, A. E. Plotnikov, A. V. Latyshev, J. C. Portal // Solid State Communications **147**, p. 230-233 (2008).
- [A5] Козлов Д. А. *Квазиклассический и квантовый транспорт в двумерном электронном газе с решеткой антиточек, имеющих резкие границы* / Д. А. Козлов, З. Д. Квон, А. Е. Плотников // Письма в ЖЭТФ **89** (2), с. 89-93 (2009).
- [A6] Козлов Д. А. *Двумерный электронный газ в решетке антиточек*

с периодом 80 нм / Д. А. Козлов, Э. Д. Квон, А. Е. Плотников,
А. В. Латышев // Письма в ЖЭТФ **91** (3), с. 145-149 (2010).

6 Список используемой литературы

- [1] Amasha S. *Kondo temperature dependence of the Kondo splitting in a single-electron transistor* / S. Amasha, I. J. Gelfand, M. A. Kastner, and A. Kogan // Phys. Rev. **B 72**, 045308 (2005).
- [2] Heiblum M. *High mobility electron gas in selectively doped n:AlGaAs/GaAs heterojunctions* / M. Heiblum, E. E. Mendez, and Frank Stern // Appl. Phys. Lett. **44**(11), 1064 (1984)
- [3] Lin B. J. F. *Mobility of the two-dimensional electron gas in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures* / B. J. F. Lin, D. C. Tsui, M. A. Paalanen, and A. C. Gossard // Appl. Phys. Lett. **45**(6), 695 (1984).
- [4] Paalanen M. *Temperature dependence of electron mobility in GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures from 1 to 10 K* / M. A. Paalanen, D. C. Tsui, A. C. Gossard, and J. C. M. Hwang // Phys. Rev. **B 29**, 6003 (1984).
- [5] Davies J. H. *The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction* // Cambridge University Press, 1998.
- [6] Umansky V. *MBE growth of ultra-low disorder 2DEG with mobility exceeding $35 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$* / V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson, J. Smet, J. Nubler, M. Dolev // Journal of Crystal Growth **311** (7), 1658 (2009).
- [7] Ткаченко В. А. *Амплитуда осцилляций Ааронова-Бома в малых баллистических интерферометрах* / В. А. Ткаченко, З. Д. Квон,

Д. В. Щеглов, А. И. Торопов, О. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев и А. Л. Асеев
// Письма в ЖЭТФ **79**, 168 (2004).

- [8] Fuhrer A. *Energy spectra of quantum rings* / A. Fuhrer, S. Lüsher, T. Ihn, T. Heinzel, K. Ensslin, W. Wegscheider, M. Bichler // Nature**413**, 822 (2001).
- [9] Шарвин Ю. В // ЖЭТФ **48**, 984 (1965). (Yu. V. Sharvin Sov. Phys. JETP **21**, 655 (1965)).
- [10] Wees B. J. *Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas* / B. J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, and D.van der Marel // Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988).
- [11] Wharam D. A. *One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance* /D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones // J. Phys. C **21**, 209 (1988).
- [12] Thornton T. J. *One-dimensional conduction in the 2D Electron Gas of a GaAs-AlGaAs heterojunction* / T. J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews and G. J. Davies // Phys. Rev. Lett.**56** (11), 1198 (1986).
- [13] Landauer R. *Spatial Variation of Currents and Fields Due to Localized Scatterers in Metallic Conduction* // IBM J. Res. Dev. **1**, 223 (1957).
- [14] Landauer R. *Electrical resistance of disordered one-dimensional lattices* // Phil. Mag. **21**, 863 (1970).

- [15] Büttiker M. *Four-Terminal Phase-Coherent Conductance* // Phys. Rev. Lett. **57**, 1761 (1986).
- [16] Büttiker M. *Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multi-probe conductors* // Phys. Rev. **B 38**, 9375 (1988)
- [17] Van Houten H. *Quantum Point Contacts* / H. van Houten, C.W.J. Beenakker, B.J. van Wees // Academic Press, New York, 1990.
- [18] Tekman E. *Theoretical study of transport through a quantum point contact* // E. Tekman, S. Ciraci // Phys. Rev. **B 43** (9), 7145 (1991).
- [19] J. Imry. *In Direction in Condensed Matter Physics* / Edited by G. Grinstein and G. Masenko // Singapore: World Scientific Publ., 1986, p.101.
- [20] Büttiker M. *Generalized many-channel conductance formula with application to small rings* / Büttiker M. / M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer, and S. Pinhas // Phys. Rev. **B 31**, 6207 (1985).
- [21] Büttiker M. *The quantum Hall effect in open conductors* // New York: Academic, Semiconductor and semimetals **35**, 191 (1992).
- [22] Büttiker M. *Small normal-metal loop coupled to an electron reservoir* // Phys. Rev. **B 32**, 1846 (1985).
- [23] Engquist H.L. *Definition and measurement of the electrical and thermal resistances* / H.L. Engquist and P.W. Anderson // Phys. Rev. **B 24**, 1151 (1981).

- [24] Глазман Л. И. *Безотражательный квантовый транспорт и фундаментальные ступени баллистического сопротивления в микросужениях* / Л. И. Глазман, Г. Б. Лесовик, Д. Е. Хмельницкий, Р. И. Шехтер // Письма в ЖЭТФ **48**(4), 218 (1988).
- [25] Yacoby A. *Quantization of the conductance of ballistic point contacts beyond the adiabatic approximation* / A. Yacoby, Y. Imry // Phys. Rev. **B 41**, 5341 (1990).
- [26] Левинсон И. Б. *Квантовая проводимость баллистического микроконтакта* // Письма в ЖЭТФ **48**, 273 (1988).
- [27] Szafer Aaron. *Theory of Quantum Conduction through a Constriction* / Aaron Szafer and A. Douglas Stone // Phys. Rev. Lett. **62**, 300 (1989).
- [28] Van Wees B. J. *Quantum ballistic and adiabatic electron transport studied with quantum point contacts* / 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 // Phys. Rev. **B 43**, 12431 (1991)
- [29] Brown R. J. *The one dimensional quantised ballistic resistance in GaAs/AlGaAs heterojunctions with varying experimental conditions* // R. J. Brown, M. J. Kelly, R. Newbury, M. Pepper, B. Miller, H. Ahmed, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost and G. A. C. Jones // Solid-State Electronics **32**, 1179 (1989).
- [30] Aharonov Y. *Significance of Electromagnetic Potentials in Quantum Theory* / Y. Aharonov, D. Bohm // Phys. Rev. **115**, 485 (1959).

- [31] Deaver B. S. *Experimental Evidence for Quantized Flux in Superconducting Cylinders* B. S. Deaver, Jr., and W. M. Fairbank // Phys. Rev. Lett. **7**, 43 (1961).
- [32] Byers N. *Theoretical Consideration concerning quantized magnetic flux in superconducting cylinders* / N. Byers, C. N. Yang // Phys. Rev. Lett. **7**, 46 (1961).
- [33] Parks R. D. *Fluxoid Quantization in a Multiply-Connected Superconductor.* /R. D. Parks, W. A. Little // Phys. Rev. **133**, A97 (1964).
- [34] Jaklevic R. C. *Quantum Interference Effects in Josephson Tunneling* / R. C. Jaklevic, John Lambe, A. H. Silver, and J. E. Mercereau // Phys. Rev. Lett. **12**, 159 (1964).
- [35] Альтшуллер Б. Л. *Эффект Ааронова-Бома в неупорядоченных проводниках* / Б. Л. Альтшуллер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак // Письма в ЖЭТФ **33** (2), 101 (1981).
- [36] Шарвин Д. Ю. *Квантование магнитного потока в цилиндрической пленке из нормального металла* / Д. Ю. Шарвин, Ю. В. Шарвин // Письма в ЖЭТФ **34**(5), 285 (1981).
- [37] Buttiker M. *Josephson behavior in small normal one-dimensional rings* / M. Buttiker, Y. Imry and R. Landauer // Phys. Lett. **A 96**, 365 (1983).
- [38] Gefen Y. *Quantum Oscillations and the Aharonov-Bohm effect for parallel resistors.* /Y. Gefen, Y. Imry and M. Ya. Azbel // Phys. Rev. Lett. **52**, 129 (1984).

- [39] Webb R. A. *Observation of h/e Aharonov-Bohm oscillations in normal metal rings* / R. A. Webb, S. Washburn, C.P. Umbash, and R.B. Laibowitz // Phys. Rev. Lett. **54**, 2696 (1985).
- [40] Ford C. J. B. *Electrostatically defined heterojunction rings and the Aharonov-Bohm effect* / C.J.B. 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 // Appl. Phys. Lett. **54**(1), 21 (1989).
- [41] De Vegvar P. G. N. *Tunable Aharonov-Bohm Effect in an electron interferometer* / P. G. N. de Vegvar, G. Timp, P. M. Mankiewich, R. Behringer, and J. Cunningham // Phys. Rev. **B 40** (5), 3491 (1989).
- [42] Liu J. *Correlations between Aharonov-Bohm effects and one-dimensional subband populations in GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ rings.* // J. Liu, W. X. Gao, K. Ismail, K. Y. Lee, J. M. Honget., and S. Washburn // Phys. Rev. **B 48**, 15148 (1993).
- [43] Быков А. А. *Квазибаллистический электронный интерферометр* / 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 // Письма в ЖЭТФ **57**, 596 (1993).
- [44] Tan W.-C. *Landau quantization and the Aharonov-Bohm effect in a two-dimensional ring.* / W.-C. Tan and J. C. Inkson // Phys. Rev. **B 53**, 6947 (1996).
- [45] Быков А. А. *Резонансное обратное рассеяние в субмикронных кольцах*

/ А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров, О. Естибаль и Ж. К. Порталь // Письма в ЖЭТФ **78**, 36 (2003).

- [46] Ткаченко О. А. *Волновые функции баллистического электрона и отрицательное магнитосопротивление в малом кольцевом интерферометре* / О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев // Письма в ЖЭТФ **79**, 351 (2004).
- [47] Ольшанецкий Е. Б. *Температурная зависимость осцилляций Ааронова-Бома в малых квазibalлистических интерферометрах* / Е. Б. Ольшанецкий, З. Д. Квон, Д. В. Щеглов, А. В. Латышев, А. И. Торопов, Ж. К. Порталь // Письма в ЖЭТФ **81**, 762 (2005).
- [48] Harper P. G. *Single Band Motion of Conduction Electrons in a Uniform Magnetic Field* // Proc. Phys. Soc. **A 68**, 874 (1955).
- [49] Hofstadter Douglas R. *Energy levels and wave functions of Bloch electrons in rational and irrational magnetic fields.* // Phys. Rev. **B 4** (6), 2239 (1976).
- [50] Thouless D. J. *Quantized Hall Conductance in a Two-Dimensional Periodic Potential* / D. J. Thouless, M. Kohmoto, M. P. Nightingale, and M. den Nijs // Phys. Rev. Lett. **49** (6), 405 (1982).
- [51] Geisler M. C. *Detection of a Landau band-coupling-induced rearrangement of the Hofstadter butterfly* / M. C. Geisler, J. H. Smet, V. Umansky, K. von Klitzing, B. Naundorf, R. Ketzmerick, and H. Schweizer // Phys. Rev. Lett. **92** (25), 256801-1 (2004).
- [52] Синай Я. Г. *Динамические системы с упругими отражениями.*

Эргодические свойства рассеивающих бильярдов // УМН **25**, вып. 2(152), 141 (1970).

- [53] Marcus C. M. *Conductance Fluctuations and Chaotic Scattering in Ballistic Microstructures* / C. M. Marcus, A. J. Rimberg, R. M. Westervelt, P. F. Hopkins, and A. C. Gossard // Phys. Rev. Lett. **vol. 69**, num. 3, 506 (1992).
- [54] Budantsev M. V. *2D lattice of coupled Sinai billiards: metal or insulator at $g \ll 1$?* / M. V. Budantsev, Z. D. Kvon, A. G. Pogosov, G. M. Gusev, J. C. Portal, D. K. Maude, N. T. Moshegov and A. I. Toropov // Physica B **256**, 595 (1998).
- [55] Квон З. Д. *Квантовый транспорт в решетках связанных электронных бильярдов* // Письма в ЖЭТФ **76**, 619 (2002).
- [56] Gerhardts R. R. *Novel magnetoresistance oscillations in a periodically modulated two-dimensional electron gas* / R. R. Gerhardts, D. Weiss, and K. v. Klitzing // Phys. Rev. Lett **62**, 1173 (1989).
- [57] Beenakker C. W. J. *Guiding-Center-Drift Resonance in a Periodically Modulated 2DEG* // Phys. Rev. Lett. **62** (17), 2020 (1989).
- [58] Alves E. S. *The oscillatory magnetoresistance of electrons in a square superlattice potential* / E. S. Alves, P. H. Beton, M. Henini, L. Eaves, P. C. Main, O. H. Hughes, G. A. Toombs, S. P. Beaumont and C. D. W. Wilkinson // Journal of Physics: Condensed Matter **1**, 8257 (1989).
- [59] Winkler R. W. *Landau-band conductivity in a two-dimensional electrons system modulated by an artificial one-dimensional superlattice potential* /

R. W. Winkler, J. P. Kotthaus, and K. Ploog // *Phys. Rev. Lett.* **62** (10), 1177 (1989).

- [60] Weiss D. *Electron Pinball and Commensurate Orbits in a Periodic Array of Scatterers* / D. Weiss, M. L. Roukes, A. Mesching, P. Grambow, K. von Klitzig, and G. Weinmann // *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2790 (1991).
- [61] Ensslin K. *Magnetotransport through an antidot lattice* / K. Ensslin, P. M. Petroff // *Phys. Rev.* **B 41** (17), 12307 (1990).
- [62] Гусев. Г. М. *Магнетоосцилляции в двумерной электронной системе с периодическим потенциалом антиточек* / Г. М. Гусев, В. Т. Долгополов, З. Д. Квон, А. А. Шашкин, В. М. Кудряшов, Л. В. Литвин, Ю. В. Навстаушев // *Письма в ЖЭТФ* **54**, 369 (1991).
- [63] Lorke A. *Magnetotransport in two-dimensional lateral superlattices* / Lorke A., J. P. Kotthaus, and K. Ploog // *Phys. Rev.* **B 44**, 3447 (1991).
- [64] Гусев З. Д. *Осцилляции Ааронова-Бома в двумерном электронном газе с периодической решеткой рассеивателей* / Г. М. Гусев, З. Д. Квон, Л. В. Литвин, Ю. В. Настаушев, А. К. Калагин и А. И. Торопов // *Письма в ЖЭТФ* **55**, 129 (1992).
- [65] Gusev G. M. *Magnetoresistance oscillations in a two-dimensional electron gas with a periodic array of scatterers* / G. M. Gusev, Z. D. Kvon, L. V. Litvin, Yu. V. Nastausehev, A. K. Kalagin and A. I. Toropov // *J. Phys.: Cond. Matter* vol. **4**, num. 16, L269 (1992).
- [66] Tsukagoshi K. *Commensurability oscillations by runaway and pinned elec-*

- trons.* / K. Tsukagoshi, T. Nagao, M. Haraguchi, K. Murase and K. Gamo // *Superlat. and Microstr.* **23**, 493 (1998).
- [67] Dorn. A. *Interplay between the periodic potential modulation and random background scatterers in an antidot lattice* / A. Dorn, E. Bieri, T. Ihn, K. Ensslin, D. D. Driscoll, and A. C. Gossard // *Phys. Rev. B* **71**, 035343 (2005).
- [68] Fleischmann R. *Magnetotransport due to chaos and nonlinear resonances in lateral surface superlattices* / R. Fleischmann, T. Geisel, and R. Ketzmerick // *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1367 (1992).
- [69] Баскин Э.М. *Стохастическая динамика двумерных электронов в периодической решетке антиточек* / Э.М. Баскин, Г.М. Гусев, З.Д. Квон, А.Г. Погосов и М.В. Энтин // *Письма в ЖЭТФ* **55**, 649 (1992).
- [70] Гусев Г. М. *Эффекты слабой локализации в электронных бильярдах* / Г.М. Гусев, З.Д. Квон, А.Г. Погосов и П. Басмажи // *ЖЭТФ* **110**, 696 (1996).
- [71] Weiss D. *Quantized periodic orbits in large antidot array* / D. Weiss, K. Richter, A. Menschig, R. Bergmann, H. Schweizer, K. von Klitzing and G. Weimann // *Phys. Rev. Lett.* **70**, 4118 (1993).
- [72] Hackenbroich G. *Periodic-orbit theory of quantum transport in antidot lattices* / G. Hackenbroich, F von Oppen // *Europhysics Letters* **29**, 151 (1995).
- [73] Dagata J. A. *Modification of hydrogen passivated silicon by a scanning tunneling microscope operating in air* / J. A. Dagata, J. Schneir, H. H. Harary,

- C. J. Evans, M. T. Postek, and J. Bennett // *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2001 (1990).
- [74] Campbell P. M. *AFM-based fabrication of Si nanostructures* / P. M. Campbell, E. S. Snow, P. J. McMarr // *Physica B* **227**, 315 (1996).
- [75] Квон З. Д. *Новый режим резонансов обратного рассеяния в квантовом интерферометре малых размеров* / З. Д. Квон, Е. А. Галактионов, В. А. Сабликов, А. К. Савченко, Д. А. Щеглов, А. В. Латышев // *Письма в ЖЭТФ* **83**, 530 (2006).
- [76] Yacoby A. *Phase rigidity and $h/2e$ oscillations in a single ring Aharonov-Bohm experiment* / A. Yacoby, R. Schuster, and M. Heiblum // *Phys. Rev. B* **53**, 9583 (1996).
- [77] Chowdhury S. *Inverse flux quantum periodicity in the amplitudes of commensurability oscillations in two-dimensional lateral surface superlattices* / S. Chowdhury, A. R. Long, E. Skuras, J. H. Davies, K. Lister, G. Penelly, and C. R. Stanley // *Phys. Rev. B* **69**, 035330 (2004).
- [78] Лаунаσμαа О. В. *Принципы и методы получения температур ниже 1 К.* // Москва, "Мир" (1977).
- [79] Lang N. D. *Theory of a single-atom point source for electrons* / N. D. Lang, A. Yacoby, Y. Imry // *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1499 (1989).
- [80] Liang C. T. *Gradual decrease of conductance of an adiabatic ballistic constriction below $2e^2/h$* / C. T. Liang, O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, D. G. Bakshyev, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, and M. Pepper // *Phys. Rev. B* **70**, 195324 (2004).

- [81] Bykov A. A. *Fluctuation properties of small silicon field-effect transistors* / A. A. Bykov, G. M. Gusev, Z. D. Kvon, B. I. Fomin // Sov. Phys. JETP **70** (1), 140 (1990).
- [82] Ford C. J. B. *Gated, asymmetric rings as tunable electron interferometers* C. J. B. Ford, A. B. Fowler, J. M. Hong, C. M. Knoedler, S. E. Laux, J. J. Wainer and S. Washburn // Surf. Science **229**, 307 (1990).
- [83] Bykov A. A. *GaAs/AlGaAs quantum ring interferometer with a high-density two-dimensional electron gas* / A. A. Bykov, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, L. V. Litvin, A. G. Pogosov // Physica **E 2**, 519 (1998).
- [84] Ткаченко О. А. *Электростатический потенциал, энергетический спектр и резонансы фано в кольцевом баллистическом интерферометре на основе гетероперехода AlGaAs/GaAs* / О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев, З. Д. Квон и Ж. К. Портал // Письма в ЖЭТФ **71**, 366 (2000).
- [85] Buttiker M. *Quantum oscillations in one-dimensional normal-metal rings.* / M. Buttiker, Y. Imry and M. Ya. Azbel // Phys. Rev. A **30**, 1982 (1984).
- [86] Gefen Y. *Quantum oscillations in small rings at low temperatures.* / Y. Gefen, Y. Imry and M. Ya. Azbel // Surf. Science **142**, 203 (1984).
- [87] Altshuller B. L. *Effects of electron-electron collisions with small energy transfer on quantum localisation* / B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D. E. Khmel-nitsky // J. Phys. **C 15**, 7367 (1982).
- [88] Гантмахер В. Ф. *Рассеяние носителей тока в металлах и*

полупроводниках / В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон // М.: Наука, 1984

- [89] Cho Hyun-Ick. *Negative quasiclassical magnetoresistance in a high density two-dimensional electron gas in a $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ heterostructure* / H. I. Cho, G. M. Gusev, Z. D. Kvon, V. T. Renard, Jung-Hee Lee, and J.-C. Portal // Phys. Rev. **B 71**, 245323 (2005).
- [90] Smith T. P., III *Electronic spectroscopy of zero-dimensional systems* / T. P. Smith III, K. Y. Lee, C. M. Knoedler, J. M. Hong, and D. P. Kern // Phys. Rev. **B 38 (3)**, 2172 (1988).
- [91] Renard V. *Large positive magnetoresistance in a high-mobility two-dimensional electron gas: interplay of short- and long-range disorder* / V. Renard, Z. D. Kvon, G. M. Gusev, and J. C. Portal // Phys. Rev. **B 70**, 033303 (2004).
- [92] Gold A. *Scattering time and single-particle relaxation time in a disordered two-dimensional electron gas* // Phys. Rev. **B 38**, 10798 (1988).
- [93] Wendel M. *Interacting edge states in quantum wires* / M. Wendel, C. Lettau, W. Hansen, V. Dolgoplov, G. Bohm and G. Weimann // Solid State Communications **87**, 1101 (1993).