

Российская Академия Наук
Сибирское отделение
Институт физики полупроводников имени А. В. Ржанова

На правах рукописи

Исламов Дамир Ревинирович

**МАГНИТОТРАНСПОРТ В GaAs/AlAs ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ
В ПРИСУТСТВИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

01.04.10. — физика полупроводников

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., с.н.с А. А. Быков

Новосибирск — 2011

Содержание

Список обозначений	4
Введение	6
1. Обзор литературы и постановка задачи	15
1.1. Двумерный электронный газ в полупроводниковых структурах	15
1.2. Свойства двумерного электронного газа в магнитном поле	23
1.3. Магнитотранспорт в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с высокой электронной подвижностью в присутствии микроволнового излучения	28
1.4. Механизмы микроволновой фотопроводимости в дву- мерных электронных системах в сильных магнитных полях	33
1.5. Магнито-межподзонные осцилляции сопротивления . . .	43
Постановка задачи	47
2. Исследуемые образцы и методика эксперимента	48
2.1. Технология изготовления образцов	48
2.1.1. Изготовление GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами	48
2.1.2. Изготовление образцов для магнитотранспорт- ных измерений	51
2.2. Методика магнитотранспортных измерений	58

3. Магнитотранспорт в одиночных GaAs квантовых ямах с боковыми AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами в присутствии микроволнового излучения	64
3.1. Индуцированные микроволновым излучением магнитополевые осцилляции сопротивления и бездиссипативное состояние	65
3.2. Микроволновое фотосопротивление в двумерной электронной системе с анизотропной подвижностью	70
3.3. Абсолютное отрицательное сопротивление двумерного электронного газа в присутствии микроволнового излучения	78
Основные результаты и выводы главы 3	83
4. Магнитотранспорт в двойных GaAs квантовых ямах с боковыми AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами	85
4.1. Магнитосопротивление квазидвумерной электронной системы	86
4.2. Микроволновое фотосопротивление квазидвумерной электронной системы	92
Основные результаты и выводы главы 4	100
Заключение	102

Список обозначений

Δ_{SAS} — расщепление подуровней размерного квантования.

Γ — уширение уровня Ландау.

\hbar — постоянная Планка.

μ — подвижность электронов.

ν — плотность состояний.

ω_c — циклотронная частота.

ρ — удельное сопротивление, сопротивление «на квадрат».

σ — проводимость.

τ_q — квантовое время релаксации.

τ_{tr} — транспортное время.

B — магнитное поле.

c — скорость света.

D — коэффициент диффузии.

e — заряд электрона.

E_F — энергия Ферми.

E_n — уровни Ландау.

$f(E)$ — неравновесная функция распределения.

$f_0(E)$ — функция распределения Ферми-Дирака.

I_{ac} — переменный ток, прикладываемый к образцу.

$j = \omega/\omega_c$ — целочисленное значение, отвечающее циклотронному резонансу и его гармоникам.

k_B — постоянная Больцмана.

$l = \omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ — целочисленное значение, отвечающее максимумам $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций МС.

m — эффективная масса электрона.

m_0 — масса свободного электрона.

N — количество заполненных уровней Ландау.

n_e — плотность электронов.

p_F — импульс Ферми.

p_x, p_y — проекция импульса на ось x, y .

R — сопротивление.

T — температура электронного газа.

T_D — температура Дингля.

V — напряжение.

x, y, z — оси ортогональной системы координат.

2D — двумерный.

DQW — двойная квантовая яма.

SQW — одиночная квантовая яма.

ДЭГ — двумерный электронный газ.

КПСР — короткопериодная сверхрешётка.

МЛЭ — молекулярно-лучевая эпитаксия.

МС — магнитосопротивление.

ШдГ — Шубникова-де Гааза осцилляции.

Введение

Двумерный электронный газ (ДЭГ) в полупроводниковых структурах уже много десятков лет остается предметом всестороннего экспериментального и теоретического изучения [1]. Обусловлено это, с одной стороны, фундаментальной значимостью физических явлений, проявляющихся в двумерных (2D) электронных системах, а с другой — тенденциями современной микроэлектроники, направленными на всё большую миниатюризацию и быстродействие приборов на основе полупроводниковых гетероструктур. Одной из 2D электронных систем, ставшей к настоящему времени уже классической, является ДЭГ в селективно-легированном GaAs/AlGaAs гетеропереходе [2]. В 2001 году в такой системе был открыт новый тип осцилляций магнитосопротивления (МС), возникающих под действием микроволнового излучения [3].

В отличие от осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ), период которых определяется отношением химического потенциала к циклотронной частоте ω_c , период осцилляций МС, индуцированных микроволновым излучением, зависит от отношения частоты излучения ω к ω_c . Вскоре после обнаружения ω/ω_c -осцилляций МС было установлено, что в GaAs/AlGaAs гетеропереходах с высокой электронной подвижностью сопротивление в минимумах этих осцилляций зануляется [4–6]. Этот неожиданный и необычный экспериментальный факт стимулировал всестороннее теоретическое изучение обнаруженного феномена [7–9]. Выяснилось, что осциллирующее в магнитном поле поведение фотопроводимости было предсказано более 30 лет назад [10]. Однако и до настоящего времени многие аспекты электронного транспорта в 2D системах в присутствии микроволнового излучения остаются дискуссионными и требуют дальнейшего изучения [11, 12].

К настоящему времени основные экспериментальные результаты в области магнитотранспортных явлений в двумерных системах в присутствии микроволнового излучения получены на селективно-легированных GaAs/AlGaAs гетеропереходах с высокой электронной подвижностью. Высокая подвижность в таких гетероструктурах достигается селективным легированием, то есть разделением областей легирования и электронного транспорта толстым нелегированным спейсером. Такой способ подавления рассеяния на случайном потенциале легирующей примеси позволяет получать высокую подвижность лишь при сравнительно малой концентрации $n_e \sim 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, так как для её увеличения необходимо уменьшать толщину спейсера, что неизбежно ведет и к уменьшению подвижности. Таким образом остается актуальным экспериментальное наблюдение и исследование гигантских осцилляций МС, индуцированных микроволновым излучением, в 2D системах с более высокой электронной концентрацией.

Анализ научной литературы показал, что наиболее оптимальными для этих исследований являются GaAs квантовые ямы с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами [13]. Подавление электронного рассеяния на случайном потенциале ионизованных примесей в GaAs/AlAs гетероструктурах достигается не только пространственным разделением областей легирования и транспорта, но ещё и экранирующим действием X-электронов, возникающих в боковых AlAs/GaAs сверхрешеточных барьерах. Такой способ подавления рассеяния на случайном потенциале легирующей примеси позволяет увеличивать электронную концентрацию в GaAs/AlAs гетероструктурах, по сравнению с GaAs/AlGaAs гетеропереходами, без проигрыша в подвижности. Таким образом селективно-легированные GaAs/AlAs гетероструктуры существенно расширяют экс-

периментальные возможности для изучения электронного транспорта в системах пониженной размерности [14, 15].

Наибольшую распространённость получили методы исследования электронных систем пониженной размерности, основанные на оптических измерениях в инфракрасной и видимой областях спектра, либо на измерениях на постоянном токе. При этом поведение электронной системы в промежуточной области частот — СВЧ диапазоне — исследовано весьма незначительно. В это же время взаимодействие электромагнитного излучения данного диапазона даёт возможность изучения анизотропных эффектов и ряда резонансных и коллективных явлений: электронного парамагнитного, циклотронного, плазменного резонанса. Кроме того, СВЧ исследования имеют большое практическое применение в плане развития бесконтактных методов измерения в случаях, когда изготовлению омических контактов препятствуют технологические ограничения или принципиальные причины. Для современной полупроводниковой промышленности СВЧ методы представляют интерес при проектировании и разработке ключевых устройств для беспроводных вычислительных сетей.

Несмотря на очевидные преимущества бесконтактных СВЧ методов, они до сих пор не получили широкого распространения. Главным образом это связано с особой сложностью и трудоёмкостью абсолютных измерений на СВЧ, требующих очень точной калибровки системы и постоянного контроля за ней, особенно при низких температурах. В связи с этим актуальным является развитие методик, позволяющих определять параметры материалов из относительных измерений отклика системы на СВЧ поле, а также комбинированные методы, основанные на взаимодействии носителей заряда с СВЧ излучением в присутствии внешнего возмущения, например магнитного поля.

Цель диссертационной работы состоит в экспериментальном изучении магнитотранспорта в GaAs/AlAs гетероструктурах в присутствии микроволнового излучения в широком диапазоне измерительных токов с целью обнаружения ω/ω_c -осцилляций сопротивления в этих системах, обнаружении нулевых сопротивлений ω/ω_c -осцилляций, выявлении роли анизотропии электронной подвижности в формировании ω/ω_c -осцилляций, исследовании влияния микроволнового поля на межподзонные осцилляции сопротивления.

Научная новизна работы состоит в том, что впервые обнаружены гигантские ω/ω_c -осцилляции МС в GaAs/AlAs гетероструктурах с электронной подвижностью менее 10^6 см²/Вс. Впервые методом ван дер Пау исследовано влияние электромагнитного излучения миллиметрового диапазона длин волн на электронный транспорт в 2D системе с анизотропной подвижностью. Установлено, что в присутствии микроволнового излучения уменьшение измерительного тока в GaAs/AlAs гетероструктурах приводит к появлению магнитополевых состояний ДЭГ с полным отрицательным сопротивлением. Обнаружено, что в двойной GaAs квантовой яме внешнее электромагнитное возмущение приводит к существенной модификации магнито-межподзонных осцилляций диссипативного сопротивления.

Научная и практическая ценность работы. В диссертации показано, что при увеличении концентрации ДЭГ индуцированные микроволновым излучением состояния с нулевым сопротивлением проявляются в GaAs/AlAs гетероструктурах при средней величине подвижности. Полученные в работе данные делают реальным перенесение исследований природы индуцированных электромагнитным полем состояний с нулевым сопротивлением в 2D электронных системах в область субмиллиметровых

длин волн и создание на основе этого явления инфракрасных приемников излучения.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Гигантские осцилляции МС и магнитополевые состояния с нулевым сопротивлением, возникающие в двумерных системах с высокой электронной подвижностью под действием микроволнового излучения, наблюдаются в селективно-легированных GaAs/AlAs гетероструктурах на частотах 50–150 ГГц при величине электронной подвижности менее 10^6 см²/Вс.
2. Относительная величина гигантских осцилляций магнитосопротивления ДЭГ, индуцированных микроволновым излучением в GaAs/AlAs гетероструктурах с анизотропной электронной подвижностью, слабо зависит от ориентации измерительного тока в планарной плоскости гетероструктуры.
3. Осцилляции магнитосопротивления, возникающие в двойных GaAs квантовых ямах с двумя заполненными подзонами размерного квантования, период которых в обратном магнитном поле равен разности периодов осцилляций ШдГ в подзонах, обусловлены межподзонным рассеянием.
4. Гигантские осцилляции магнитосопротивления, индуцированные микроволновым излучением в двойных GaAs квантовых ямах с двумя заполненными подзонами размерного квантования, сосуществуют с магнитополевыми осцилляциями диссипативного сопротивления, обусловленными межподзонным рассеянием.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на российских и международных конференциях:

1. Международная конференция «Nanoelectronics 2006. Novel Nanomaterials, Quantum Transport, and Noise of Electrons and Photons» (Lancaster University, UK, 8–11 января 2006 г.);
2. 14-й международный симпозиум «Наноструктуры: физика и технологии» (Институт им. Иоффе, Санкт-Петербург, 26–30 июня 2006 г.);
3. VIII Российская конференция по физике полупроводников «Полупроводники 2007» (Екатеринбург, 30 сентября–5 октября 2007 г.);
4. XIV Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых учёных «ВНКСФ-14» (Уфа, 27 марта–3 апреля 2008 г.).

Публикации. По результатам диссертации в печати опубликовано девять работ [16–24], в том числе четыре журнальных статьи.

Личный вклад автора заключается в участии в постановке задач, проведении магнитотранспортных экспериментов, обработке и интерпретации экспериментальных результатов, написании научных статей и подготовке их к публикации.

Структура диссертации. Работа состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка цитируемой литературы.

В первой главе сделан обзор современных теоретических подходов для описания взаимодействия ДЭГ с микроволновым излучением и основных экспериментальных работ, выполненных в данной области. Глава состоит из четырёх частей. В первой части рассмотрены механизмы форми-

рования ДЭГ в полупроводниковых структурах на основе гетеропереходов Si/SiO₂ и GaAs/AlGaAs. Во второй части главы описаны свойства ДЭГ в магнитном поле. Третья часть данной главы посвящена обзору магнитотранспортных свойств высокоподвижного ДЭГ в присутствии микроволнового излучения. Новые экспериментальные результаты незамедлительно вызвали интерес у теоретиков. Однако, как выяснилось, впервые эти явления были предсказаны Рыжием [10] за тридцать лет до их обнаружения. Обзору основных моделей для описания гигантских магнитополевых осцилляций посвящена четвёртая часть главы. В пятой части главы описаны магнито-межподзональные осцилляции и их особенности в квази-2D электронной системе.

Во второй главе описаны методики изготовления полупроводниковых гетероструктур и образцов и экспериментальные процедуры, используемые в данной работе. В первой части главы кратко изложена концепция увеличения проводимости ДЭГ в квантовой яме за счёт боковых сверхрешёточных барьеров из чередующихся слоёв AlAs и GaAs. Представлен порядок основных технологических операций для изготовления таких структур методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Приведены основные характеристики образцов, изготовленных на основе МЛЭ-структур, используемых в настоящей работе. Во второй части главы рассмотрены методики магнитотранспортных измерений при температуре жидкого гелия в магнитных полях до 2 Тл в отсутствие и присутствии внешнего электромагнитного излучения микроволнового диапазона длин волн.

Третья глава, состоящая из трёх частей, посвящена исследованию низкотемпературных свойств ДЭГ в анизотропной среде и влияния микроволнового поля на транспорт. Первая часть главы посвящена изучению магнитополевых ω/ω_c -осцилляций сопротивления и магнитополевого без-

диссипативного состояния. Обнаружено, что при облучении ДЭГ в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами микроволновым излучением частотой 150 ГГц в МС возникают гигантские осцилляции. Анализ положения максимумов этих осцилляций показал, что они периодичны по обратному магнитному полю. Кроме того существуют особые точки, в которых микроволновое излучение не влияет на сопротивление ДЭГ. Одна из таких точек соответствует условию $\omega/\omega_c = 1$. Ближайший к этой точке минимум является наиболее глубоким и сопротивление в нём принимает значение близкое к нулю. Во второй части главы описаны результаты экспериментального исследования влияния анизотропии электронного транспорта в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами на характер осцилляций МС, индуцированных микроволновым излучением в таких гетероструктурах. Так как практически во всех полупроводниковых гетероструктурах с высокой электронной подвижностью транспорт носителей заряда является анизотропным [25, 26] вопрос о влиянии анизотропии на транспорт имеет принципиальное значение. Установлено, что микроволновое поле приводит к возникновению гигантских ω/ω_c -осцилляций МС при пропускании измерительного тока как в направлении $[1\bar{1}0]$, так и в направлении $[110]$, то есть в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Третья часть данной главы посвящена экспериментальному изучению МС ДЭГ в основном минимуме вблизи циклотронного резонанса. В изучаемых GaAs/AlAs гетероструктурах было обнаружено абсолютное отрицательное сопротивление, индуцированное микроволновым излучением в 2D электронной системе, помещённой в скрещенные электрическое и магнитное поля. Экспериментально установлено, что при прочих равных условиях, абсолютное отрицательное

сопротивление возникает при увеличении микроволновой мощности и исчезает при возрастании измерительного тока.

В четвёртой главе приведены результаты экспериментального исследования эволюции МС при переходе от 2D к квази- 2D электронной системе. Для этого в одиночную GaAs квантовую яму был добавлен AlGaAs барьер толщиной 2 нм, что привело к образованию двойной квантовой ямы с туннельным барьером. В первой части главы приведено сравнение зависимостей МС для одиночной и двойной квантовых ям в отсутствие внешнего СВЧ излучения. В этом случае в экспериментальных зависимостях МС двойной квантовой ямы проявляются осцилляции с двумя существенно отличающимися периодами: осцилляции с меньшим периодом являются осцилляциями ШдГ, положение максимумов осцилляций МС с большим периодом в обратном магнитном поле определяется отношением циклотронной частоты к энергетическому расщеплению подзон размерного квантования. Вторая часть посвящена экспериментальному изучению влияния СВЧ на новый тип осцилляций.

В заключении даны основные выводы работы.

Объём диссертации составляет 116 машинописных страниц, в том числе 39 иллюстраций, 1 таблица и список литературы из 83 наименований.

1. Обзор литературы и постановка задачи

1.1. Двумерный электронный газ в полупроводниковых структурах

Современную физику полупроводников невозможно представить без целого класса фундаментальных явлений переноса носителей заряда в структурах с двумерным электронным газом. Двумерный электронный газ представляет собой электронный газ, в котором частицы могут двигаться свободно только в двух направлениях, а в третьем они помещены в энергетическую потенциальную яму. Энергия электрона в такой системе имеет следующий вид:

$$E = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m}, \quad (1)$$

где p_x и p_y — проекции импульса соответственно на x и y оси ортогональной системы координат, m — эффективная масса электрона, равная $0,067m_0$ в GaAs, m_0 — масса свободного электрона. Если принять, что все состояния с энергией, меньшей чем некоторое значение $E < E_F$ заняты, а состояния с более высокой энергией $E > E_F$ свободны, то с учётом спина согласно принципу Паули полное количество возможных состояний на единицу площади выглядит следующим образом:

$$N_s = g_s g_v \frac{\pi p_F^2}{(2\pi\hbar)^2} = g_s g_v \frac{m E_F}{2\pi\hbar^2}, \quad (2)$$

где g_s и g_v — спиновое и долинное вырождение соответственно, E_F — энергия Ферми, $p_F = \sqrt{2mE_F}$ — импульс электрона, соответствующий энергии Ферми E_F , \hbar — постоянная Планка. Плотность состояний ДЭГ ν не зависит от энергии и равняется

$$\nu = g_s g_v \frac{m}{2\pi\hbar^2}. \quad (3)$$

Таким образом можно установить связь между энергией Ферми, импульсом Ферми и плотностью электронов n_e :

$$E_F = \frac{n_e}{\nu} = \frac{2\pi\hbar^2 n_e}{g_s g_v m}, \quad (4)$$

$$k_F = \frac{p_F}{\hbar} = \sqrt{\frac{4\pi n_e}{g_s g_v}}. \quad (5)$$

Используя соотношение Эйнштейна

$$\sigma = e^2 \nu D, \quad (6)$$

получаем проводимость σ ДЭГ

$$\sigma = g_s g_v \frac{e^2 m D}{2\pi\hbar^2}, \quad (7)$$

где e — заряд электрона, D — коэффициент диффузии.

Бурное развитие полупроводниковой технологии позволило физикам реализовать в 1966 году ДЭГ — физическую систему, не существующую в природе [27]. Экспериментальная реализация такой системы стала возможной благодаря созданию в начале шестидесятых годов полевого МОП-транзистора (металл-оксид-полупроводник) (рисунок 1). Для этого поверхность полупроводникового кристалла (например, кремния p -Si) окисляется в атмосфере кислорода с образованием тонкой плёнки диэлектрика — окиси кремния SiO_2 . Поверх изолирующей плёнки напыляется металлический электрод — затвор. При приложении положительного напряжения на затвор V_g отрицательно заряженные электроны из боковых n^+ карманов, притягиваясь к затвору, образуют тонкий *инверсный* проводящий слой. Концентрация электронов в n -канале регулируется затворным напряжением. Пара контактов «исток» и «сток» используется для измерения электрического сопротивления канала. Для устранения влияния объёмных носителей заряда на проводимость структуры на подложку обычно дополнительно прикладывают отрицательное смещение V_s .

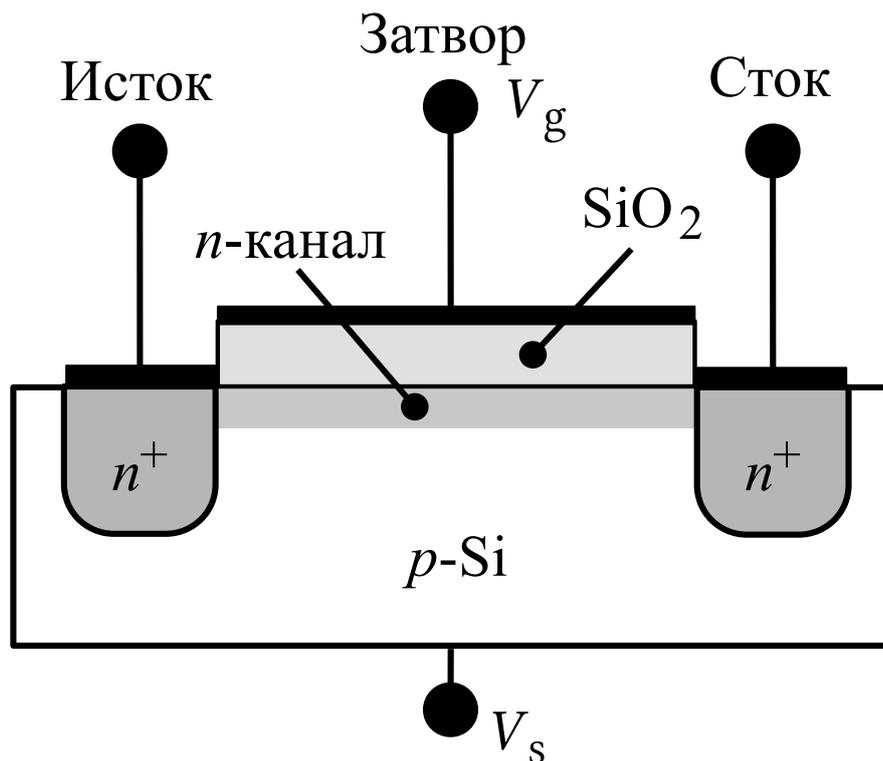


Рис. 1. Схематическое изображение полевого МОП-транзистора.

В настоящее время МОП-транзистор — основной элемент всех больших интегральных схем. Создание высококачественных МОП-транзисторов было первой и самой важной победой в долгой и упорной борьбе технологов за чистоту полупроводниковых структур. Этим тотчас же воспользовались физики, исследующие многоэлектронные системы, взявшие МОП-транзистор и поместившие его в гелиевый криостат. Как только прибор был охлажден до гелиевых температур, выяснилось, что проводящий инверсионный канал этого прибора представляет собой двумерный электронный газ, то есть газ, у которого движение вдоль направления, нормального к поверхности полупроводника, ограничено размерным квантованием, в то время движение электрона вдоль поверхности остаётся свободным.

Энергетическая диаграмма для электронов в МОП-транзисторе приведена на рисунке 2. Из рисунка видно, что энергетическая яма имеет фор-

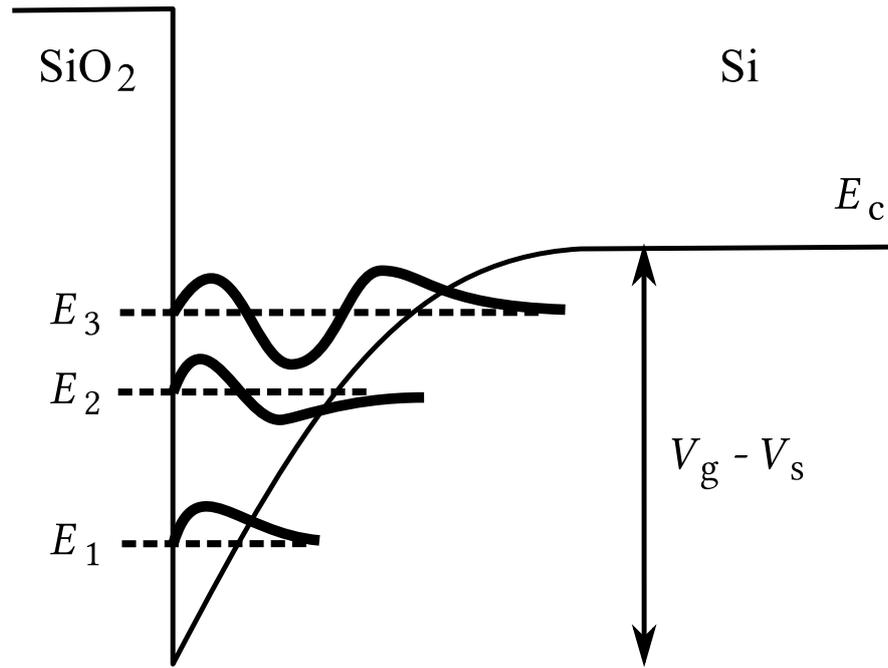


Рис. 2. Энергетический диаграмма для электронов в инверсном слое полевого транзистора. Сплошной тонкой линией обозначено дно зоны проводимости E_c , пунктирные линии — положения дна подзон размерного квантования E_i , сплошными жирными линиями схематически изображены амплитуды волновых функций, соответствующих уровням E_i .

му, близкую к треугольной. Волновые функции, соответствующие уровням размерного квантования, близки к функциям Эйри $Ai(z)$.

Важнейшая характеристика ДЭГ — подвижность электронов μ — определяется частотой и характером рассеяния носителей заряда. Зная подвижность, можно определить транспортное время

$$\tau_{tr} = \frac{\mu t}{e}, \quad (8)$$

характеризующее частоту упругого рассеяния носителей.

Конечность температур, при которых проводятся все эксперименты, определяет присутствие в исследуемых системах фононов — квазичастиц, образованных температурными колебаниями кристаллической решётки. Однако при понижении температуры роль фононов в актах рассеяния

ослабевает и становится пренебрежимо малой. В этом случае основной вклад в рассеяние электронов вносят заряженные примеси, дефекты кристаллической решётки и расположенная рядом гетерограница Si-SiO₂.

Пока физики интенсивно изучали свойства двумерного электронного газа в МОП-транзисторе, борьба за качество полупроводниковых структур продолжалась. И, наконец, в конце семидесятых годов была предложена технология получения ДЭГ в гетеропереходе, то есть вблизи границы двух полупроводников. Наибольшие успехи технологий получения двумерной электронной системы достигнуты в селективно-легированном гетеропереходе, состоящем из арсенида галлия и одного из его соединений, например твёрдого сплава $Al_xGa_{1-x}As$. Как показали работы одного из выдающихся российских физиков академика Ж. Алфёрова и его учеников, выполненные в конце шестидесятых годов, такой гетеропереход можно сделать практически свободным от поверхностных состояний, являющихся основным источником дефектов в МОП-транзисторе.

На рисунке 3 приведена зонная диаграмма селективно-легированного гетероперехода AlGaAs/GaAs. В такой структуре на границе между GaAs и AlGaAs формируется тонкий двумерный проводящий слой. Формирование слоя происходит в результате перестройки зонной структуры в z -направлении после того, как полупроводниковые слои привели в контакт. До установления равновесия энергия Ферми E_F в широкозонном слое выше, чем в узкозонном. В равновесии E_F везде постоянна, поэтому электроны перетекают из n -AlGaAs, оставляя позади положительно заряженные доноры. Этот пространственный заряд способствует увеличению электростатического потенциала, который приводит к изгибу зон, как это показано на рисунке 3. Электронная плотность резко возрастает возле границы между GaAs и AlGaAs (заштрихованная область на рисунке 3), то

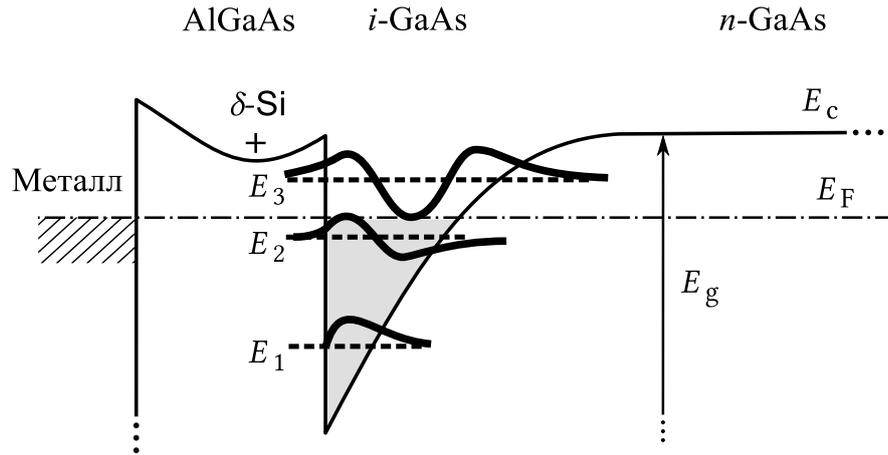


Рис. 3. Зонная диаграмма гетероперехода AlGaAs/GaAs. Сплошной тонкой линией обозначено дно зоны проводимости E_c , пунктирные линии — положения дна подзон размерного квантования E_i , сплошными жирными линиями схематически обозначены амплитуды волновых функций, соответствующих уровням E_i .

есть формируется двумерный слой носителей заряда — двумерный электронный газ.

Подвижность носителей ДЭГ в такой структуре в значительной степени зависит от рассеяния на потенциале положительно заряженных донорах легирующей примеси, расположенных в широкозонном материале. Для уменьшения этого рассеяния, и соответственно увеличения подвижности, увеличивают толщину спейсера (нелегированную прослойку материала), который отделяет слой положительно заряженных доноров от области переноса носителей заряда. Однако такой способ подавления рассеяния на случайном потенциале легирующей примеси при сохранении концентрации положительно заряженных доноров ведёт к уменьшению концентрации ДЭГ и не является оптимальным для получения высокой проводимости, которая определяется не только величиной подвижности, но и концентрацией носителей.

Достаточно долгое время рекордные значения подвижности ДЭГ в GaAs/AlGaAs гетероструктурах достигались на так называемых «прямых»

гетерограницах, когда слой AlGaAs выращивался на слое GaAs, что обусловлено более высоким качеством «прямой» гетерограницы по сравнению с «обратной». В структурах с «прямой» гетерограницей увеличение толщины спейсера приводит ещё и к дополнительному возрастанию расстояния между слоем с ДЭГ и поверхностью образца.

Эти два эффекта — уменьшение концентрации ДЭГ и увеличение расстояния между слоем с ДЭГ и поверхностью образца при увеличении подвижности — являются существенным препятствием на пути создания структур с малыми топологическими размерами и высокой проводимостью как для исследовательских целей, так и для промышленной эксплуатации.

Ещё одной принципиальной проблемой при создании ДЭГ с высокой проводимостью является заполнение второй подзоны размерного квантования в треугольной яме на гетерогранице GaAs/AlGaAs при концентрации выше величины $\sim 7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Это приводит к межподзонному рассеянию, то есть к появлению дополнительного канала рассеяния и соответственно к уменьшению подвижности.

Характерные параметры высокоподвижных селективно-легированном гетеропереходов: ширина спейсера 40–60 нм, концентрация носителей $n_e \sim (1-5) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $\mu \sim (1-20) \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$.

Недавно К. Плугом (К. Ploog) с соавторами была предложена новая селективно-легированная полупроводниковая структура [13]. В разработанной структуре, представленной на рисунке 4, барьеры по сторонам квантовой ямы были сформированы короткопериодными сверхрешётками AlAs/GaAs, состоящими из 4 молекулярных слоёв AlAs и 8 молекулярных слоёв GaAs. Самосогласованные расчёты показали, что при достаточно высокой концентрации легирующей примеси N_D нижние состояния X-долины в слоях AlAs, примыкающих к легированному слою, будут заполнены X-

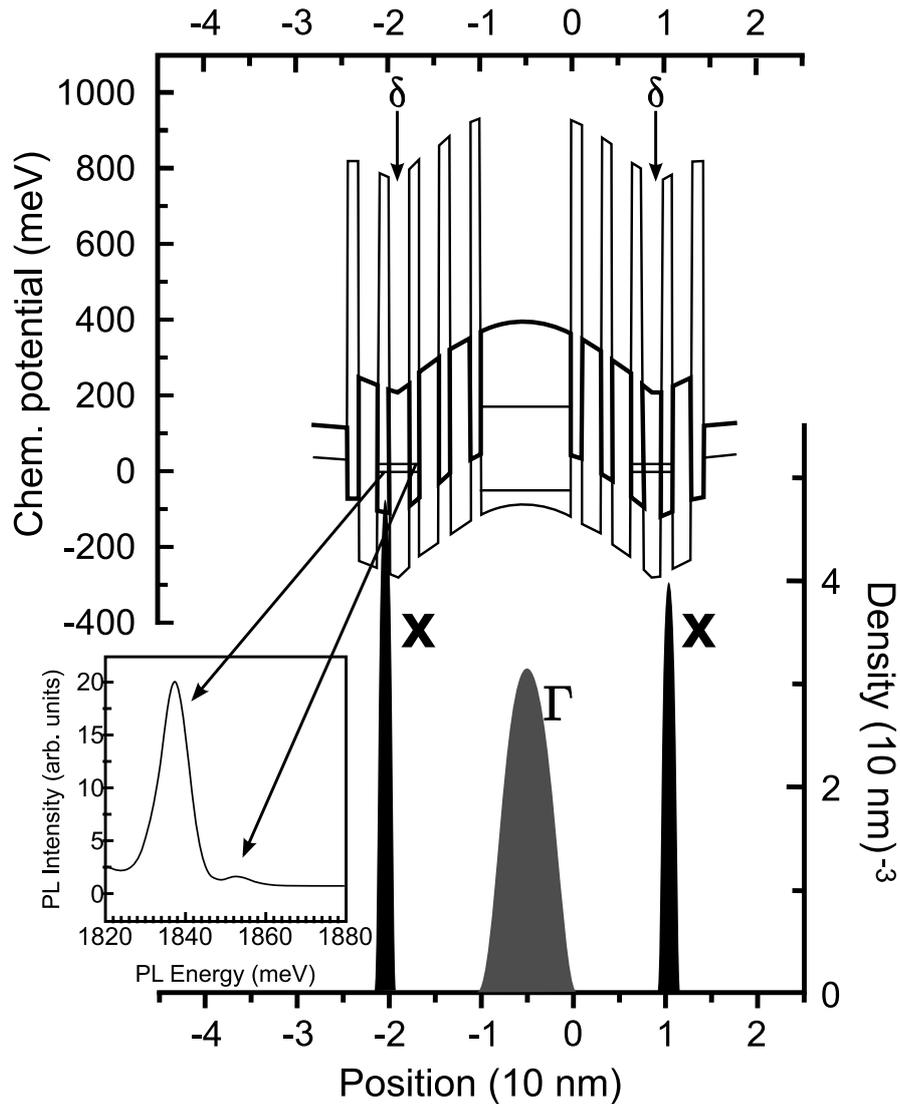


Рис. 4. Расчёт зонной диаграммы GaAs квантовой ямы с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами и распределение носителей в X и Γ минимумах (внизу). Толстой линией обозначен V_X — потенциал в X долине, а тонкой — V_Γ — потенциал в Γ долине. Горизонтальными линиями указаны края подзон размерного квантования. На врезке представлен спектр фотолюминесценции расщеплённой X-подзоны. Из работы [13].

электронами. Боровский радиус X-электрона составляет 2–3 нм; расстояние до слоя положительно заряженных доноров около 1,7 нм. Оба этих размера существенно ниже среднего расстояния между атомами примеси в слое $1/\sqrt{N_D} \sim 8\text{--}9$ нм, что позволяет говорить о том, что X-электроны легко локализуются в минимумах флуктуационно-распределённого

потенциала случайно расположенных примесей и не должны давать вклад в проводимость. При этом, благодаря своей большой эффективной массе (продольная эффективная масса электрона в X-долине $m_l(\mathbf{X}) = 1,3m_0$, поперечная эффективная масса электрона в X-долине $m_t(\mathbf{X}) = 0,23m_0$) экранируют потенциал положительно заряженных примесей более избирательно и эффективно по сравнению с Γ -электронами.

По оценке авторов значение плотности X-электронов составляет порядка 10^{11} см^{-2} и сильно зависит от приложенного затворного напряжения. Магнитотранспортные измерения подтвердили предположение о том, что X-электроны не дают вклад в проводимость. Было показано, что проводимость ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами может быть существенно увеличена по сравнению с традиционными GaAs/AlGaAs гетеропереходами. Авторы работы [13] отмечают, что ими достигнуты значения параметра $n_e\mu$ до $1,37 \times 10^{18} (\text{Вс})^{-1}$, в то время как для гетеропереходов AlGaAs/GaAs найденное оптимальное значение этого параметра около $9 \times 10^{16} (\text{Вс})^{-1}$. Высокая подвижность и концентрация ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами существенно расширяет экспериментальные возможности для изучения транспорта носителей заряда в полупроводниковых системах пониженной размерности.

1.2. Свойства двумерного электронного газа в магнитном поле

Если ДЭГ поместить во внешнее магнитное поле B с вектор-потенциалом \mathbf{A} , то из решения уравнения Шрёдингера для гамильтониана

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2 - e/c\mathbf{A}}{2m}, \quad (9)$$

где \hat{p} — оператор импульса, c — скорость света, следует, что энергия электронов квантуется и спектр становится *эквилидистантным*:

$$E_n = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (10)$$

где ω_c — циклотронная частота в магнитном поле B

$$\omega_c = \frac{eB}{m}. \quad (11)$$

Уровни энергии E_n называются *уровнями Ландау*. При повышении магнитного поля уровни Ландау пересекают уровень Ферми, при этом МС (проводимость) является периодической функцией обратного магнитного поля $1/B$. Такое поведение называется осцилляциями Шубникова-де Гааза (ШдГ) и впервые было описано в работах [28–31].

Эффект ШдГ назван в честь советского физика Л. В. Шубникова и нидерландского физика В. де Гааза, открывших его в 1930 году. Наблюдаемый эффект заключался в осцилляциях магнитосопротивления плёнок висмута при низких температурах. Позже эффект ШдГ наблюдали во многих других металлах и полупроводниках. Эффект ШдГ используется для определения тензора эффективной массы формы поверхности Ферми в металлах и полупроводниках и других транспортных параметров ДЭГ.

Причина возникновения осцилляций проводимости и сопротивления кроется в особенностях энергетического спектра ДЭГ. А именно, пока магнитного поля нет, электроны заполняют все разрешённые состояния вплоть до энергии E_F . Как только магнитное поле становится отличным от нуля, движение электронов квантуется, разрешённые уровни энергии определяются выражением (10), и плотность состояний ДЭГ $\nu(E)$ в квантующем магнитном поле представляет собой набор дельта-образных особенностей

$$\nu(E) = \sum_{n=1}^{\infty} \delta \left(E - \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) \right), \quad (12)$$

где n — номер уровня Ландау, то есть электроны «салятся» на уровни Ландау E_n , энергия которых меньше E_F . Поскольку для GaAs $g_s = 2$ и $g_v = 1$, то из (4) можно найти число заполненных уровней (для простоты считаем, что $\hbar\omega_c \ll E_F$):

$$N \approx \frac{E_F}{\hbar\omega_c} = \frac{\pi\hbar n_e}{eB}, \quad (13)$$

а на каждый уровень приходится число электронов n_B , так что

$$n_B = \frac{n_e}{N} = \frac{eB}{\pi\hbar}. \quad (14)$$

То есть каждый уровень Ландау n_B -кратно вырожден.

В выражении (13) использовалось приближительное равенство, тогда как выполняется более точное соотношение:

$$n_e = N \frac{eB}{\pi\hbar} + \xi \frac{eB}{\pi\hbar}. \quad (15)$$

Слева в этом выражении стоит константа, в справа — величина, содержащая изменяемое в эксперименте значение B , то есть N и ξ зависят от магнитного поля. При этом N является дискретной величиной (целое число), а ξ — непрерывна, оставаясь в пределах $0 \leq \xi < 1$.

Пусть уровень Ферми E_F зафиксирован, например, уровнем Ферми в контактах. Тогда при возрастании магнитного поля B расстояние между уровнями Ландау начнёт увеличиваться, и они будут пересекать при условии $E_F = E_n$ уровень Ферми.

Если $\xi = 0$, то все уровни от 0 до $N - 1$ полностью заняты, а уровень N и выше — свободны. С одной стороны это напоминает диэлектрик, но с другой — электроны могут двигаться без рассеяния, а ведь рассеяние носителей определяет проводимость среды. Таким образом продольная проводимость принимает нулевое значение

$$\sigma_{xx} = 0,$$

а следовательно и сопротивление зануляется

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} = 0,$$

так как в магнитном поле и проводимость, и сопротивление являются тензорными величинами. Другими словами, если уровень Ферми находится между двумя уровнями Ландау, где нет электронов, дающих вклад в проводимость, наблюдается её минимум.

Если $\xi \neq 0$, то уровень N частично заполнен, и электроны могут свободно переходить на свободные состояния, то есть рассеиваться. Таким образом в этом случае проводимость системы отлична от нуля, а следовательно и сопротивление системы конечно. Это отвечает случаю пересечения уровня Ферми уровнем Ландау $E_F = E_n$.

Этот процесс повторяется при увеличении магнитного поля. Осцилляции МС периодичны по обратному магнитному полю и из их периода

$$\Delta \left(\frac{1}{B} \right)$$

можно определить концентрацию ДЭГ

$$n_e = \frac{2e}{h} \frac{1}{\Delta(1/B)}. \quad (16)$$

Уровни Ландау имеют уширение Γ из-за конечной температуры и рассеянии носителей на неоднородностях. Это приводит к тому, что при небольших значениях B уровни частично перекрываются, и проводимость конечна даже при $\xi = 0$. Однако по мере увеличения B расстояние между уровнями увеличивается, а перекрытие уменьшается, таким образом амплитуда осцилляций проводимости и сопротивления возрастает.

Из квантовомеханических представлений об уширении энергетического уровня можно ввести квантовое время релаксации τ_q , определённого как

$$\tau_q = \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (17)$$

Квантовое время релаксации наряду с транспортным временем τ_{tr} (8) является одним из важнейших параметров, определяющих транспортные свойства двумерных электронных систем в магнитных полях.

Осцилляции магнитосопротивления возникают и в другой постановке эксперимента, если зафиксировать магнитное поле и каким-либо образом менять концентрацию ДЭГ, например, в МОП-транзисторе изменяя потенциал затвора V_g . Форма осцилляций слабо зависит от вида рассеивающего потенциала и следующее выражение, включающее уширение за счёт столкновений и температуры, а также спиновое расщепление, даёт хорошее приближение для описания осцилляций ШдГ для ДЭГ [32]:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{xx}^* \left(1 + \sum_{r=1}^{\infty} b_r \cos \left(\frac{2\pi r E_F}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4} \right) \right), \\ b_r &= (-1)^r 4 \frac{2\pi^2 r k_B T / \hbar\omega_c}{\sinh(2\pi^2 r k_B T / \hbar\omega_c)} \exp \left(\frac{-2\pi^2 r k_B T_D}{\hbar\omega_c} \right) \cos \left(\frac{\pi g_s r m}{2m_0 c} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

где σ_{xx}^* — классическая проводимость Друде

$$\sigma_{xx}^* = \frac{\sigma_{xx}^0}{(1 + \omega_c^2 \tau_{tr}^2)}, \quad (19)$$

k_B — постоянная Больцмана, T — температура электронного газа, T_D — температура Дингля, определённая по столкновительному уширению Γ уровня Ландау как $\pi k_B T_D = \Gamma$, σ_{xx}^0 — классическая проводимость Друде в нулевом магнитном поле. В случае малых магнитных полей $\hbar\omega_c \ll \Gamma$, пренебрегая спиновым расщеплением, учитывая (17) и принимая во внимание тензорную природу проводимости и сопротивления, выражение (18) для амплитуды осцилляций сопротивления можно переписать как [1, 33–35]

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = 4\frac{\chi}{\sinh(\chi)} \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c\tau_q}\right), \quad (20)$$

где $\chi = 2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c$, ρ_0 — сопротивление ДЭГ в нулевом магнитном поле.

1.3. Магнитотранспорт в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с высокой электронной подвижностью в присутствии микроволнового излучения

В начале текущего столетия в работе [3] М. Зудов с соавторами доложили об экспериментальном наблюдении осцилляций МС при облучении ДЭГ электромагнитным излучением микроволнового диапазона. Было установлено, что обнаруженные осцилляции, представленные на рисунке 5, похожи на осцилляции ШдГ: они периодичны в обратном магнитном поле $1/B$ — однако новый тип осцилляций МС появлялся при меньших магнитных полях, а их период определяется отношением частоты микроволнового излучения к циклотронной частоте ω/ω_c . Осциллирующее в магнитном поле поведение фотоотклика в высокоподвижной 2D системе принципиально отличалось от фотоотклика в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с меньшей подвижностью [36]. Влияние микроволнового излучения на магнитотранспорт в GaAs/AlGaAs гетероструктурах среднего качества проявлялось лишь в виде пика фотосопротивления, обусловленного разогревом ДЭГ в условиях магнитоплазменного резонанса [37].

Авторы [3] также предложили простую модель для объяснения наблюдаемого явления (рисунок 6). Они объяснили наблюдаемое явление переходами электронов между соседними уровнями Ландау, близких к уровню Ферми, при совпадении значений E_N и E_{N+1} . При этом правила отбора таковы, что квазиимпульс должен изменяться на $2k_F$, так как при

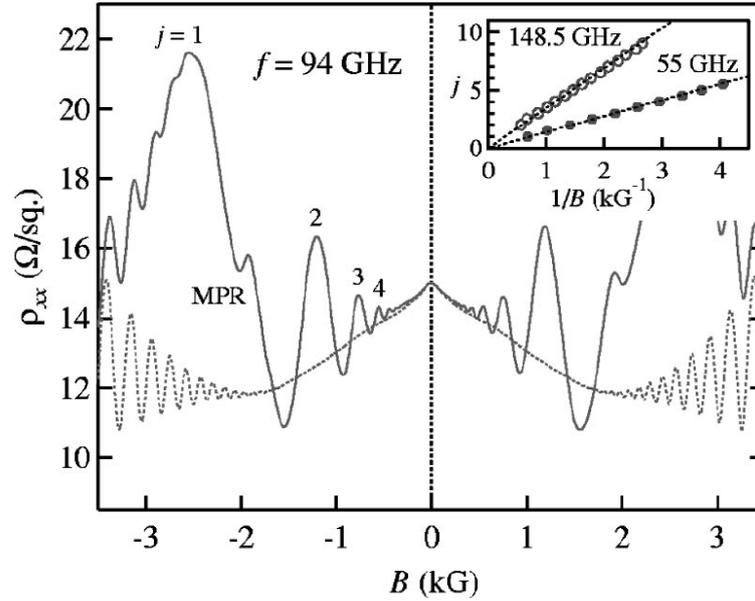


Рис. 5. Экспериментальные зависимости МС в присутствии (сплошная линия) и в отсутствие (пунктирная линия) микроволнового излучения частотой $\omega/2\pi = 94$ ГГц при $T = 0,4$ К. На вставке представлены линейные зависимости индекса j от $1/B$ для $\omega/2\pi = 55$ ГГц и $\omega/2\pi = 148,5$ ГГц при эффективной массе электрона $m = 0,068m_0$. Из работы [3].

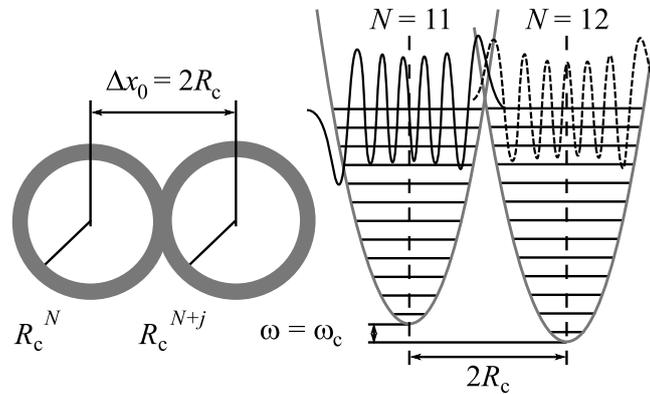


Рис. 6. Слева: представление электронных орбит для N -го и $N + 1$ -го уровней Ландау в виде тонких колец; максимум перекрытия достигается при $\Delta x_0 \approx 2R_c^N$. Справа: схематическое представление перехода с уровня Ландау $N = 11$ на уровень Ландау $N = 12$ для орбит, сдвинутых друг относительно друга на $2R_c^N$, отвечающему максимуму МС $j = 1$. По мере увеличения магнитного поля осцилляции МС возникают при совпадении близких к E_F уровней Ландау из двух осцилляторов. Из работы [3].

этом возникает максимальное перекрытие волновых функций начального и конечного состояний. Плотность вероятности для этих волновых функций имеет форму колец за счёт столкновительного уширения Γ . Такая картина соответствует перескоку центра орбиты на $2R_c$ (рисунок 6 слева).

Столь необычное поведение 2D электронной системы вызвало ряд экспериментальных работ [4–6]. Так, в работе [4] наблюдалось зануление полного сопротивления в минимумах ω/ω_c -осцилляций, представленных на рисунке 7. Магнитополовое состояние с нулевым сопротивлением авторы [4] пытались объяснить наличием необычного сверхпроводящего состояния. Однако данная интерпретация была отвергнута как несостоятельная в более поздних работах. Тем не менее, проявление магнитополовых областей с нулевым сопротивлением было подтверждено другими научными группами [5, 6].

В последующих экспериментальных исследованиях необычного поведения МС было обнаружено, что в минимумах ω/ω_c -осцилляций значение полного сопротивления может принимать не только нулевое, но и отрицательные значения [38, 39]. При этом данное состояние эволюционирует при изменении мощности СВЧ облучения (рисунок 8).

На возможность полного отрицательного сопротивления в трёхмерной электронной системе впервые указал В. Ф. Елесин в 1968 году в работе [40]. Он теоретически показал, что поперечный ток в полупроводнике, помещённом в квантующее магнитное поле, становится отрицательным, если энергетическое распределение носителей заряда является неравновесным. Отрицательный вклад в проводимость в сильном магнитном поле, обусловленный искажением функции распределения фотоэлектронов, был впоследствии обнаружен экспериментально в p -InSb [41] и p -Ge [42]. Однако полной абсолютной отрицательной проводимости в трёхмерном слу-

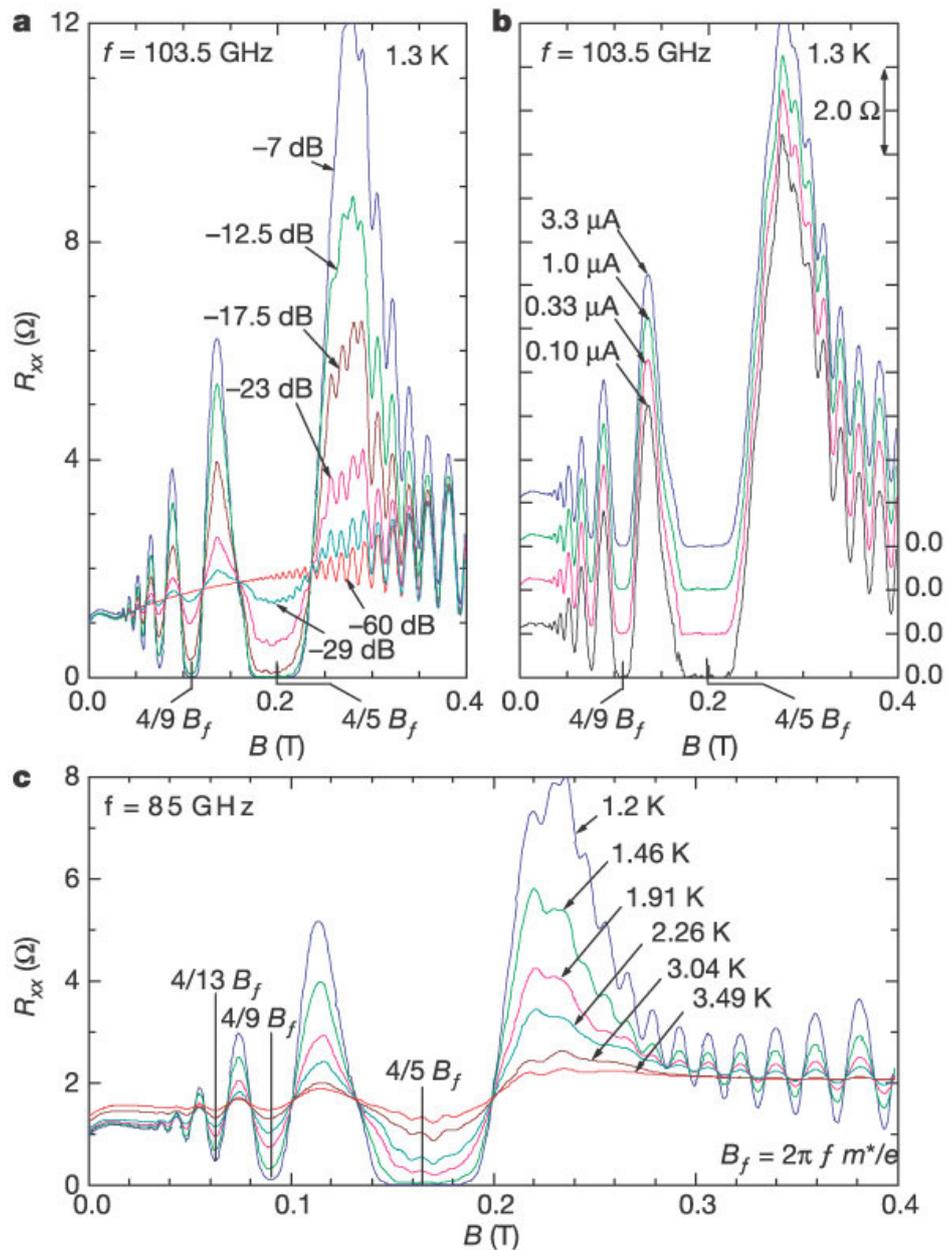


Рис. 7. Зависимости МС от мощности СВЧ излучения, тока и температуры. а. Амплитуда ω/ω_c -осцилляций МС уменьшается при уменьшении микроволновой мощности. По мере увеличения мощности сопротивление в минимумах уменьшается относительно R_{xx}^0 , что приводит к магнитополевому состоянию с нулевым сопротивлением при $\omega/\omega_c = 5/4$ и $\omega/\omega_c = 9/4$. Значение микроволновой мощности не превышает 1 мВт. б. форма ω/ω_c -осцилляций не зависит от величины измерительного тока. с. Температурная зависимость МС ДЭГ под микроволновым излучением при $\omega/2\pi = 85$ ГГц. По мере уменьшения температуры минимум ω/ω_c -осцилляций МС становится всё более выразительным. Из работы [4].

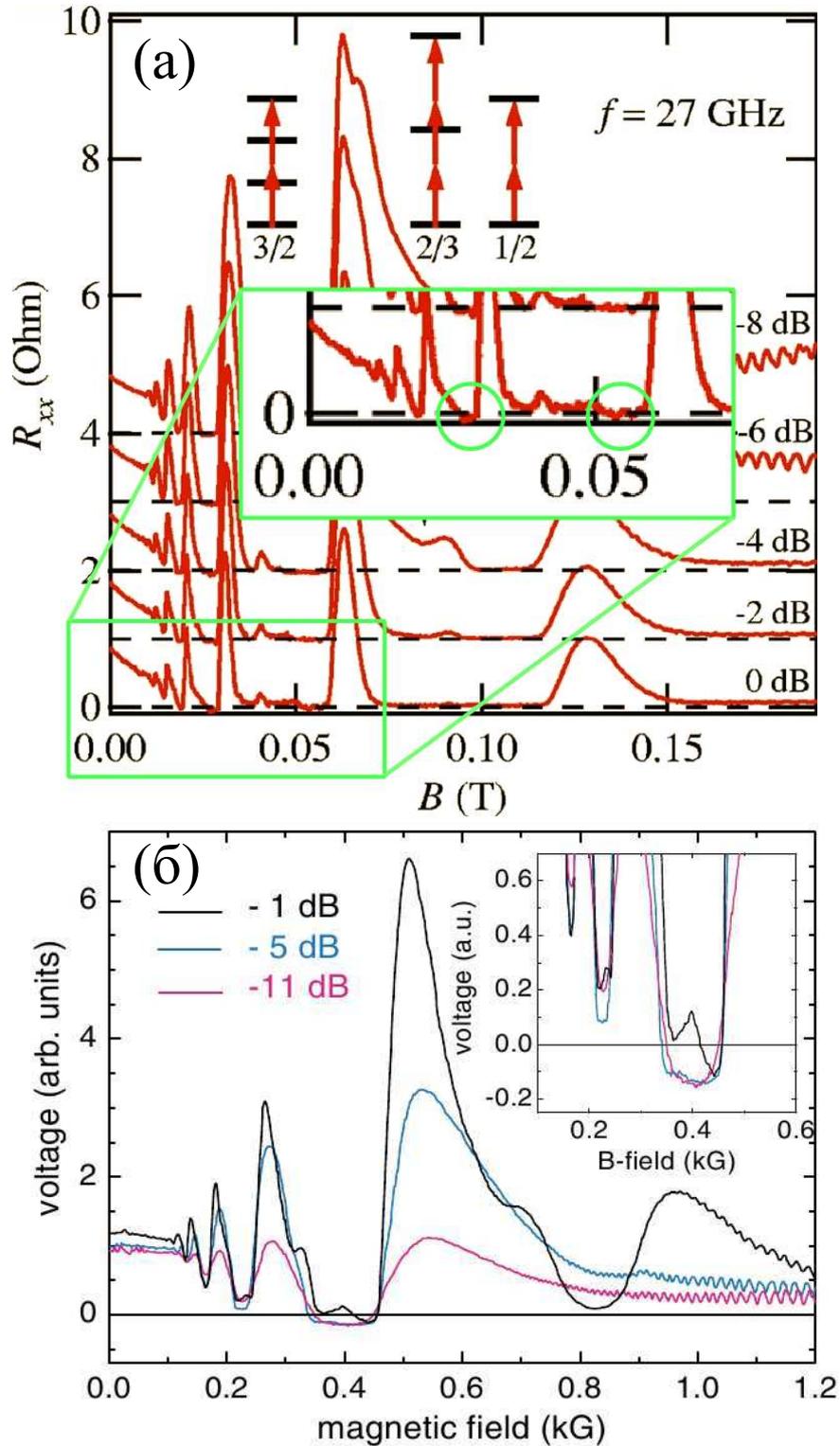


Рис. 8. (а) ω/ω_c -осцилляций МС при $\omega/2\pi = 27$ ГГц, $T = (1,1-1,8$ К). В зелёной рамке выделены области по магнитному полю с полным отрицательным сопротивлением. Из работы [38]. (б) Эволюция области основного минимума МС при повышении мощности падающего микроволнового излучения на ДЭГ. $T = 280$ мК. Из работы [39].

чае достичь не удалось из-за доминирующего вклада равновесных дырок и недостаточной интенсивности монохроматической межзонной подсветки.

1.4. Механизмы микроволновой фотопроводимости в двумерных электронных системах в сильных магнитных полях

Новые экспериментальные результаты незамедлительно вызвали интерес у теоретиков. Однако, как выяснилось, осциллирующее поведение фотоотклика на микроволновое излучение в 2D системах было предсказано за более чем двадцать лет до первых экспериментальных работ [10] и было развито в работе [43]. В работах [10, 43] Рыжий Виктор Иванович рассмотрел влияние СВЧ излучения на проводимость двумерного электронного газа в квантующем магнитном поле при низких температурах. Основным результатом этих работ является объяснение явления фотон-ассистированным механизмом переноса заряда, в рамках которого электроны перескакивают с уровня Ландау (вблизи уровня Ферми) N на более высокий $N + 1$, поглощая фотон и неупруго рассеиваясь на примеси (или фононе), что приводит к появлению ненулевого фототока. При этом импульс меняется на удвоенный импульс Ферми, то есть происходит обратное рассеяние.

На рисунке 9 схематично изображён этот процесс. В случае, если энергия фотона меньше расстояния между уровнями Ландау $\omega < \omega_c$, недостаток энергии компенсируется за счёт энергии электрического поля E и фототок направлен по полю (справа на рисунке 9). Если энергия фотона больше расстояния между уровнями Ландау $\omega > \omega_c$, фототок направлен против поля E . В случае циклотронного резонанса или его гармоник фототок нулевой, так как рассеяние упругое. Таким образом при изме-

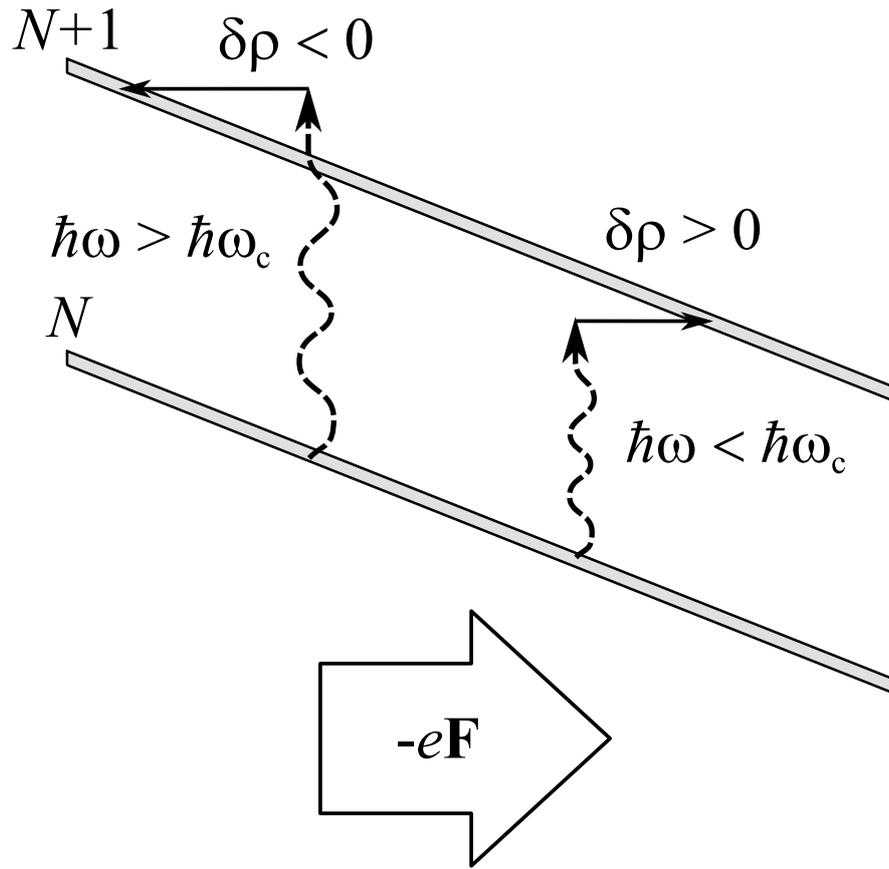


Рис. 9. Схема перехода электрона между уровнями Ландау N и $N + 1$ при поглощении фотона с одновременным рассеянием на примесях (либо фононах) в зависимости от соотношения частоты падающего излучения ω и циклотронной частоты ω_c .

нении отношения частоты падающего излучения к циклотронной частоте (например при изменении магнитного поля), фототок меняет направление на противоположное. Это приводит к периодическому изменению магнитосопротивления. В рамках этой модели нет ограничения на фототок, то есть полный ток может иметь направление противоположное электрическому полю, а полное сопротивление в этом случае имеет отрицательное значение.

В приближении $\hbar\omega_c \gg (\Gamma, \hbar(\omega - \omega_c), eFL_B)$ и при $\Delta\omega = \omega - \omega_c \gg \Gamma/\hbar$ (то есть вдали от циклотронного резонанса) полученное в [43] значение плотности фототока J вдоль поля F определяется выражением

$$J = -\frac{e}{4\pi L_B^2} \frac{\hbar\Delta\omega}{eF} \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 \tilde{\Gamma}_{N,N+1} \left(\frac{e\mathcal{E}L_B}{\hbar\Delta\omega}\right)^2 \exp\left\{-\frac{\pi}{2} \left(\frac{\hbar\Delta\omega}{eFL_B}\right)^2\right\}, \quad (21)$$

где $L_B = \sqrt{\pi\hbar/eB}$ — магнитная длина, $\tilde{\Gamma}_{N,N+1}$ — вероятность перескока электрона в единицу времени с N -го уровня Ландау на $N+1$ -й с одновременным рассеянием, \mathcal{E} — амплитуда напряжённости электрического поля СВЧ излучения. При $\Delta\omega \sim \Gamma/\hbar$, то есть вблизи циклотронного резонанса $\omega \sim \omega_c$ значение фототока выражается как [43]

$$J = -\frac{e}{4\pi L_B^2} \frac{\hbar\Delta\omega}{eF} \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 \tilde{\Gamma}_{N,N+1} \frac{(e\mathcal{E}L_B)^2}{\hbar^2 \left((\Delta\omega)^2 + \tilde{\Gamma}_{N,N+1}^2\right)}. \quad (22)$$

Видно, что в выражениях (21) и (22) знак J противоположен знаку $\Delta\omega$. Количественная зависимость фототока от разности частот $\Delta\omega$ в отношении (21) объясняется так [43]: множитель $\hbar\Delta\omega/eF$ характеризует длину перескока электрона, то есть чем больше $\Delta\omega$, тем больше смещение электрона вдоль поля при поглощении фотона и рассеянии на примеси; множитель $(e\mathcal{E}L_B/\hbar\Delta\omega)^2$ определяет вероятность поглощения фотона электроном (приближение верно только при $\hbar\Delta\omega \gg e\mathcal{E}L_B$); экспонента $\exp\{-\pi/2(\hbar\Delta\omega/(eFL_B))^2\}$ означает, что чем больше $\Delta\omega$, и, следовательно, длина перескока, тем меньше вероятность перескока, так как перекрытие волновых функций убывает с ростом расстояния между их центрами. Таким образом, авторы [43] получили следующую зависимость фототока от $\Delta\omega$:

$$J \sim \begin{cases} -\Delta\omega, & \text{при } |\Delta\omega| < \tilde{\Gamma}_{N,N+1}, \\ -\frac{1}{\Delta\omega} \exp\left\{-\frac{\pi}{2} \left(\frac{\hbar\Delta\omega}{eFL_B}\right)^2\right\}, & \text{при } \Delta\omega \sim eFL_B, \\ -\frac{1}{\Delta\omega}, & \text{при } eFL_B \gg |\Delta\omega| \gg \tilde{\Gamma}_{N,N+1}. \end{cases} \quad (23)$$

Ток максимален при $\Delta\omega \sim \tilde{\Gamma}_{N,N+1}$. Заметим, что картина периодична при $\omega \sim \tilde{N}\omega_c$, то есть при соблюдении резонансных соотношений между $N - \tilde{N}$ и N, \dots, N и $N + \tilde{N}$ уровнями Ландау.

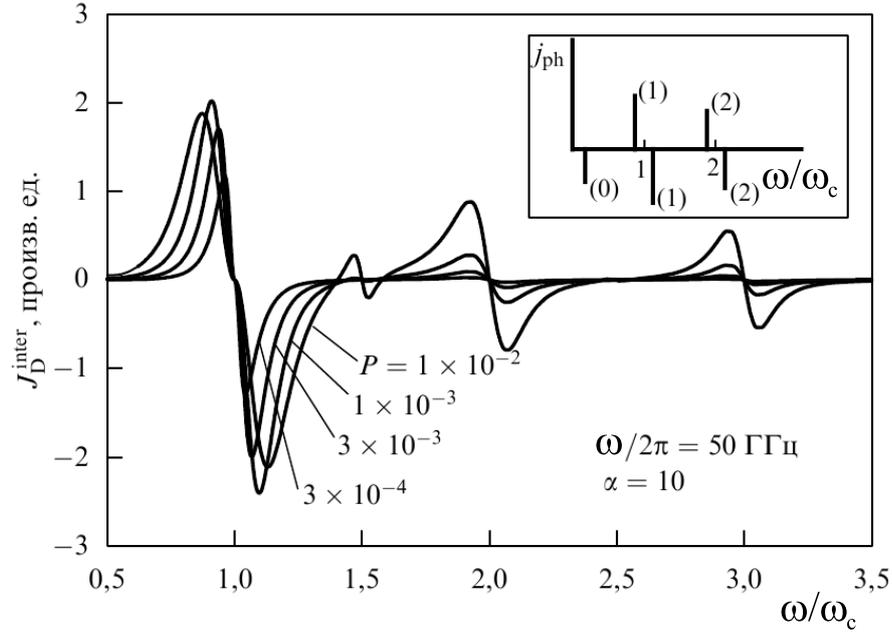


Рис. 10. Фототок при микроволновом облучении как функция обратной циклотронной частоты ω/ω_c , вычисленный для нормированной мощности излучения P и частоты излучения $\omega/2\pi = 50$ ГГц. На вставке показаны положения максимумов и минимумов при поглощении одного фотона. Числа в скобках соответствуют порядку резонансов. Из работы [44].

На рисунке 10 приведён расчёт для зависимости фототока J от обратной циклотронной частоты ω/ω_c при различных мощностях СВЧ излучения P . Видно что зависимости является немонотонной носящей периодический характер функцией. В положениях, соответствующих целочисленным значениям ω/ω_c все кривые пересекаются и значение тока равно нулю.

Независимо от [10, 43] в более поздней работе [8] авторами был предложен механизм фотон-ассистированного рассеяния и на основе полученных выражений был произведён расчёт магнитополевых зависимостей сопротивления. Расчёты показали, что магнитосопротивление в присутствии микроволнового излучения имеет осциллирующий характер с гигантской амплитудой, причём при целочисленных значениях $j = \omega/\omega_c$ сопро-

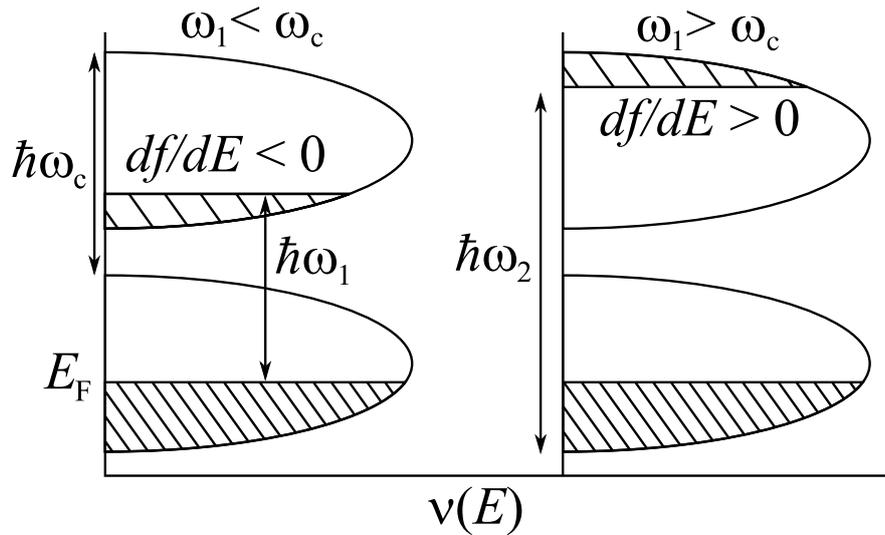


Рис. 11. Схематичное изображение перераспределения плотности электронов между двумя соседними уровнями Ландау. Схема перехода электрона между уровнями Ландау N и $N + 1$ при поглощении фотона с одновременным рассеянием на примесях либо фононах в зависимости от отношения частоты падающего излучения ω и циклотронной частоты ω_c . Редкой штриховкой выделены области частично заполненных состояний, возникающие в результате облучения. Густой штриховкой отмечены состояния под уровнем Ферми, полностью заполненные в отсутствие излучения. Из работ [6, 45].

тивление двумерной электронной системы в точности равно сопротивлению в отсутствие излучения. Вблизи точек $j + 1/4$ наблюдаются минимумы сопротивления (что ранее экспериментально наблюдалось в работе [4]), и в минимуме вблизи циклотронного резонанса наблюдается состояние с полным отрицательным сопротивлением.

При расчётах в рамках модели фотон-ассистированного рассеяния изменением населённости уровней Ландау, вызванной СВЧ полем, было пренебрежено. В работах [6, 45] Сергей Иванович Дорожкин предложил альтернативную модель для объяснения природы гигантских ω/ω_c -осцилляций МС, основанную на неравновесном заполнении электронных состояний на уширенных за счёт беспорядка уровнях Ландау. Схематичная

иллюстрация этого подхода приведена на рисунке 11. В [6] для расчёта *неравновесной* функции распределения была использована модель, учитывающая только стимулированные и спонтанные переходы между уровнями, отличающимися по энергии на $\hbar\omega$. Для расчёта проводимости были использованы формулы, полученные в рамках самосогласованного борновского приближения для случая неперекрывающихся уровней Ландау. Плотность состояний и компоненты тензора проводимости имеют вид [1]

$$\nu(E) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n_B}{\pi\Gamma_n} \left[1 - \left(\frac{E - E_n}{\Gamma_n} \right)^2 \right]^{1/2} \equiv \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n_B}{\pi\Gamma_n} Z_n^{1/2}(E), \quad (24)$$

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2}{\pi^2\hbar} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\Gamma_n^{xx}}{\Gamma_n} \right)^2 \int_{E_n - \Gamma_n}^{E_n + \Gamma_n} \left(-\frac{df}{dE} \right) Z_n(E) dE, \quad (25)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{en_e}{B} + \frac{e^2}{\pi^2\hbar} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{(\Gamma_n^{xy})^4}{\Gamma_n^3 \hbar\omega_c} \right)^2 \int_{E_n - \Gamma_n}^{E_n + \Gamma_n} \left(-\frac{df}{dE} \right) Z_n^{3/2}(E) dE. \quad (26)$$

Вклад уровня с номером N в σ_{xx} и σ_{xy} характеризуется параметрами Γ_n^{xx} и Γ_n^{xy} соответственно. Если функция распределения $f(E)$ монотонна, как в случае отсутствия микроволнового излучения, то все слагаемые в проводимости положительны. В случае *неравновесной* функции распределения зависимость $f(E)$ от энергии E может быть *немонотонной*. При этом вклад некоторых отрицательных слагаемых может привести к изменению знака проводимости, то есть и к изменению знака сопротивления. А это также приводит к осцилляциям фотосопротивления.

Неравновесная функция распределения $f(E)$ для случая нулевой температуры в указанном выше приближении (спонтанные и индуцированные переходы с изменением энергии на $\hbar\omega$) в условиях стационарности описывается рекуррентным соотношением [6, 45]

$$f(E) = \frac{\lambda f(E - \hbar\omega)}{\lambda + 1 - f(E - \hbar\omega)}, \quad (27)$$

где параметр λ пропорционален мощности излучения (числу фотонов). Приведённое соотношение справедливо при $\nu(E) \neq 0$ и $\nu(E - \hbar\omega) \neq 0$. Если $\nu(E) = 0$ или $\nu(E - \hbar\omega) = 0$, то $f(E) = f_0(E)$, где $f_0(E)$ — функция распределения Ферми-Дирака при нулевой температуре. Условие сохранения числа электронов в рамках использованного приближения имеет вид [6, 45]

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} [f(E + n\hbar\omega) - f_0(E + n\hbar\omega)]\nu(E + n\hbar\omega) = 0, \quad (28)$$

причём это соотношение справедливо для любого значения энергии E .

Решения уравнений (27) и (28), которые были получены численно, определяют неравновесную функцию распределения. Пример такой функции приведён на рисунке 12 для длинно-периодичных флуктуаций потенциала. Функция распределения под облучением $f(E)$ отличается от равновесной $f_0(E)$ только для трёх показанных на рисунках уровней. Жирные горизонтальные отрезки представляют в пределах уровней Ландау гипотетическую функцию распределения, обеспечивающую нулевое МС. Расчёт компонент тензора МС из уравнений (24), (25) и (26) при тех же условиях приведён на рисунке 13.

Результаты аналогичных вычислений для короткопериодичных флуктуаций потенциала приведены на рисунке 14. Как видно из функции распределения, в области гигантского подавления МС излучение вызывает переходы внутри уровней Ландау. На рисунке 15 представлены расчётные зависимости МС для тех же параметров энергетического спектра и частоты, что и на рисунке 14. Следует отметить, что на рисунке приведена область достаточно сильных магнитных полей ($\omega < \omega_c$). В этой области наблюдается значительное подавление максимумов осцилляций ШдГ,

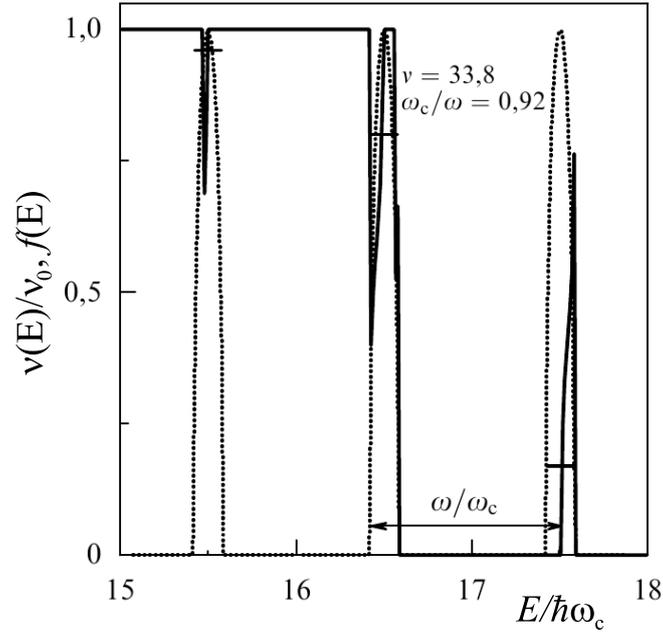


Рис. 12. Плотность состояний $\nu(E)$ на трёх уровнях Ландау, ближайших к уровню Ферми (нормированная на её максимальную величину $\nu_0 = 4n_B/\pi\Gamma_n$) и неравновесная функция распределения $f(E)$, вычисленная для длинно-периодичных флуктуаций потенциала и следующих параметров: $\lambda = 2$ (сплошная линия) и $\lambda = 10^{-10}$ (штриховая линия), $\hbar\omega \approx 6,6 \times 10^{-2}E_F$, $\Gamma_n \approx 4,9 \times 10^{-3}E_F \approx 7,5 \times 10^{-2}\hbar\omega$, $\Gamma_n^{xx} \approx 0,15(\omega/\omega_c)^{1/2}\Gamma_n$, $\omega_c/\omega \approx 0,918$, соответствующем $E_F/\hbar\omega_c \approx 16,56$. Величина ω/ω_c показана на рисунке стрелкой. Из работы [45].

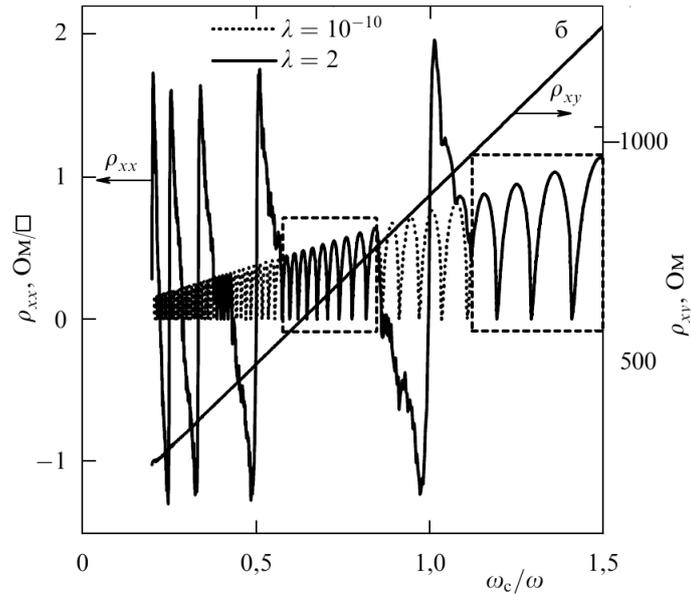


Рис. 13. Зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} , рассчитанные из уравнений (24), (25) и (26) для тех же значений параметров, что и на рисунке 12. Из работы [45].

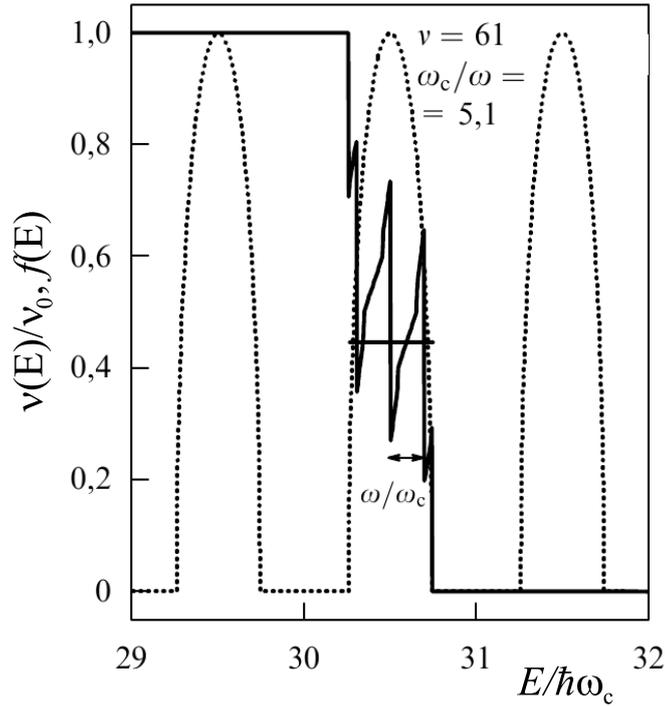


Рис. 14. Плотность состояний $\nu(E)$ на трёх уровнях Ландау, ближайших к уровню Ферми (нормированная на её максимальную величину $\nu_0 = 4n_B/\pi\Gamma_n$) и неравновесная функция распределения $f(E)$, вычисленная для коротко-периодических флуктуаций потенциала и следующих параметров: $\hbar\omega \approx 6,6 \times 10^{-3}E_F$, $\Gamma_n/\hbar\omega_c \approx 0,55(\omega/\omega_c)^{1/2}$, $\Gamma_n^{xx} = (n + 1/2)^{1/2}\Gamma_n$, $\omega_c/\omega \approx 5,1$, соответствующем $E_F/\hbar\omega_c \approx 30,5$. Величина ω/ω_c показана на рисунке стрелкой. Из работы [45].

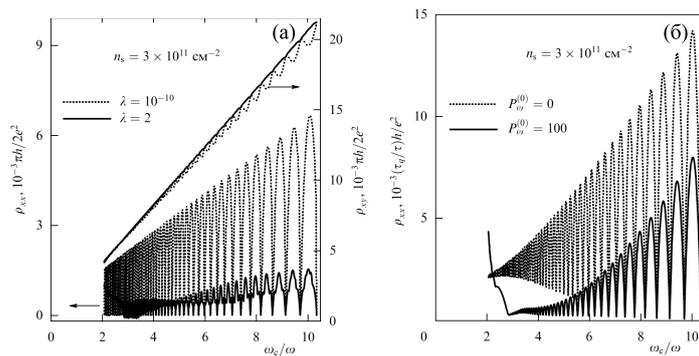


Рис. 15. (а) Рассчитанные зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} из уравнений (24), (25) и (26) для тех же значениях параметров, что и на рисунке 14. (б) Результаты расчёта для конечной температуры $T \approx 4,0 \times 10^{-3}E_F/k_B$ для тех же параметров энергетического спектра и частоты. Из работы [45].

приводящее к существенному уменьшению средних значений MC , что качественно объясняет гигантское подавление MC , демонстрируемое экспериментальными результатами [45].

Обе модели, правильно объясняя положение особых точек гигантских осцилляций MC (минимумов, максимумов и нулей фотоотклика), допускают случай, когда **полное сопротивление** системы отрицательно при достаточно большой интенсивности излучения. Однако и обе из них оказались не в состоянии объяснить близкие к нулю значения MC в минимумах. Сейчас принято снимать это противоречие введением в систему доменной структуры: как хорошо известно [46], однородные состояния с отрицательным сопротивлением неустойчивы. В результате следует ожидать разбиения однородной системы на домены, такие, что при S -образном типе вольт-амперной характеристике однородного состояния образца с доменами будет близко к нулю [47]. Применительно к 2D электронным системам под облучением и в условиях, когда холловская проводимость значительно превышает диссипативную, разбиение на домены впервые было рассмотрено в работе [7]. На основании всего сказанного выше следует отметить, что одним из наиболее важных вопросов, стоящих сегодня перед экспериментаторами, является проверка идеи возникновения доменной структуры. Поиски такой структуры проводятся различными группами, однако успеха пока не имели и сообщения о наблюдении доменной структуры в настоящее время отсутствуют. Поэтому ведутся активные разработки альтернативных сценариев возникновения магнитопольных состояний с близким к нулю сопротивлением, отличных от доменной структуры. Один из них заключается в быстром уравнивании функции распределения в пределах отдельного уровня Ландау в ситуациях, когда в отсутствие релаксации должна возникнуть функция распределения с областями инверсного за-

полнения. Пример такой гипотетической функции распределения приведён на рисунках 12 и 14 жирными горизонтальными отрезками в пределах уровней Ландау. Для такой функции распределения магнитопроводимость однородного состояния будет равна нулю, что соответствовало бы экспериментальным результатам.

1.5. Магнито-межподзонные осцилляции сопротивления

В классически сильных магнитных полях ($\omega_c \tau_{tr} \gg 1$) столкновительное уширение уровней Ландау не даёт существенного ограничения сверху на амплитуду осцилляции ШдГ. Поэтому амплитуда осцилляции ШдГ определяется в основном температурным размытием уровня Ферми, приводящего к появлению в осциллирующей части проводимости множителя, зависящего от температуры T (20). Экспоненциальное убывание амплитуды осцилляции ШдГ с ростом температуры является основным ограничением для наблюдения квантовых осцилляций МС в 2D электронных системах. В работе [48] было показано, что это ограничение может быть снято при переходе от двумерных систем к квазидвумерным при заполнение не одной, а нескольких подзон размерного квантования. В квазидвумерных системах наряду с осцилляциями ШдГ появляются магнито-межподзонные квантовые осцилляции МС, амплитуда которых для вырожденного электронного газа не зависит от T . При этом полное МС приобретает вид

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho_1^{\text{SdH}} + \Delta\rho_2^{\text{SdH}} + \Delta\rho_{12}^{\text{IsB}}, \quad (29)$$

где $\Delta\rho_{1,2}^{\text{SdH}}$ описывают внутри- и межподзонные переходы, приводящие к осцилляциям ШдГ с двумя периодами. Последнее слагаемое $\Delta\rho_{12}^{\text{IsB}}$ описывает межподзонные переходы, приводящие к магнито-межподзонным

$\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляциям МС [48]:

$$\frac{\Delta\rho_{12}^{\text{IsB}}}{\rho_0} = \frac{1}{1 + 3 \operatorname{cth}\left(\frac{2\pi\Gamma}{\hbar\omega_c}\right)} \left[\frac{\operatorname{sh}\left(\frac{4\pi\Gamma}{\hbar\omega_c}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{4\pi\Gamma}{\hbar\omega_c}\right) - \cos\left(2\pi\frac{\omega_{\text{SAS}}}{\omega_c}\right)} - 1 \right], \quad (30)$$

где $\omega_{\text{SAS}} = \Delta_{\text{SAS}}/\hbar$, а Δ_{SAS} — расщепление подуровней размерного квантования в квантовой яме. Согласно (30), относительная амплитуда $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций порядка единицы и не зависит от температуры. Период $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций определяется расстоянием между уровнями размерного квантования Δ_{SAS} . Амплитуда $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций экспоненциально велика относительно амплитуды осцилляций ШдГ. Максимумы $\Delta\rho_{12}^{\text{IsB}}$ имеют место при совпадении расстояния между уровнями Ландау и уровнями размерного квантования.

Физическая причина аномальной температурной зависимости амплитуды магнито-межподзонных $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций состоит в следующем. Скорость температурного затухания квантовых осцилляций МС определяется частотой осцилляций плотности состояний в магнитном поле как функции энергии $\nu(E)$. С ростом температуры среднее значение осциллирующей части $\nu(E)$ на интервале температурного размытия уровня Ферми резко падает, а амплитуда осцилляций ШдГ экспоненциально убывает. Осцилляций ШдГ связаны с переходами электронов из (в) особенности плотности состояний, то есть определяются наложением монотонной и осциллирующей составляющих $\nu(E)$. Частота осцилляций последней велика, и осцилляции ШдГ быстро затухают с ростом температуры. В отличие от осцилляции ШдГ $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляции связаны с переходами электронов между особенностями $\nu(E)$, то есть определяются наложением осциллирующих частей плотности состояний различных размерных подзон. Осцилляции плотности состояний от разных подзон гасят друг друга, и скорость температурного затухания амплитуды $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций резко падает.

Магнитотранспорт в квазидвумерных электронных системах, когда заполнены нескольких подзон размерного квантования, получил активное развитие как в экспериментальных работах [49], так и в теоретических [50]. Однако до недавнего времени в научной периодике выходили публикации о квазидвумерных системах только на основе AlGaAs/GaAs гетеропереходов с квантовой ямой треугольной формы с двумя заполненными уровнями размерного квантования E_1 и E_2 (рисунок 3). И только в относительно недавних работах появились первые экспериментальные результаты магнитотранспортных измерений в гетероструктурах с двойными квантовыми ямами прямоугольной формы [24, 51–53]. Авторы [24, 52, 53] также исследовали эволюцию $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций при облучении квазидвумерной электронной системы микроволновым излучением. Оказалось, что возникающие под действием микроволнового поля ω/ω_c -осцилляции в двойной GaAs квантовой яме в отличие от одиночной «изрезаны» $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляциями. Наиболее полное теоретическое рассмотрение в рамках модели неравновесной функции распределения и обобщение случаев двойной квантовой ямы и одиночной с двумя заполненными уровнями размерного квантования было проведено в [54]. В присутствии микроволнового излучения для $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций МС в двойной квантовой яме получено простое аналитическое выражение [53, 54]:

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\rho_0} \approx & 1 - 4 \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \frac{2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c}{\sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)} \cos \frac{2\pi E_F}{\hbar \omega_c} \cos \frac{\pi \Delta_{12}}{\hbar \omega_c} + \\ & + \exp\left(-2\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \left(1 - \frac{\mathcal{P}_\omega (2\pi\omega/\omega_c) \sin(2\pi\omega/\omega_c)}{1 + \mathcal{P}_\omega \sin^2(\pi\omega/\omega_c)}\right) \times \\ & \times \left[\left(1 + \delta^2 - \frac{1 + \delta^4}{(\omega_c \tau_q)^2 + 1}\right) + \left(1 - \delta^2 - \frac{1 - \delta^4}{(\omega_c \tau_q)^2 + 1}\right) \cos \frac{2\pi \Delta_{12}}{\hbar \omega_c} \right] \end{aligned} \quad (31)$$

в приближении, что значения τ_q для обеих подзон близки друг к другу. Здесь \mathcal{P}_ω — безразмерный параметр, пропорциональный мощности СВЧ излучения и отношению времени неупругой релаксации к транспортному

времени τ_{tr} , параметр $\delta = \Delta/\Delta_{12}$ характеризует туннельную связь между ямами, $\Delta_{12} = \sqrt{\Delta_{\text{SAS}}^2 + \Delta^2}$, а Δ — расщепление подзон размерного квантования в отсутствие туннельной связи между ямами. В сбалансированной системе их двух ям ($\delta = 0$) вероятность межзонного рассеяния равна вероятности внутризонного рассеяния. По мере дисбалансировки ям (например затворным напряжением) значение δ^2 растёт, туннельная связь ослабевает и волновые функции, отвечающие разным подзонам, локализуются в различных ямах. То есть вероятность межзонного рассеяния резко уменьшается, что приводит к уменьшению амплитуды $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций [51].

Постановка задачи

Анализ научной литературы показал, что ω/ω_c -осцилляции и магнитополевые состояния с близким к нулю сопротивлением наблюдались только в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с большим спейсером и высокой подвижностью ДЭГ ($\mu > 3 \times 10^6$ см²/Вс) [45, 55–57]. В связи с этим встаёт вопрос, являются ли эти явления присущи только таким структурам, или же они носят более общий характер. Не менее актуальным вопросом является роль подвижности для проявления этих явлений. Мы считаем, что наиболее перспективными системами для изучения ω/ω_c -осцилляций являются ДЭГ с высокой концентрацией и подвижностью в узких GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами [13].

Поскольку все полупроводниковые системы являются анизотропными в силу технологических процессов роста, вопрос о роли анизотропии на микроволновый отклик ДЭГ не менее интересен.

Конкретные задачи:

1. Экспериментальное изучение магнитотранспорта в GaAs/AlAs гетероструктурах в присутствии микроволнового излучения.
2. Обнаружение ω/ω_c -осцилляций сопротивления в этих системах.
3. Обнаружение нулевых сопротивлений ω/ω_c -осцилляций.
4. Исследование влияния анизотропии электронной подвижности на ω/ω_c -осцилляции.
5. Исследование ω/ω_c -осцилляций в широком диапазоне измерительных токов.
6. Исследование влияния микроволнового поля на межподзонные осцилляции сопротивления.

2. Исследуемые образцы и методика эксперимента

Настоящая глава посвящена описанию методики проведения эксперимента. **В первой части** приведена методика изготовления GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами и образцов, на которых проводились измерения.

Во второй части описаны методы достижения низких температур и процедуры измерения.

2.1. Технология изготовления образцов

2.1.1. Изготовление GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами

Исследуемые гетероструктуры с модулированным легированием представляли собой GaAs квантовые ямы с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами [13, 15, 58, 59]. Многослойные полупроводниковые структуры были выращены с помощью автоматизированной установки молекулярно-лучевой эпитаксии «МЛЭ-32Р» фирмы Riber. Она представляет собой модульную высоковакуумную систему, состоящую из пяти основных частей: камеры роста; камеры передачи образцов; камеры предварительного отжига; загрузочной камеры и бокса для загрузки образцов, продуваемого особо чистым газообразным азотом. Каждый модуль может быть отсечен от других модулей шиберным затвором, и в каждый из них посредством механизма передачи может быть доставлен держатель подложки с установленной на нём подложкой. Подобное шлюзование позволяет сохранить сверхвысокий вакуум в камере роста.

Исследуемые в данной работе структуры выращивались на подложках GaAs с ориентацией (100). Для выращивания многослойных структур

использовались подложки, полностью подготовленные в промышленных условиях и упакованные в специальную тару (epi-ready). Такая упаковка позволяет избежать контакта подложки с окружающей атмосферой и предотвращает неконтролируемое окисление подложки и, соответственно, её деградацию. Подложками для этих слоевых структур служили пластины, изготовленные из монокристаллического GaAs, выращенного методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава, со следующими характеристиками: легирующая примесь — нелегированный; удельное сопротивление $(0,7-1,3) \times 10^6$ Ом · м; подвижность носителей заряда $(0,642-0,590) \times 10^6$ см²/Вс; плотность дислокаций $(6,7-7,4) \times 10^2$ см⁻²; кристаллографическая ориентация $(100) \pm 0,5^\circ$; диаметр $50,8 \pm 0,3$ мм и толщина 400 ± 15 мкм. Пластины подвергались двухсторонней химико-механической полировке с финишным травлением.

Упрощённый разрез многослойной структуры показан на рисунке 16. После слёта окисла, который осуществлялся подъемом температуры подложки до 630°C , на ней выращивался выглаживающий слой GaAs. На следующем шаге выращивалась короткопериодная сверхрешётка (КПСР) AlAs/GaAs, введение которой преследует несколько целей: дальнейшее выглаживание ростовой поверхности, создание высокоомного буфера, отсекающего выше лежащие слои от подложки, а также от примесей, которые могут поступать из подложки. Затем выращивался буферный слой GaAs и слой $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ толщиной 0,2 мкм. Дополнительное выглаживание поверхности позволило уменьшить шероховатость границы слоя GaAs, в котором формируется ДЭГ, до $\pm 0,02^\circ$.

После этого выращивалась КПСР AlAs/GaAs, являющаяся «нижней» обкладкой квантовой ямы. В слой GaAs этой сверхрешётки за три периода до квантовой ямы вставлялся первый δ -слой Si, служащий одним

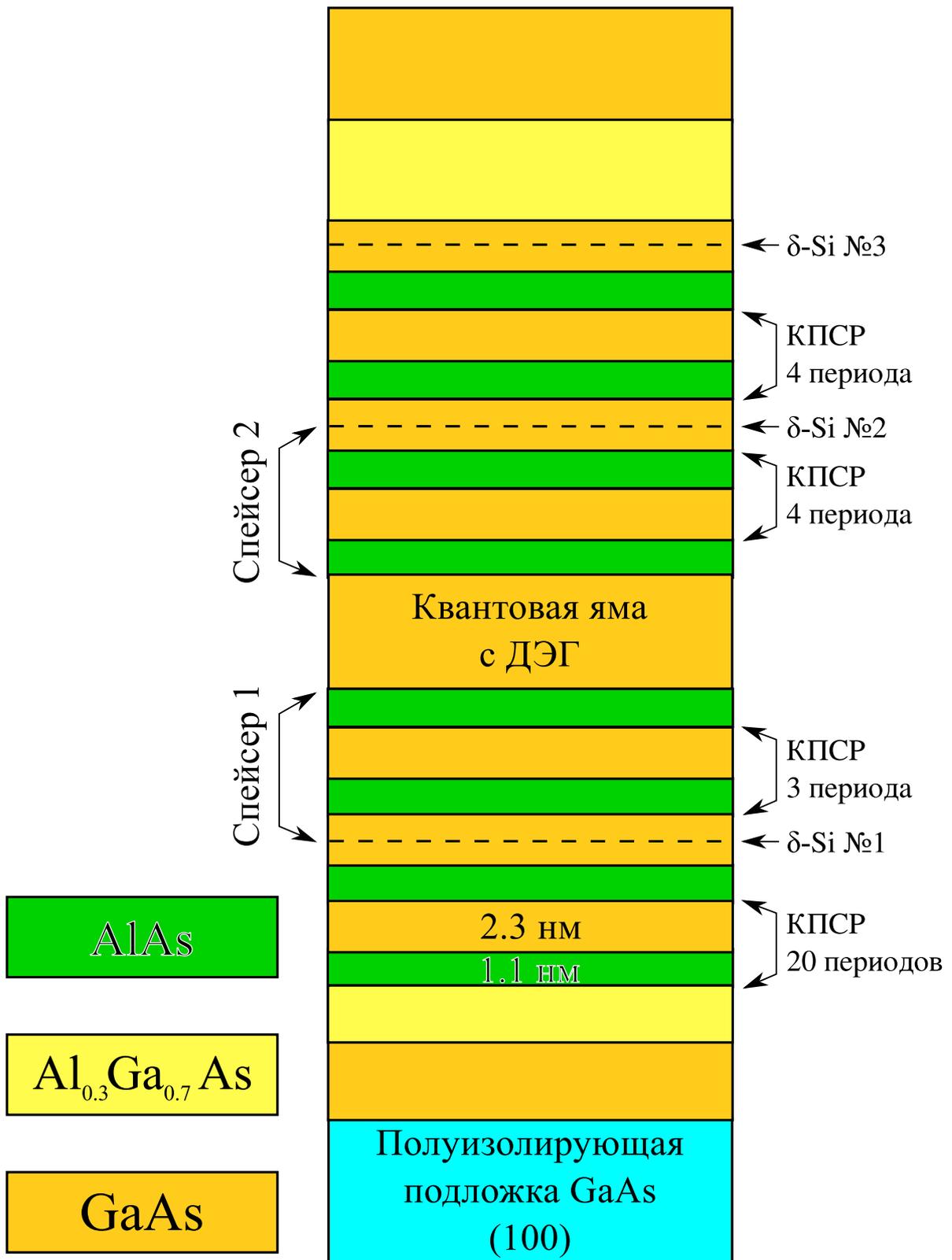


Рис. 16. Схематический разрез многослойной структуры исследуемых образцов. Двумерный электронный газ образуется в слое GaAs между GaAs/AlAs сверхрешеточными барьерами.

из поставщиков электронов в квантовую яму. Последующие за δ -слоем слои сверхрешётки выступают в роли спейсера, отделяющего слой легирующей примеси от квантовой ямы. Затем выращивались квантовая яма — слой GaAs толщиной 13 нм — и короткопериодная сверхрешётка, служащая «верхней» обкладкой квантовой ямы, с внедрённым вторым δ -слоем Si, который является другим поставщиком электронов в квантовую яму.

Наличие двух δ -слоев легирующей примеси с обеих сторон квантовой ямы позволило получить структуру с симметричным видом потенциала без значительных перекосов, что способствовало достижению максимальной концентрации носителей в квантовой яме. Далее выращивается слой $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ с внедрённым третьим δ -слоем Si, предназначение которого — компенсация поверхностного заряда, неизбежно возникающего на поверхности структуры. В конце выращивался слой GaAs, служащий для защиты нижележащих слоёв от окисления парами воды и кислородом воздуха и облегчающий создание омических контактов к структуре.

Зонная диаграмма исследуемой структуры (серии образцов №1, №2, №3) изображена на рисунке 4.

Структура образцов из серии №4 отличается и имеет два слоя GaAs шириной 13 нм, разделённых AlGaAs-барьером шириной 2 нм.

2.1.2. Изготовление образцов для магнитотранспортных измерений

В настоящей работе использовались образцы двух типов:

1. образцы квадратной формы размером 4×4 мм² с четырьмя омическими контактами, расположенными в углах квадрата. Стороны квадрата были ориентированы вдоль направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$.

Образцы изготавливались путём скрайбирования сапфировой иглой по линиям раздела и последующей ломки шайбы с изготовленной гетероструктурой. Контакты к ДЭГ изготавливались вжиганием индия в углы получившегося квадрата в течение 20 минут при температуре 410°C в атмосфере чистого H_2 ;

- образцы в виде холловских мостиков, изготовленных методом фотолитографии. На рисунке 17 представлен общий вид мезоструктуры с указанием размеров.

Ниже излагаются процедуры изготовления образцов.

Пластина с изготовленной гетероструктурой разделялась на 4 части методом скрайбирования сапфировой иглой и последующей ломки, как изображено на рисунке 18. Средняя часть высотой 4 мм использовалась для изготовления образцов квадратной формы, на которых проводился экспресс-анализ качества ДЭГ путём измерения концентрации и подвижности носителей заряда. Верхняя левая «четвертинка» шайбы использовалась для изготовления образцов в виде холловских мостиков с ориентацией тока вдоль направления $[1\ 1\ 0]$, а верхняя правая «четвертинка» — для изготовления образцов в виде холловских мостиков с ориентацией тока вдоль направления $[1\ \bar{1}\ 0]$ Нижняя часть шайбы резервируется для изготовления образцов с другими измерительными геометриями.

Далее поэтапно излагаются основные процедуры при проведении фотолитографии.

Химическая обработка. Предварительно для удаления всякого рода загрязнений пластина с гетероструктурой подвергается химической обработке в кипящем толуоле (C_7H_8 , $T_{\text{кип}} = 110,62^{\circ}\text{C}$) в течение примерно 3-х минут и затем в диметилформамиде $\text{C}_3\text{H}_7\text{ON}$ при температуре $\sim 60^{\circ}\text{C}$

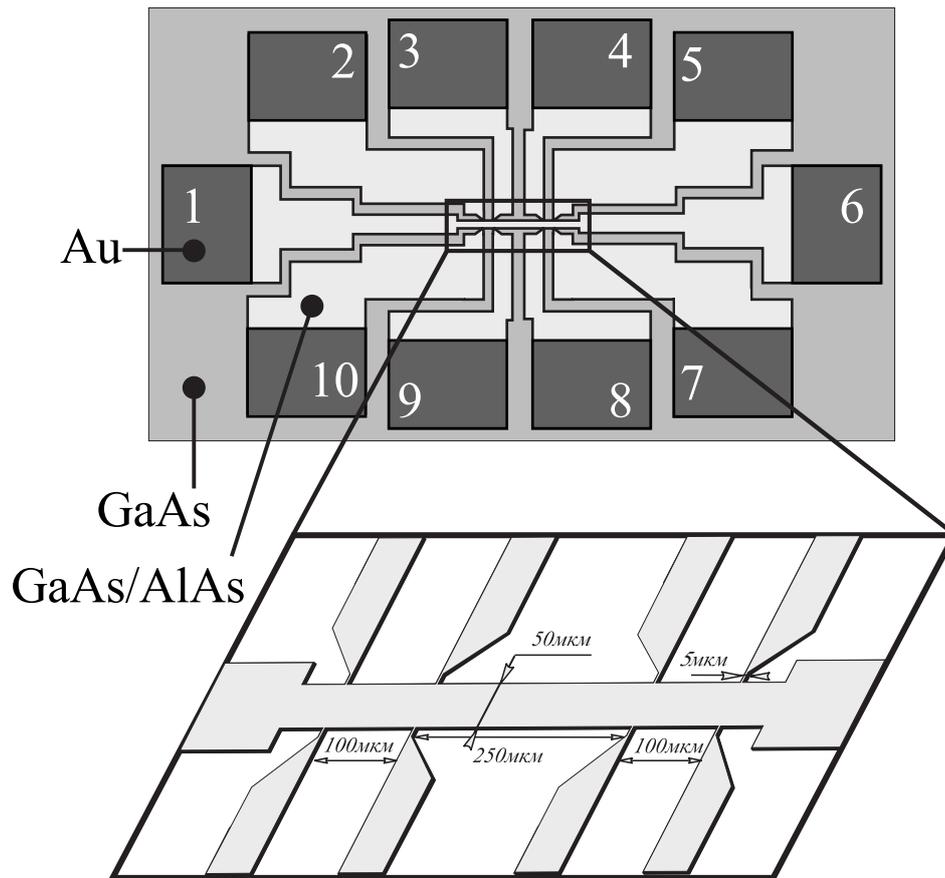


Рис. 17. Топология мезоструктуры, изготовленной методом фотолитографии.

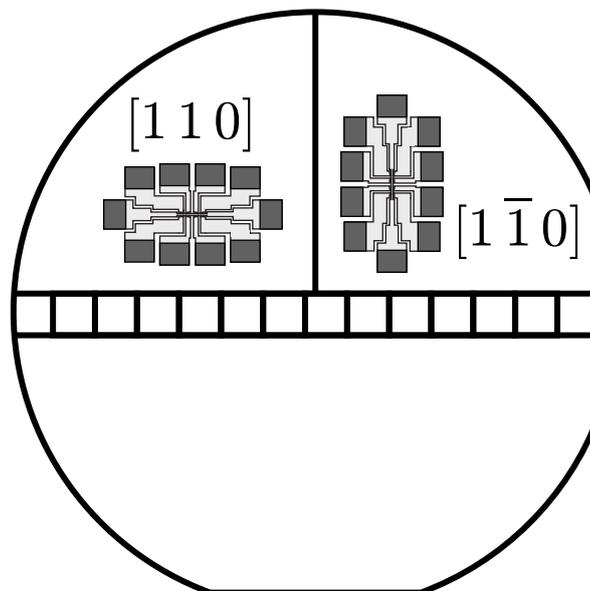


Рис. 18. Схематичное изображение областей пластины с изготовленной гетероструктурой, используемых для изготовления образцов для магнитотранспортных измерений.

(2–3 минуты) для удаления остатков толуола, после чего пластина сначала промывается дистиллированной водой при $T \sim 70^\circ\text{C}$ и затем под холодной струёй дистиллированной воды. Далее пластина помещается в изопропиловый спирт $\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$, который доводится до кипения ($T_{\text{кип}} = 82,4^\circ\text{C}$). После выдерживания в кипящем спирте пластина медленно достаётся из спирта, при этом она высушивается в парах спирта.

Нанесение фоторезиста. Очищенная и сухая пластина покрывается жидким фоторезистом, для чего сначала на пластину помещается несколько капель фоторезиста серии MICROPOSIT[®] S1800[®]. Получаемые плёнки этого фоторезиста характеризуются отсутствием механических напряжений, очень хорошей адгезией и высокой однородностью плёнки [60]. Далее пластина с фоторезистом быстро размещается в центрифуге. При вращении пластины со скоростью 3500 об/мин в течение 1 минуты излишки фоторезиста стекают с пластины, и на поверхности образуется равномерный слой фоторезиста толщиной $\sim 0,8$ мкм.

Сушка фоторезиста. Не вынимая пластину из центрифуги, фоторезист выдерживается при $T = 95^\circ\text{C}$ в течение 30 минут.

Совмещение и экспонирование. После высушивания фоторезиста пластина переносится в установку совмещения и экспонирования ЭМ-5026, где размещается на специальном подвижном столике. Пластина устанавливается на необходимой высоте и ориентируется параллельно заданной плоскости. Далее на пластину накладывается фотолитографический негатив (фотошаблон) для омических контактов, часть поверхности которого прозрачна. С помощью микроскопа фотошаблон совмещается с пластиной в горизонтальной плоскости таким образом, чтобы при последующей ломке пластины направления желаемых сколов совпадали с направлениями, по которым пластина наиболее легко ломается. Перед экспонированием

фотошаблон приводится в контакт с пластиной. Затем фоторезист экспонируется светом с длиной волны $\lambda = 350$ нм (ближний ультрафиолетовый диапазон). В результате экспонирования структура фоторезиста изменяется. Молекулярные связи разрываются там, где фоторезист освещается. Фоторезист не изменяется в тех областях, которые экранируются непрозрачными участками фотошаблона.

Проявление фоторезиста. После экспонирования области фоторезиста с разорванными связями селективно растворяются. Для этого пластина погружается в проявитель MICROPOSIT[®] MF[®]-319 (2,35% раствор тетраметилового гидроксида аммония $(\text{CH}_3)_4\text{NOH}$ в воде) и выдерживается там в течение 15–30 секунд при комнатной температуре. Далее пластина промывается дистиллированной водой при комнатной температуре (5–10 минут) и высушивается сжатым воздухом.

Напыление омических контактов. После формирования рисунка в фоторезисте на пластину напыляются металлические плёнки в следующей последовательности: 300Å Ge, 600Å Au, 300Å Ni, 800Å Au.

«Взрыв» (lift-off) фоторезиста. Далее производится удаление резиста, выполнявшего маскирующую роль при напылении, методом «взрыва». Для этого пластину помещают в ультразвуковую ванну диметилформамида $\text{C}_3\text{H}_7\text{ON}$, подогреваемого до температуры $T = 80\text{--}100^\circ\text{C}$. Фоторезист, абсорбируя растворитель, набухает и отслаивается («взрывается») от полупроводниковой пластины, удаляя вместе с собой рельефные участки металла. В результате на пластине остаётся рисунок, повторяющий форму открытых участков фотошаблона. Эта операция повторяется 2–3 раза со сменой реактива на чистый. После чего завершается процесс очистки пластины промыванием в дистиллированной воде при $T \sim 70\text{--}80^\circ\text{C}$, затем под холодной струёй дистиллированной воды. Далее пластина помещается

в изопропиловый спирт, который доводится до кипения. После выдерживания в кипящем спирте пластина медленно достаётся из спирта. При этом, находясь в парах спирта, она высушивается.

Вжигание омических контактов. Следующим этапом изготовления образцов является вжигание металлических плёнок в течение 20 минут при температуре 410°C в атмосфере чистого H_2 для формирования омических контактов к ДЭГ. При этом сплав Ge с Au образует омический контакт к ДЭГ, а тонкий слой Ni препятствует образованию капель Au в объёме GaAs, и на поверхности образуются металлические контактные площадки.

После вжигания омических контактов проверяется их качество. Для этого при комнатной температуре тестером по двухточечной схеме выборочно измеряется сопротивление между ближайшими парами площадок Au на поверхности шайбы.

Формирование мезаструктур. Далее повторяются процедуры нанесения и сушки фоторезиста, совмещения и экспонирования фотолитографического негатива с рисунком холловских мостиков, проявления фоторезиста.

Задубливание фоторезиста. Для проведения этой операции пластина с фоторезистом, который воспроизводит рисунок фотошаблона выдерживается в течение 30 минут при температуре $T = 110\text{--}118^{\circ}\text{C}$.

Жидкостное травление. После формирования рисунка мезаструктуры в фоторезисте незащищённые области гетероструктуры удаляются жидкостным травлением при комнатной температуре в течение $\sim 4,5$ минут. При этом покрытая маскирующим слоем фоторезиста пластина подвергается воздействию растворителя, представляющего собой смесь ортофосфорной кислоты H_3PO_4 , пероксида водорода H_2O_2 и воды в объёмном

отношении $V(\text{H}_3\text{PO}_4) : V(\text{H}_2\text{O}_2) : V(\text{H}_2\text{O}) = 3 : 1 : 50$. Компоненты растворителя участвуют в химических реакциях на поверхности гетеро-структуры, образуя с Al, Ga и As растворимые соли. Глубина травления составляет $\sim 0,3$ мкм, что превышает глубину залегания ДЭГ $\sim 0,1$ мкм, но при этом намного меньше ширины самого узкого участка мезаструктуры 5 мкм (рисунок 17).

Удаление фоторезиста. После проведения химического травления производится удаление резиста, выполнявшего маскирующую роль при травлении. Для этого пластина погружается в диметилформамид $\text{C}_3\text{H}_7\text{ON}$, подогреваемый до температуры $T = 80\text{--}100^\circ\text{C}$. Эта операция повторяется 2–3 раза со сменой реактива на чистый. После чего завершается процесс очистки пластины промыванием в дистиллированной воде при $T \sim 70\text{--}80^\circ\text{C}$, затем под холодной струёй дистиллированной воды. Далее пластина помещается в изопропиловый спирт, который доводится до кипения. После выдерживания в кипящем спирте пластина медленно достаётся из спирта. При этом, находясь в парах спирта, она высушивается. На этом проведение фотолитографии заканчивается.

Как правило, одновременно изготавливаются несколько мезаструктур типа схематично изображённых на рисунке 17. Далее пластина разделяется на кусочки, содержащие по одной мезаструктуре. Разделение осуществляется путём скрайбирования сапфировой иглой по линиям раздела и последующей ломки. В связи с этим ориентирование фотошаблона по направлениям плоскостей естественных сколов играет важную роль.

После завершения технологического процесса производится контроль литографии всех образцов в оптическом микроскопе.

Изготовление контактов. Для проведения низкотемпературных измерений на контактные площадки образцов (500×400 мкм²) наносился

индий и припаивались проволоки. Образцы для низкотемпературных экспериментов отбирались после их характеристики при комнатной температуре на предмет наличия закороток и разрывов, которая заключалась в измерении сопротивления тестером по двухточечной схеме между всеми десятью контактами.

Топология образцов позволяла в одном эксперименте исследовать три участка гетороструктуры, расположенные на рабочих областях между соседними парами контактов 2-3 (9-10), 3-4 (9-8) и 4-5 (7-8) (рисунок 17). Отношение расстояния между контактами 2-3 и 4-5 к ширине образца равно 2 ($100 \times 50 \text{ мкм}^2$), а между контактами 3-4 — равно 5 ($250 \times 50 \text{ мкм}^2$). Транспортные измерения проводились на областях между контактами 3-4 и 2-5.

2.2. Методика магнитотранспортных измерений

Эксперименты заключались в измерении сопротивления образцов в зависимости от магнитного поля при различных температурах.

Транспортные измерения при температуре 4,2 К выполнялись в транспортном сосуде Дьюара He^4 . Схематичное изображение установки магнитотранспортных измерений в транспортном сосуде Дьюара приведено на рисунке 19. Исследуемый образец опускался на специальном держателе в дьюар с жидким гелием. На этом же держателе располагалась сверхпроводящая катушка соленоида, позволяющая создавать магнитное поле до 2 Тл. Для питания обмотки соленоида использовался источник тока, управляемый напряжением, которое менялось во времени по пилообразному закону. Магнитное поле предварительно было прокалибровано по управляющему напряжению.

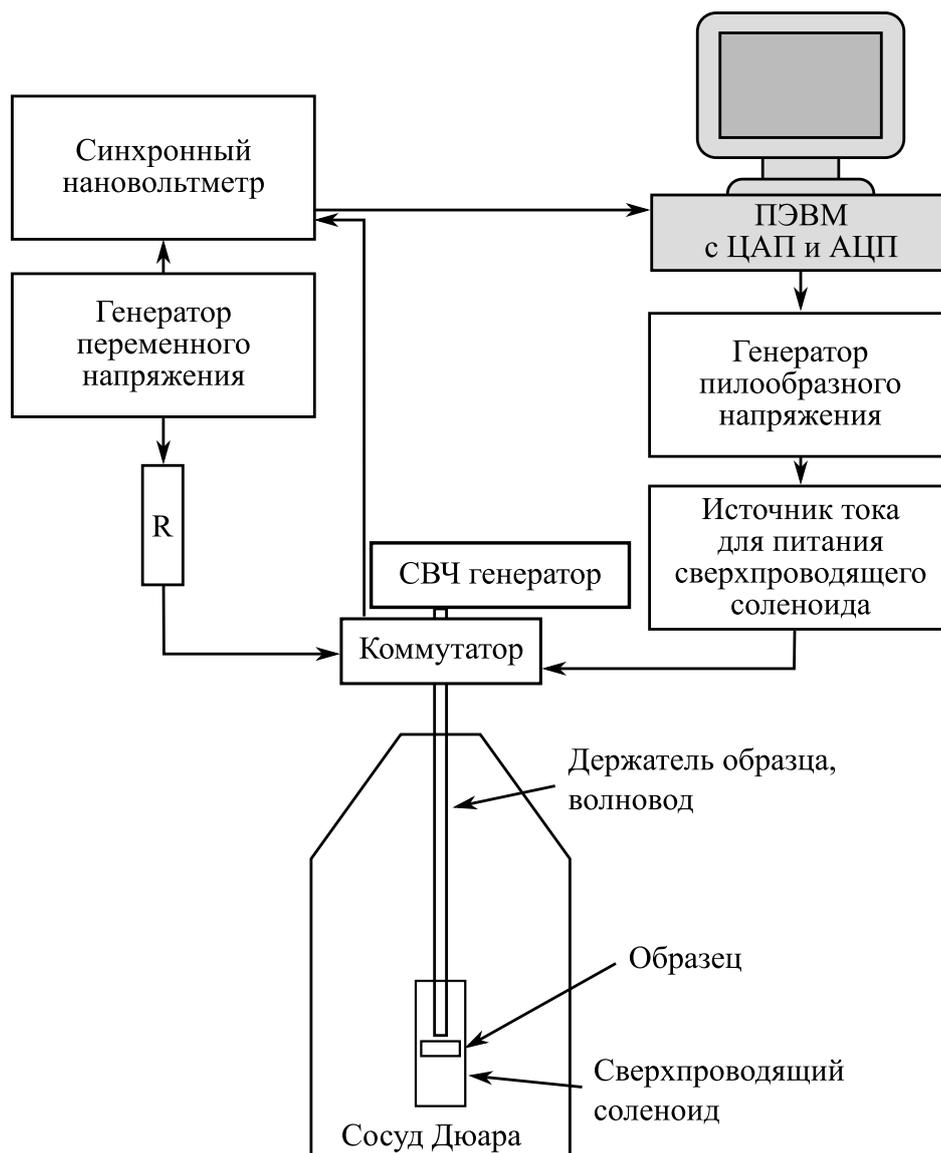


Рис. 19. Схема установки магнитотранспортных измерений в транспортном сосуде Дьюара.

Измерения при температурах ниже 4,2 К проводились в криостате. Схема такой установки приведена на рисунке 20. Откачка паров He^4 позволяет достичь температуры 1,7 К. Криостат оборудован электромагнитом, который позволяет создавать магнитное поле до 0,6 Тл.

Держатели образцов были оборудованы круглыми волноводами с внутренним диаметром 6 мм, по которым подавалось микроволновое излучение частотой $\omega/2\pi = (50-150)$ ГГц на образец. Максимальная выход-



Рис. 20. Схема установки магнитотранспортных измерений в криостате.

ная мощность микроволнового излучения используемых генераторов СВЧ составляла $P_{\text{out}} = (4-10)$ мВт. Влияние микроволнового поля на МС ДЭГ электронного газа исследовалось в режиме непрерывной генерации. Для предотвращения образования стоячих волн за образцом крепился поглотитель СВЧ излучения из синтетических материалов.

Измерение сопротивления выполнялось по стандартной четырёхточечной схеме на переменном токе низкой частоты (0,3–1) кГц с помощью синхронного фазового детектора. На рисунке 21(а) представлена схема измерения сопротивления на холловских мостиках, а на 21(б) — мето-

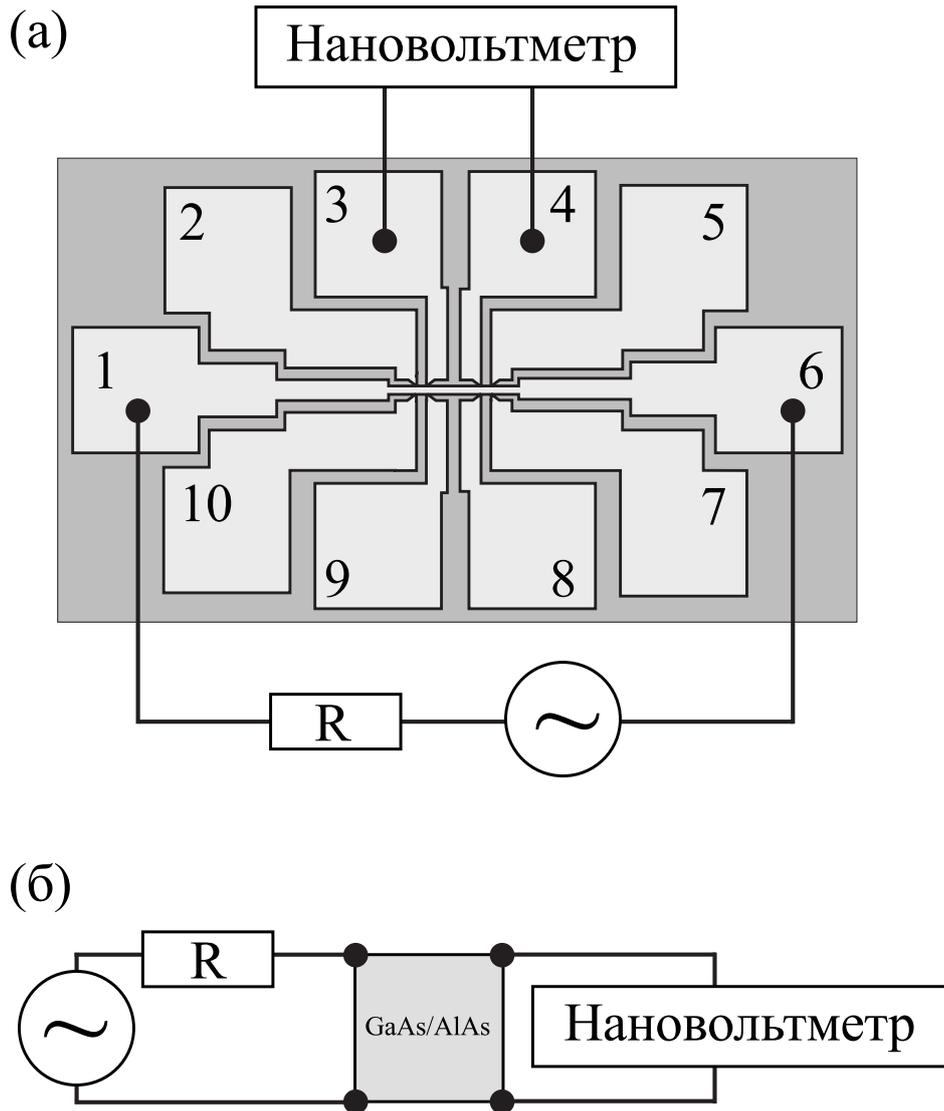


Рис. 21. Схема измерения сопротивления: (а) на холловских мостиках, (б) методом ван дер Пау.

дом ван дер Пау на образцах квадратной формы размером $4 \times 4 \text{ мм}^2$ с четырьмя омическими контактами, расположенными в углах квадрата. Стороны квадрата были ориентированы вдоль направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. Питание подавалось от генератора переменного напряжения через нагрузочное сопротивление R , много большее полного сопротивления образца с контактами и подводящими проводами. Регулировкой выходного напряжения генератора подбиралась амплитуда переменного тока величиной $I_{ac} = (0,1-10) \text{ мкА}$. Регистрация напряжений проводилась синхронным нановольтметром на частоте переменного тока.

Сигналы с генератора пилообразного напряжения и выхода синхронного нановольметра подавались на плату АЦП, с которой получаемые данные сохранялись и обрабатывались на ПЭВМ. Величины сопротивлений при измерении на холловских мостиках определялись по формулам: $R_{xx} = V_{34}/I_{ac}$, $R_{xy} = V_{39}/I_{ac}$, где V_{34} , V_{39} — напряжения, снимаемые с соответствующей пары омических контактов, I_{ac} — ток, прикладываемый к образцу. Концентрация n_e и подвижность μ_x определялись из измеренного удельного сопротивления в нулевом магнитном поле $\rho_{xx} = R_{xx}/5$ и холловского сопротивления $\rho_{xy} = R_{xy}$, используя соотношения

$$n_e = [|e|(d\rho_{xy}/dB)]^{-1} = (I_{ac}/|e|)(dV_{xy}/dB),$$

$$\mu_x = (1/|e|)/n_e\rho_{xx}.$$

При измерениях методом ван дер Пау удельные сопротивления ДЭГ ρ_{xx} и ρ_{yy} вычислялись по методике, описанной в работе [61], из результатов измерения напряжений с контактов, расположенных на одной из сторон квадрата при протекании тока между контактами, находящимися на противоположной стороне образца в соответствии со схемой, изображённой на рисунке 21¹. Подвижности μ_x и μ_y , соответствующие направлениям $[1\ 1\ 0]$ и $[1\ \bar{1}\ 0]$, вычислялись из величин ρ_{xx} и ρ_{yy} в нулевом магнитном поле и величины n_e , определённой из холловского сопротивления, измеряемого с омических контактов, расположенных на одной из диагоналей квадрата при протекании измерительного тока I_{ac} между омическими контактами, лежащими на другой диагонали образца.

Из измерений, проведённых вышеуказанным методом в геометрии ван дер Пау на образцах квадратной формы, для всех исследуемых гете-

¹Веб-приложение для расчёта ρ_{xx} и ρ_{yy} по методике [61] доступно по адресу <http://avdp.trefle.ru>

Таблица 1. Основные транспортные параметры исследуемых образцов при температуре жидкого гелия.

Серия образцов	n_e см ⁻²	μ_x/μ_y см ² /Вс	τ_{tr} пс
№1	$8,5 \times 10^{11}$	$0,56/0,91 \times 10^6$	21/34
№2	$7,8 \times 10^{11}$	$1,0/1,7 \times 10^6$	38/64
№3	$8,1 \times 10^{11}$	$1,2/2,1 \times 10^6$	46/80
№4	$9,0 \times 10^{11}$	$0,4/0,54 \times 10^6$	15/21

роструктур были получены значения концентрации и подвижности носителей заряда. Двумерность электронного газа проверялась путём наблюдения осцилляций ШдГ, период которых в обратном магнитном поле позволяет определить n_e , используя выражение (16), что в свою очередь предоставляет дополнительный метод контроля правильности измерений. Измеренные значения концентрации и подвижности носителей и вычисленные значения τ_{tr} из выражения (8) для исследуемых структур при температуре жидкого гелия приведены в таблице 1. Следует отметить, что разброс значений n_e и μ по шайбе достигал 10% вследствие вариации равновесных параметров гетероструктуры.

3. Магнитотранспорт в одиночных GaAs квантовых ямах с боковыми AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами в присутствии микроволнового излучения

В данной главе изложены результаты экспериментального изучения взаимодействия ДЭГ и микроволнового излучения. ДЭГ был сформирован в одиночной GaAs квантовой яме (гетероструктуры №1 и №2). ДЭГ в структурах обладал анизотропией подвижности (см. таблицу 1).

Исходными экспериментальными данными являются зависимости МС, измеренные методами холловских мостиков и ван дер Пау при температурах жидкого гелия и ниже.

В первой части настоящей главы представлены результаты исследования ω/ω_c -осцилляций МС $\rho^\omega(B)$ (образец из серии №1).

Во второй части главы представлены результаты исследования фотосопротивления 2D системы с анизотропной подвижностью на примере одного из образцов гетероструктуры №2.

В третьей части приведены результаты экспериментального наблюдения магнитопольевых состояний с абсолютным отрицательным сопротивлением (серия образцов №2). Экспериментально изучена эволюция таких состояний при изменении внешних условий, а именно при вариации мощности падающего микроволнового излучения P_{out} и амплитуды измерительного тока I_{ac} в присутствии микроволнового излучения.

3.1. Индуцированные микроволновым излучением магнитополевые осцилляции сопротивления и бездиссипативное состояние

На рисунке 22 представлены зависимости сопротивления «на квадрат» от магнитного поля $\rho_{xx}(B)$ в отсутствие микроволнового излучения и при его наличии на частоте $\omega/2\pi = 150$ ГГц при температуре 4,2 К для образца из серии №1. Заметим, что сопротивление не монотонно по мере увеличения магнитного поля. Хорошо видно, что микроволновое излучение приводит к возникновению гигантских осцилляций МС: амплитуда осцилляций МС значительно превышает значение сопротивления в нулевом магнитном поле $\rho^\omega(0)$. Анализ положения первых четырех максимумов этих осцилляций показал, что они периодичны по обратному магнитному полю. Однако, как видно на рисунке 23, положения максимумов под номерами 5–10 отклоняются от линейной зависимости в обратном магнитном поле. Качественно похожее поведение наблюдалось ранее на высокоподвижных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с существенно меньшей концентрацией [5] и было объяснено спиновым расщеплением [62]. Кроме того, хорошо видно, что существуют особые точки, в которых микроволновое излучение не влияет на сопротивление ДЭГ. Одна из таких точек, обозначенная на рисунке 22 стрелкой, соответствует условию $\omega = \omega_c$. Видно, что ближайший к этой точке минимум является наиболее глубоким.

Рисунок 24 демонстрирует влияние микроволнового излучения на магнитосопротивление ДЭГ в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами при температуре 1,7 К для трёх различных частот $\omega/2\pi$: 55,55, 74 и 143 ГГц. Приведённые экспериментальные зависимости показывают, что точка пересечения кривых, соответствующая положению

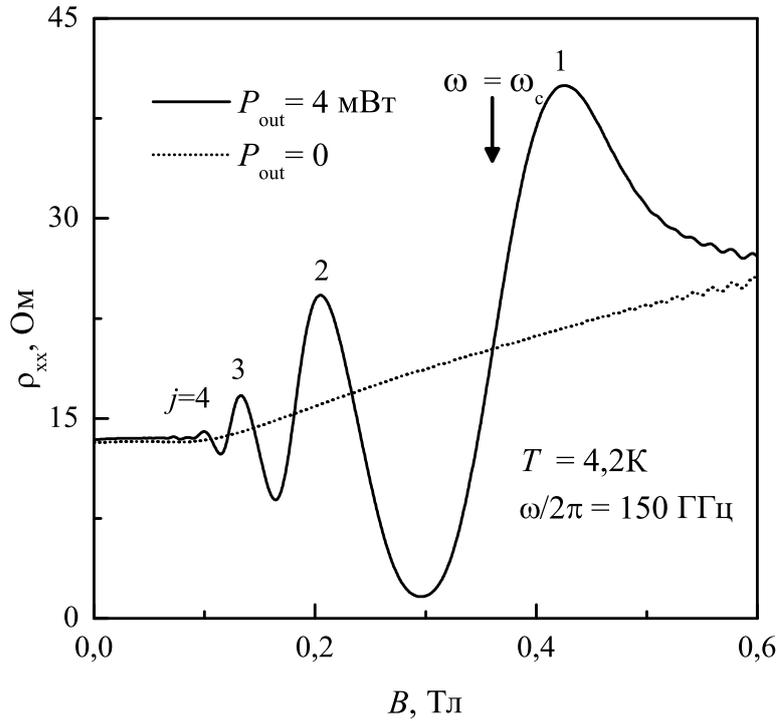


Рис. 22. Экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(B)$ ДЭГ в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами при $T = 4,2$ К в отсутствие (пунктирная линия) и присутствии (сплошная линия) микроволнового излучения частотой 150 ГГц для образца из серии №1. Стрелкой обозначено положение циклотронного резонанса. Цифрами указаны номера максимумов j , начиная с основного.

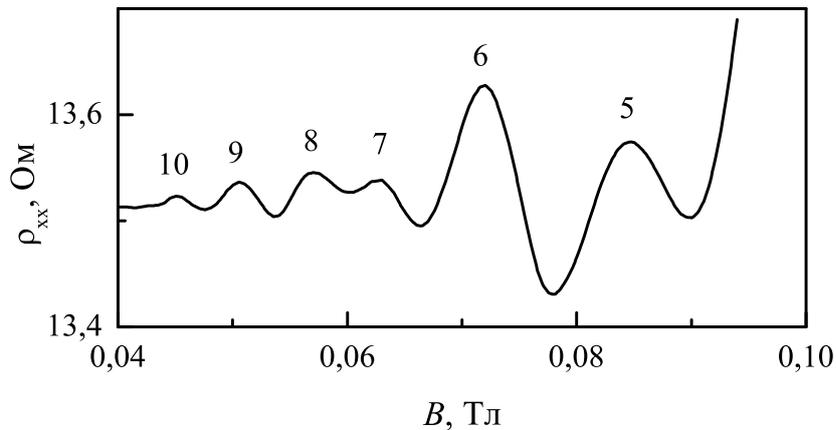


Рис. 23. Подробная зависимость $\rho_{xx}(B)$ в присутствии микроволнового излучения в магнитном поле менее 0,1 Тл. Цифрами указаны номера максимумов.

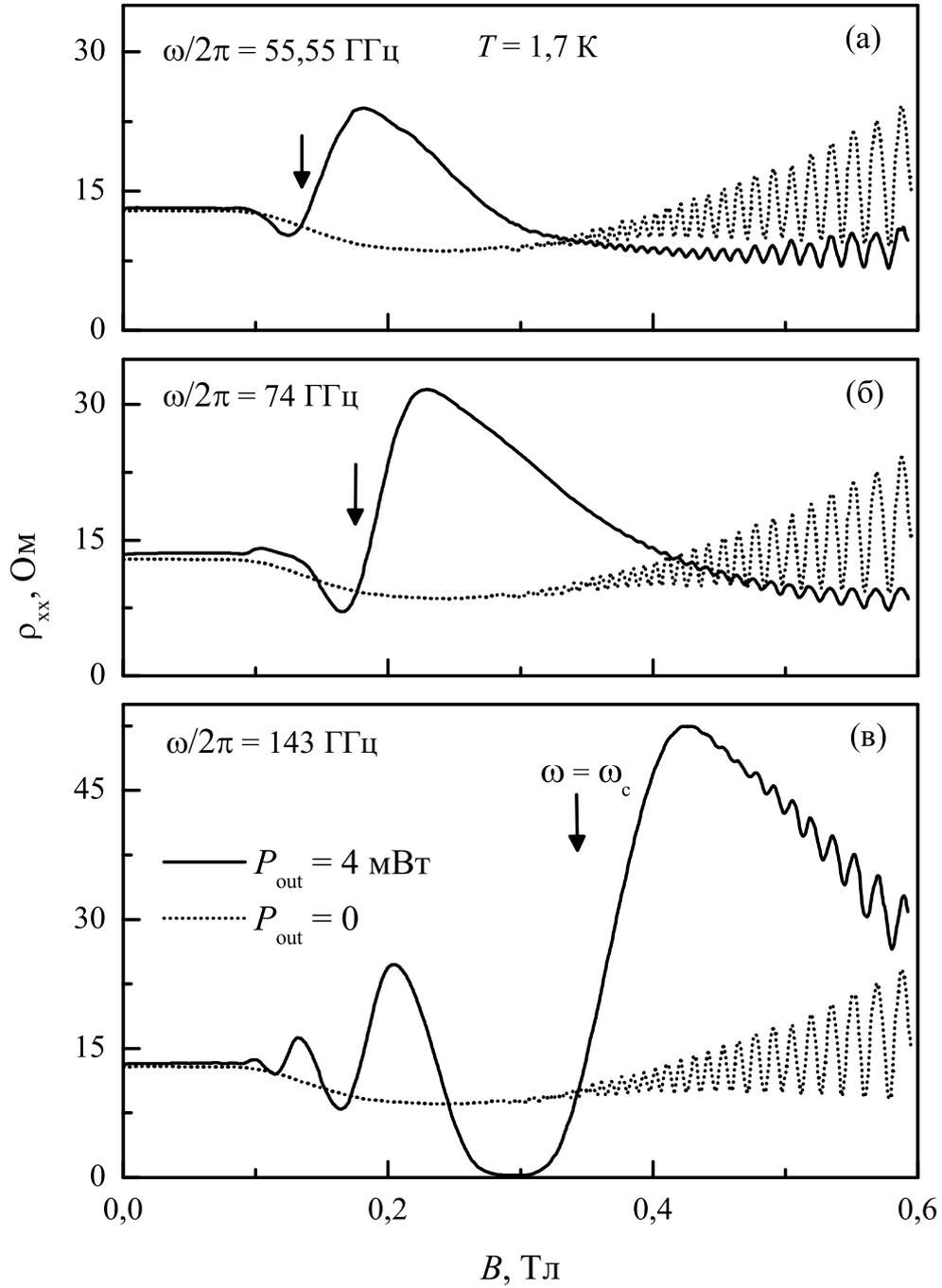


Рис. 24. Экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(B)$ ДЭГ в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами при $T = 1,7$ К в отсутствие (пунктирная линия) и присутствии (сплошная линия) микроволнового излучения для различных частот: (а) $\omega/2\pi = 55,55$ ГГц; (б) $\omega/2\pi = 74$ ГГц и (в) $\omega/2\pi = 143$ ГГц. Стрелками обозначено положения циклотронного резонанса.

циклотронного резонанса, при изменении частоты смещается в магнитном поле. Кроме того, видно, что сопротивление в основном минимуме, расположенном вблизи этой точки, для частоты микроволнового излучения $\omega/2\pi = 143$ ГГц при температуре 1,7 К принимает значение близкое к нулю.

Следует отметить, что при понижении температуры с 4,2 до 1,7 К существенно изменяется и зависимость $\rho_{xx}(B)$ в отсутствие микроволнового излучения. С одной стороны увеличивается амплитуда осцилляций ШдГ, а с другой — положительное магнитосопротивление, характерное для исследуемых гетероструктур при $T = 4,2$ К, сменяется при $T = 1,7$ К на отрицательное. Анализ экспериментальных данных показал, что отрицательное магнитосопротивление, появившееся при понижении температуры не описывается квадратичной зависимостью от B , имеется «полка» вблизи $B = 0$, и поэтому оно не может быть обусловлено только лишь одним электрон-электронным взаимодействием [63]. В связи с чем, наблюдаемое в наших структурах в классически сильных магнитных полях отрицательное магнитосопротивление, качественно объясняется совместным влиянием на процессы переноса носителей заряда электрон-электронного взаимодействия и классических эффектов «памяти» [64–66].

Для идентификации осцилляций сопротивления, индуцированных микроволновым излучением, принципиальное значение имеет положение особых точек этих осцилляций на оси B при заданной частоте излучения ω . То есть положение максимумов, минимумов и точек, в которых отсутствует фотоотклик ($\rho^0(B) = \rho^\omega(B)$). Большинство теоретических работ позволяет точно определить положение лишь тех точек, в которых сопротивление не изменяется под действием микроволнового поля. Положение этих точек соответствует положению циклотронного резонанса и

его гармоник $\omega = j\omega_c$. Этот теоретический результат хорошо согласуется с экспериментальными данными [67], из которых следует, что наиболее точно определенной точкой магнитопольевых осцилляций сопротивления является точка, соответствующая положению циклотронного резонанса. Она расположена между основным максимумом и основным минимумом и находится на пересечении зависимостей $\rho_{xx}(B)$ в отсутствие и присутствии микроволнового излучения.

Такое пересечение наблюдается и на наших зависимостях. Из анализа полученных экспериментальных данных следует, что положение этого пересечения при изменении частоты смещается в магнитном поле в соответствии с положением циклотронного резонанса, рассчитанного из величины эффективной массы электронов в GaAs, равной $0,067m_0$. Этот факт указывает на то, что приведенные на рисунках 22 и 24 осцилляции, возникающие под действием микроволнового излучения в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, имеют природу, аналогичную осцилляциям, открытым в работе [3] и которые ранее были предсказаны в работе [43].

Таким образом было показано, что при увеличении концентрации ДЭГ индуцированные микроволновым излучением состояния с нулевым сопротивлением проявляются в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами при средней величине подвижности. Полученные экспериментальные данные делают реальным перенесение экспериментальных исследований природы индуцированных электромагнитным полем состояний с нулевым сопротивлением в 2D электронных системах в область субмиллиметровых длин волн и создание на основе этого эффекта инфракрасных приемников излучения.

3.2. Микроволновое фотосопротивление в двумерной электронной системе с анизотропной подвижностью

Несмотря на более чем пятилетнюю историю исследований гигантских осцилляций МС в ДЭГ под влиянием микроволнового излучения, до сих пор остается открытым вопрос о влиянии анизотропии электронного транспорта на величину микроволнового фотосопротивления и проявление магнитополевых состояний с нулевым и отрицательным сопротивлением в полупроводниковых структурах с модулированным легированием. Ответ на этот вопрос имеет принципиальное значение, так как практически во всех полупроводниковых гетероструктурах с высокой электронной подвижностью транспорт носителей заряда является анизотропным [25, 26].

Анизотропия электронного транспорта в полупроводниковых структурах с модулированным легированием в значительной степени обусловлена рассеянием на неровностях гетерограниц [68]. Основными причинами несовершенства гетерограниц являются шероховатость исходных поверхностей полупроводниковых подложек [69] и самоорганизация непланарных поверхностей в процессе синтеза полупроводниковых слоев [70]. Эти факторы приводят к тому, что случайные отклонения гетерограниц от идеальной плоскости, в той или иной степени, присутствуют в любой полупроводниковой структуре, выращенной методом МЛЭ. Непланарность гетерограниц приводит к возникновению в 2D электронной системе как дальнедействующего [66, 71], так и короткодействующего рассеивающего потенциала [66, 72]. Эти рассеивающие потенциалы в общем случае не являются пространственно однородными и приводят не только к анизотропии подвижности, но и к соизмеримым осцилляциям сопротивления [71] и отрицательному МС [66, 72].

Далее приводятся результаты экспериментального изучения влияния анизотропии электронного транспорта в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами на характер осцилляций МС, индуцированных микроволновым излучением, на примере гетероструктуры №2. Сопротивление ДЭГ при облучении его электромагнитным полем частотой ω может быть выражено как $R^\omega = R^0 + \Delta R^\omega$, где R^0 — темновое сопротивление, то есть сопротивление в отсутствие облучения, ΔR^ω — добавка к сопротивлению, обусловленная облучением образца. Магнитопольные осцилляции R^ω возникают в ДЭГ под действием микроволнового излучения вследствие того, что ΔR^ω является осциллирующей знакопеременной функцией отношения ω/ω_c [10].

Удельные сопротивления ДЭГ ρ_{xx} и ρ_{yy} вычислялись по методике, описанной в разделе 2.2 настоящей работы. Токовые и потенциометрические контакты обозначены на схемах, изображенные на вставках к рисунку 25. Штриховкой условно обозначена анизотропия подвижности. Вдоль штрихов подвижность μ_y больше подвижности μ_x , направленной перпендикулярно штрихам.

На рисунке 25 представлены зависимости $R_{xx}^0(B)$ и $R_{yy}^0(B)$ для образца из серии №2 в отсутствие микроволнового поля и зависимости $R_{xx}^\omega(B)$ и $R_{yy}^\omega(B)$ при облучении электромагнитным излучением частотой $\omega/2\pi = 146$ ГГц. Хорошо видно, что при $T = 4,2$ К микроволновое поле приводит к возникновению гигантских осцилляций МС при пропускании измерительного тока I_{ac} как через контакты 1-2, так и через контакты 1-4, то есть при протекании I_{ac} в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Заметим, что в исследуемых образцах величины R_{xx}^0 и R_{yy}^0 в нулевом магнитном поле отличаются почти на порядок. Такое поведение связано с анизотропией подвижности, величины которой в направлениях $[1\bar{1}0]$ и

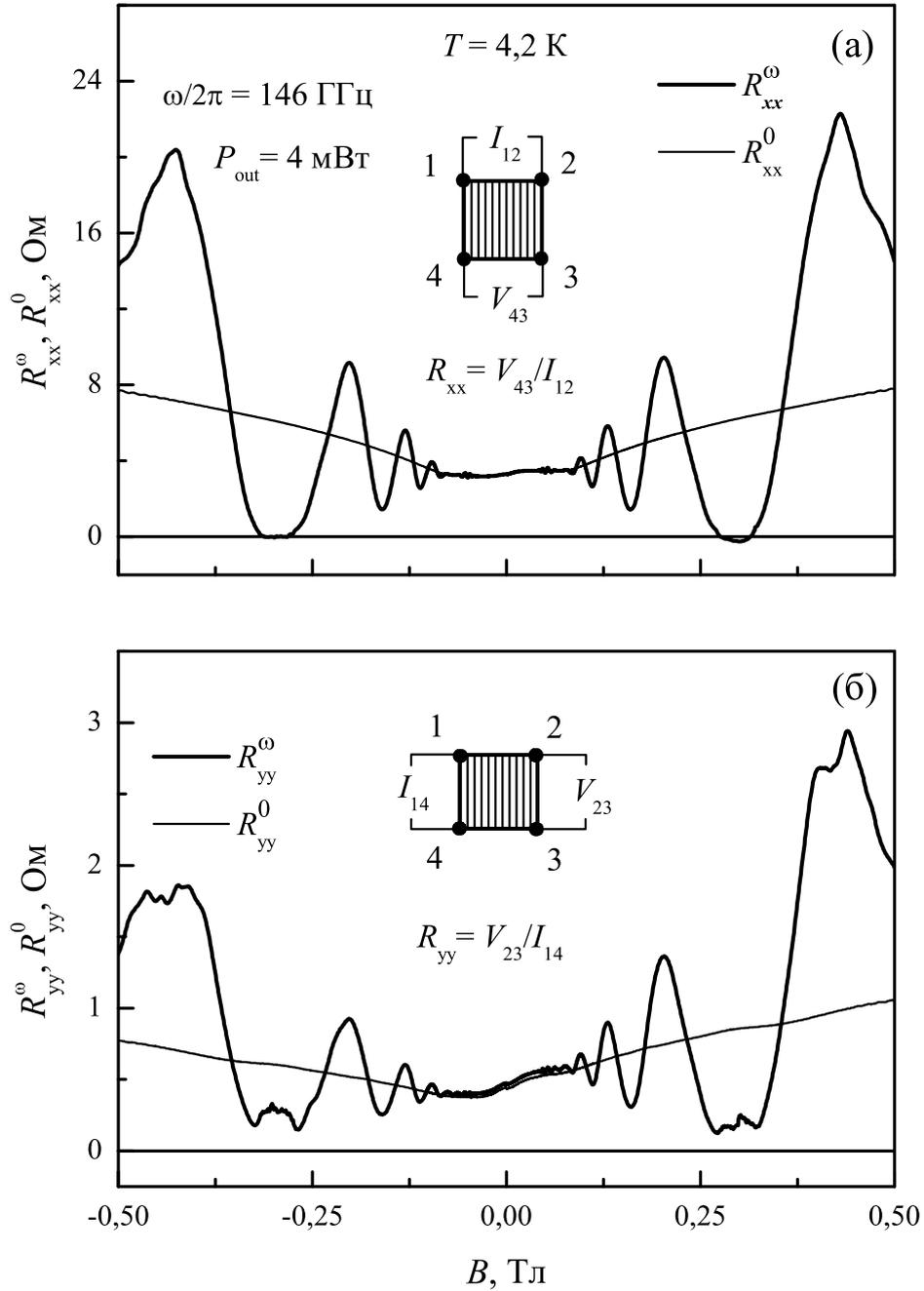


Рис. 25. (а) Зависимости $R_{xx}^0(B)$ и $R_{xx}^{\omega}(B)$ ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами, измеренные на квадратном образце методом ван дер Пау во внешнем магнитном поле при $T = 4,2 \text{ K}$ в отсутствие (тонкая линия) и присутствии (толстая линия) микроволнового излучения частотой 146 ГГц. (б) Зависимости $R_{yy}^0(B)$ и $R_{yy}^{\omega}(B)$, измеренные при тех же условиях. На вставках изображены измерительные схемы.

$[110]$ отличаются в 1,7 раза (см. таблицу 1). Большее значение отношения R_{xx}^0/R_{yy}^0 по сравнению с отношением μ_x/μ_y обусловлено различием в картине распределения тока по площади образца при его пропускании через контакты 1-2 и через контакты 1-4 [61]. Кроме того, в зависимостях $R_{xx}^0(B)$ и $R_{yy}^0(B)$ отсутствует симметрия по знаку B , что также обусловлено анизотропией электронного транспорта в образце, а не нарушением соотношений Онсагера. Следует отметить, что зануление сопротивления в основном минимуме магнитопольных осцилляций проявляется лишь при протекании I_{ac} в направлении с меньшей электронной подвижностью.

На рисунке 26 продемонстрировано влияние микроволнового излучения на МС ДЭГ в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами при температуре жидкого гелия для частоты 84 ГГц. Приведённые экспериментальные зависимости показывают, что точка пересечения кривых $R^\omega(B)$ и $R^0(B)$, соответствующая положению циклотронного резонанса, при изменении частоты смещается по магнитному полю. При этом видно, что сопротивление R^ω в основном минимуме, расположенном вблизи этой точки, для частоты микроволнового излучения 84 ГГц, также как и для частоты 146 ГГц, принимает значение близкое к нулю лишь при протекании I_{ac} в направлении с меньшей подвижностью.

На рисунке 27 представлены зависимости относительного микроволнового фотосопротивления $R_{xx}^\omega(B)/R_{xx}^0(B)$ и $R_{yy}^\omega(B)/R_{yy}^0(B)$ для частоты излучения $\omega/2\pi = 146$ ГГц. Видно, что относительная амплитуда осцилляций МС, индуцированных микроволновым полем в образце квадратной формы, практически не зависит от ориентации тока I_{ac} . Анализ положения первых четырёх максимумов этих осцилляций показал, что они периодичны по $1/B$, однако положения максимумов под номерами 5–9 отклоняются от линейной зависимости в обратном магнитном поле. Качественно

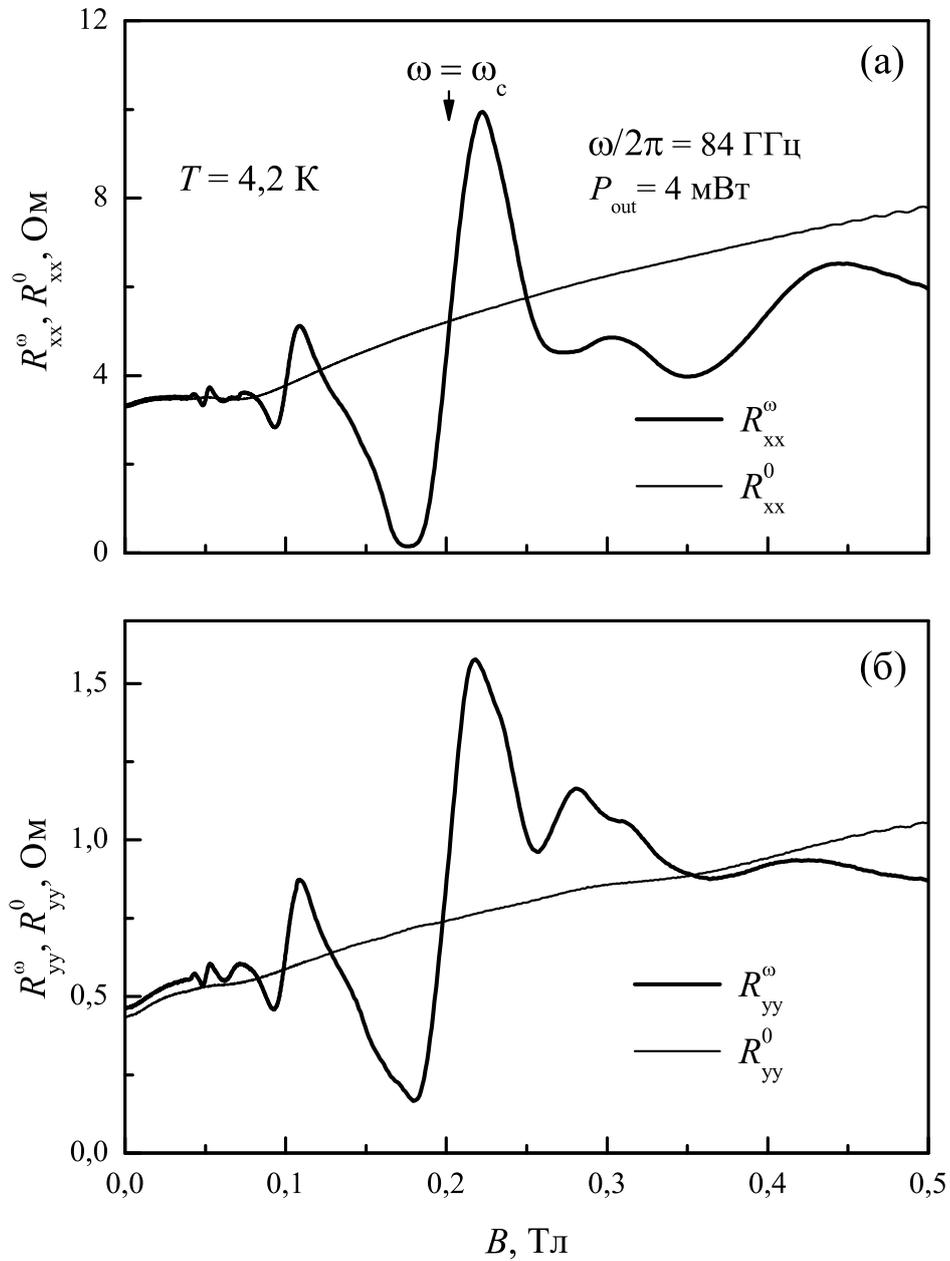


Рис. 26. (а) Зависимости $R_{xx}^0(B)$ и $R_{xx}^{\omega}(B)$ ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, измеренные на квадратном образце методом ван дер Пау в отсутствие (тонкая линия) и присутствии (толстая линия) микроволнового излучения частотой 84 ГГц. Стрелкой обозначено положение циклотронного резонанса $\omega = \omega_c$. (б) Зависимости $R_{yy}^0(B)$ и $R_{yy}^{\omega}(B)$, измеренные при тех же условиях.

похожее поведение наблюдалось ранее в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с меньшей концентрацией и большей подвижностью [5] и было объяснено спиновым расщеплением [62]. Подобное поведение наблюдалось также и в GaAs/AlAs гетероструктурах с электронной подвижностью меньшей, чем в исследуемых образцах [18]. Из зависимостей в магнитном поле менее 0,1 Тл хорошо видно, что существует различие в поведении МС в области сбоя осцилляций между номерами максимумов 6 и 7.

Особенностью исследуемых полупроводниковых структур является то, что при низких температурах в них существенно отличаются величины τ_{tr} и τ_q [33, 55]. Первое из этих двух времён определяет подвижность электронов при $B = 0$, а второе — полуширину уровней Ландау. Дальнедействующий рассеивающий потенциал слабо влияет на размытие уровней Ландау, однако может существенно влиять на величину электронной подвижности в нулевом магнитном поле. Отсутствие зависимости относительной амплитуды осцилляций МС, индуцированных микроволновым излучением, от ориентации I_{ac} , то есть фактически от подвижности, указывает на то, что основным фактором, определяющим амплитуду осцилляций микроволнового фотосопротивления в исследуемых образцах, является τ_q , а не τ_{tr} . Такой вывод согласуется с результатами работ [18] и [55].

Обнаруженное нами в изучаемых полупроводниковых структурах различие в поведении микроволнового фотосопротивления в области сбоя осцилляций между номерами максимумов 6 и 7 при протекании I_{ac} в двух взаимно перпендикулярных направлениях не может быть объяснено спиновым расщеплением электронных состояний [62]. Такое поведение осцилляций микроволнового фотосопротивления указывает на роль анизотропного дальнедействующего рассеивающего потенциала в возникновении биений. Наблюдаемое различие в величинах μ_x и μ_y позволяет считать,

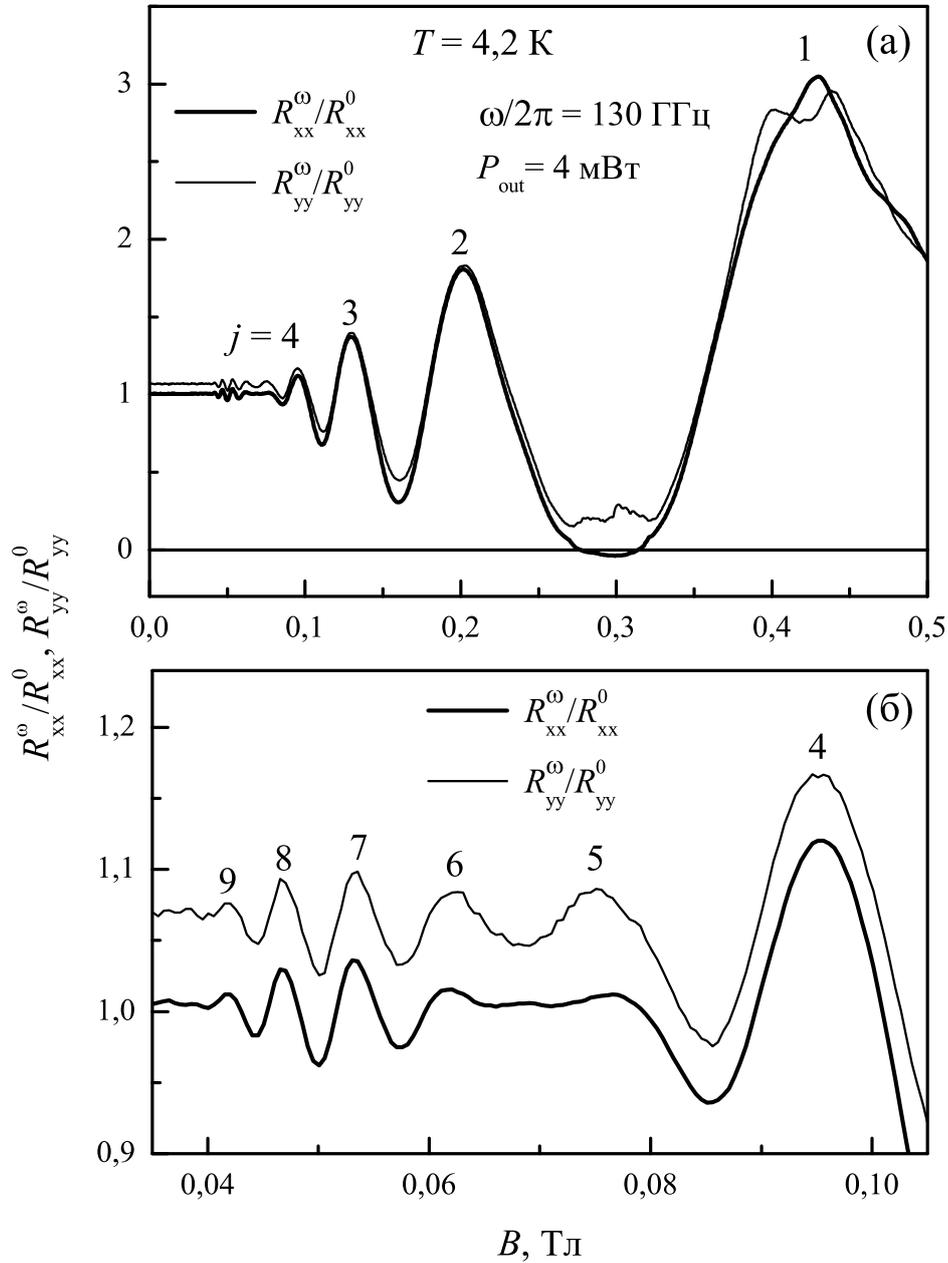


Рис. 27. (а) Магнитополевые зависимости относительного сопротивления $R_{xx}^{\omega}(B)/R_{xx}^0(B)$ (толстая линия) и $R_{yy}^{\omega}(B)/R_{yy}^0(B)$ (тонкая линия) ДЭГ в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. (б) Те же зависимости в интервале магнитных полей от 0,04 до 0,1 Тл. Цифрами указаны номера максимумов, начиная с основного.

что дальнедействующий рассеивающий потенциал в исследуемых образцах носит анизотропный квазиодномерный характер. Различие в проявлении биений осцилляций в области больших $j = \omega/\omega_c$ при протекании I_{ac} в направлении $[1\bar{1}0]$ и направлении $[110]$ может быть качественно объяснено периодичностью такого квазиодномерного рассеивающего потенциала [73–75].

Таким образом, экспериментально изучено методом ван дер Пау влияние микроволнового излучения на магнитотранспорт в анизотропной 2D электронной системе. Обнаружен ряд принципиальных особенностей в поведении магнитопольевых осцилляций R^ω при протекании измерительного тока в образце квадратной формы вдоль направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$, подвижности вдоль которых имеют соответственно минимальную и максимальную величины. В частности, экспериментально показано, что относительная величина гигантских магнитопольевых осцилляций сопротивления R^ω/R^0 , возникающих под действием микроволнового излучения, практически не зависит от ориентации измерительного тока I_{ac} . Кроме того установлено, что зануление в основном минимуме осцилляций МС, расположенном вблизи циклотронного резонанса, проявляется ярче в ситуации, когда измерительный ток течёт вдоль направления с меньшей подвижностью. Обнаружено, что существует различие в поведении осцилляций микроволнового фотосопротивления в области их сбоя при протекании измерительного тока вдоль направлений $[1\bar{1}0]$ и $[110]$. Полученные в работе экспериментальные результаты могут быть качественно объяснены периодической квазиодномерной потенциальной модуляцией ДЭГ в изучаемых полупроводниковых гетероструктурах.

3.3. Абсолютное отрицательное сопротивление двумерного электронного газа в присутствии микроволнового излучения

Наиболее ярким явлением, обусловленным особенностями поведения неравновесных электронов в магнитном поле, является абсолютная отрицательная проводимость. Отрицательный знак проводимости (или сопротивления) в этом случае означает, что ток в неравновесной электронной системе течёт в направлении, противоположном электрическому полю.

На рисунке 28 представлены зависимости сопротивления $R_{xx}(B)$ при температуре 4,2 К для измерительного тока 0,1 мкА при микроволновом облучении частотой $\omega/2\pi = 148$ ГГц холловского мостика и в отсутствие микроволнового облучения в образце из серии №2. Хорошо видно, что микроволновое излучение приводит к возникновению гигантских осцилляций магнитосопротивления. При этом для максимального уровня микроволновой мощности в основном минимуме магнитопольевых осцилляций, расположенном вблизи циклотронного резонанса, наблюдается отрицательное сопротивление. Причем необходимо отметить, что зависимость $R_{xx}(B)$ в областях с отрицательными значениями сопротивления, не является симметричной по знаку магнитного поля. Зависимости $R_{xx}(B)$ при неизменных условиях эксперимента воспроизводились, по меньшей мере, в течении нескольких часов и не зависели от направления развертки магнитного поля. Качественно похожее поведение наблюдалось для двух серий холловских мостиков, изготовленных из двух различных GaAs/AlAs гетероструктур.

К настоящему дню, насколько нам известно, индуцированное микроволновым полем отрицательное сопротивление (точнее отрицательное на-

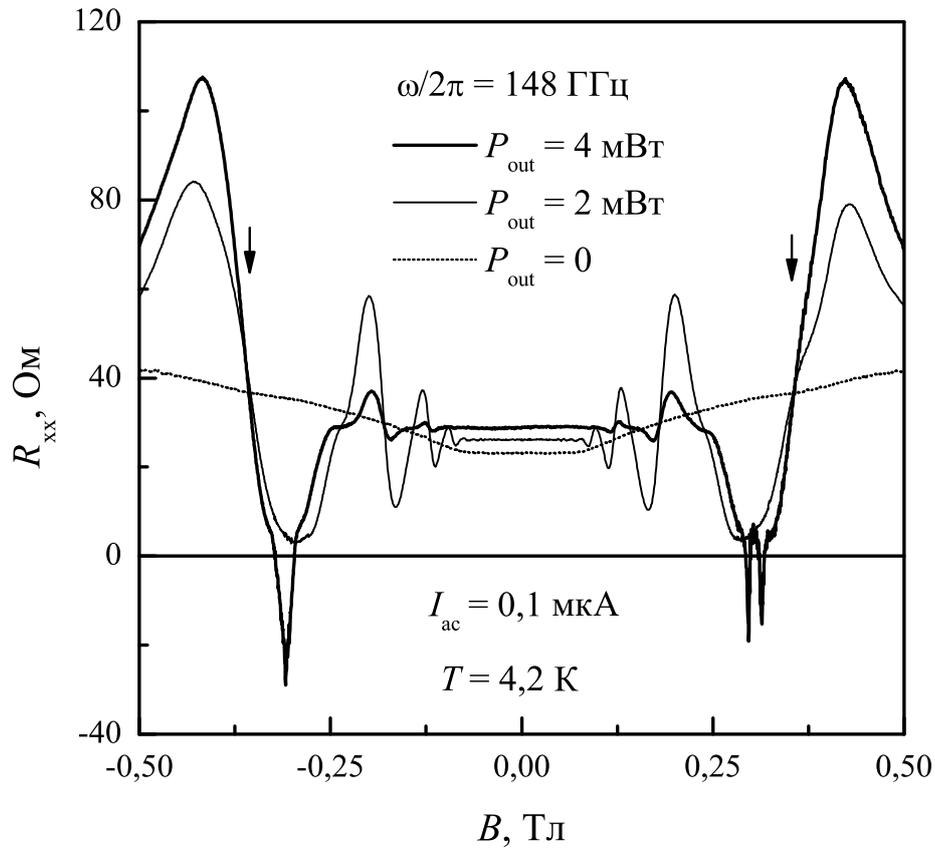


Рис. 28. Зависимости $R_{xx}(B)$ ДЭГ в GaAs/AlAs гетероструктуре, измеренные на холловском мостике длиной 250 мкм и шириной 50 мкм при различных величинах микроволновой мощности на выходе из генератора. Стрелками указано положение циклотронного резонанса.

пряжение на потенциометрических выводах, измеренное на частоте переменного измерительного тока) наблюдалось только в высококачественных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с электронной подвижностью более $10^7 \text{ см}^2/\text{Вс}$ [7, 47]. В работе [47] такое anomальное поведение сигнала в основном минимуме магнитополевых осцилляций сопротивления, индуцированных микроволновым излучением, было объяснено токовой нестабильностью, обусловленной локальным отрицательным сопротивлением. Было также установлено, что зависимости $R_{xx}(B)$, снятые в присутствии микро-

волнового поля с различных пар потенциометрических выводов существенно отличаются друг от друга, а на омических контактах к ДЭГ возникает ЭДС. При этом вопрос о роли этой ЭДС в формировании состояний с отрицательным сопротивлением в 2D электронной системе, помещенной в скрещенные магнитное и электрическое поля, остался открытым.

Рисунок 29(а) демонстрирует, что в отличие от результатов работы [47], зависимости $R_{xx}(B)$, измеренные в наших структурах с двух различных пар потенциометрических выводов, практически неотличимы (здесь для наглядности кривая $R_{34}(B)$ смещена вверх по оси y на 30 Ом). На рисунке 29(б) представлены зависимости микроволновой ЭДС от магнитного поля, снятые с тех же потенциометрических выводов на частоте амплитудной модуляции микроволновой мощности. Хорошо видно, что зависимости ЭДС, измеренные с различных пар потенциометрических выводов, существенно отличаются друг от друга. Отличие есть и в областях магнитных полей, в которых наблюдается отрицательное сопротивление. Отсутствие корреляции между магнитополевыми зависимостями ЭДС и R_{xx} позволяет заключить, что в наших экспериментах микроволновая ЭДС, возникающая на потенциометрических выводах, не влияет на величину и знак напряжения, регистрируемого с этих же выводов на частоте измерительного тока. То есть ток неравновесных носителей заряда, ответственный за отрицательное сопротивление в изучаемых структурах и направленный против тянущего электрического поля, индуцируется микроволновым излучением в ДЭГ и не связан с ЭДС, возникающей на контактах.

По нашему мнению, то обстоятельство, что аномальный фотоотклик возникает в изучаемых структурах при увеличении микроволновой мощности, указывает на принципиальную роль многофотонных переходов в возникновении абсолютного отрицательного сопротивления.

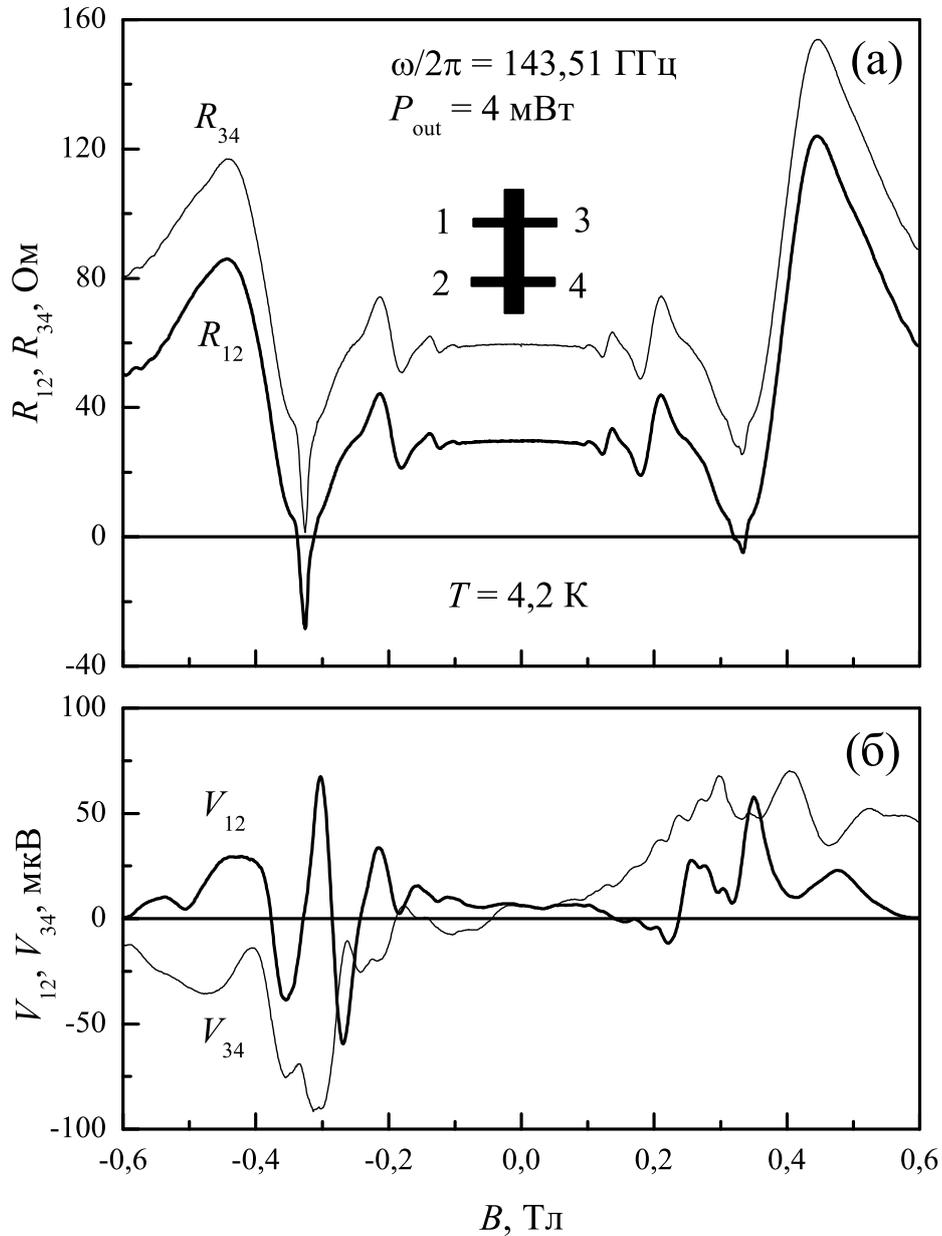


Рис. 29. (а) Зависимости $R_{12}(B)$ и $R_{34}(B)$ ДЭГ в GaAs/AlAs гетероструктуре, измеренные с различных потенциметрических выводов холловского мостика длиной 250 мкм и шириной 50 мкм при микроволновой мощности на выходе из генератора 4 мВт. Для наглядности кривая $R_{34}(B)$ смещена вверх по оси y на 30 Ом. На вставке изображена схема холловского мостика. (б) Зависимости ЭДС $V_{12}(B)$ и $V_{34}(B)$, измеренные с различных потенциметрических выводов холловского мостика при микроволновой мощности на выходе из генератора 4 мВт.

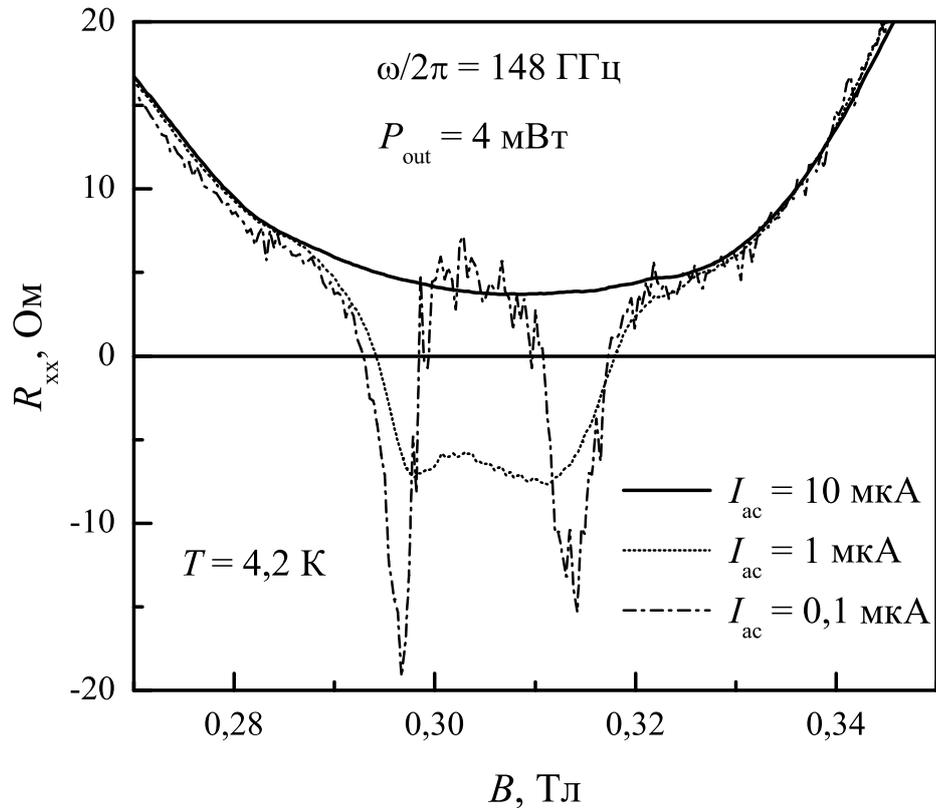


Рис. 30. Зависимости $R_{xx}(B)$ ДЭГ в GaAs/AlAs гетероструктуре, измеренные на холловском мостике длиной 250 мкм и шириной 50 мкм при различных величинах измерительного тока для микроволновой мощности на выходе из генератора 4 мВт.

Поведение микроволнового фотосопротивления в основном минимуме магнитополевых осцилляций для различных величин измерительного тока представлено на рисунке 30. Видно, что увеличение измерительного тока приводит к подавлению абсолютного отрицательного сопротивления.

Таким образом в GaAs/AlAs гетероструктурах было обнаружено абсолютное отрицательное сопротивление, индуцированное микроволновым излучением в 2D электронной системе, помещённой в скрещенные электрическое и магнитное поля. Также экспериментально установлено, что при прочих равных условиях, абсолютное отрицательное сопротивление возник-

кает при увеличении микроволновой мощности и исчезает при возрастании измерительного тока.

Основные результаты и выводы главы 3

Исследовано влияние микроволнового поля в диапазоне частот от 50 до 150 ГГц на магнитотранспорт в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами, подвижность электронов в которой не превышала 10^6 см²/Вс. В изучаемой двумерной системе обнаружены гигантские осцилляции сопротивления, возникающие под действием микроволнового излучения, положение которых в магнитном поле определяется отношением частоты излучения к циклотронной частоте и ранее наблюдавшиеся лишь в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с существенно большей подвижностью. Установлено, что при облучении исследуемых образцов микроволновым полем на частоте 143 ГГц сопротивление в основном минимуме этих осцилляций, расположенном вблизи циклотронного резонанса принимает значение близкое к нулю. Полученные результаты указывают на то, что подвижность, величиной менее 10^6 см²/Вс не является фактором, препятствующим возникновению в двумерной системе под действием микроволнового излучения магнитолевых состояний с нулевым сопротивлением.

Методом ван дер Пау исследовано влияние микроволнового излучения миллиметрового диапазона на магнитотранспорт в одиночных GaAs квантовых ямах с анизотропной электронной подвижностью, имеющей максимальное значение в направлении $[1\bar{1}0]$, а минимальное — в направлении $[110]$. Показано, что в образцах квадратной формы со сторонами, ориентированными вдоль направлений $[1\bar{1}0]$ и $[110]$, под действием микроволнового поля возникают гигантские осцилляции магнитосопротивления при протекании измерительного тока I_{ac} , как вдоль направления $[1\bar{1}0]$, так

и вдоль направления $[1\ 1\ 0]$. Установлено, что в изучаемой анизотропной двумерной системе относительная величина магнитолевых осцилляций микроволнового фотосопротивления слабо зависит от ориентации I_{ac} . Обнаружено, что при температуре 4,2 К и частоте микроволнового излучения 146 ГГц области магнитных полей с близким к нулю сопротивлением проявляются лишь при протекании I_{ac} вдоль направления $[1\ 1\ 0]$. Полученные экспериментальные результаты качественно объясняются квазиодномерной потенциальной модуляцией двумерного электронного газа в исследуемых образцах в направлении $[1\ 1\ 0]$.

Исследовано влияние электромагнитного излучения миллиметрового диапазона длин волн на сопротивление двумерного электронного газа в GaAs/AlAs гетероструктурах в сильном магнитном поле. Показано, что в изучаемой двумерной электронной системе в неравновесных условиях, создаваемых микроволновым излучением, возникают гигантские магнитолевые осцилляции сопротивления. Установлено, что при малых плотностях измерительного тока, увеличение микроволновой мощности приводит к абсолютному отрицательному сопротивлению в основном минимуме этих осцилляций, расположенном вблизи циклотронного резонанса.

4. Магнитотранспорт в двойных GaAs квантовых ямах с боковыми AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами

В настоящей главе представлены результаты экспериментального изучения эволюции МС при переходе от 2D к квази-2D электронной системе. Для формирования квази-2D электронной системы в одиночную GaAs квантовую яму был добавлен слой AlGaAs толщиной 2 нм, что привело к образованию двойной квантовой ямы с туннельным барьером.

Исходными экспериментальными данными являются зависимости МС, измеренные методом ван дер Пау при температуре жидкого гелия $T = 4,2$ К.

В первой части представлены результаты исследования осцилляций МС в отсутствие внешнего электромагнитного излучения $R_{xx}^0(B)$ и $R_{yy}^0(B)$. Приводится сравнение измеренных зависимостей МС для одиночной квантовой ямы (SQW) (гетероструктура №3) и двойной квантовой ямы (DQW) (гетероструктура №4).

На основании данных, полученных из измерений МС в нулевом магнитном поле, определены транспортные параметры носителей. Помимо осцилляций ШдГ, в DQW обнаружен новый тип осцилляций МС — ω_{SAS}/ω_c -осцилляции — обусловленные межподзонами переходами носителей заряда. Проводится сравнение экспериментальных зависимостей МС для DQW (гетероструктура №4) с теоретическими, рассчитанными из отношения (31).

Во второй части излагаются результаты исследования магнитопольных зависимостей сопротивления квази-2D электронных систем в присутствии внешнего СВЧ излучения $R_{xx}^\omega(B)$. Показано, что СВЧ излу-

чение слабо влияет на сопротивление в минимумах $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций. Экспериментально показано, что под действием микроволнового излучения в двойной GaAs квантовой яме, как и в одиночной, возникают ω/ω_c -осцилляции, однако в этом случае они «изрезаны» $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляциями. Причем $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляции в микроволновом поле изменяются не только по амплитуде, но и по фазе.

4.1. Магнитосопротивление квазидвумерной электронной системы

На рисунке 31 представлены зависимости $R_{xx}^0(B)$ и $R_{yy}^0(B)$ для ДЭГ в одиночной (прерывистая линия) и двойной квантовых ямах (сплошная линия). В исследуемых гетероструктурах величины $R_{xx}^0(B)$ и $R_{yy}^0(B)$ в нулевом магнитном поле существенно отличаются. Такое различие связано с анизотропией электронной подвижности в направлениях $[1\bar{1}0]$ и $[110]$, обусловленной пространственной модуляцией гетерограниц, возникающей в процессе синтеза гетероструктур методом МЛЭ на (100) GaAs подложках [26, 71, 76]. Из рисунка видно, что магнитопольные зависимости сопротивления в двойной и одиночной квантовых ямах существенно отличаются.

На рисунке 32 приведены зависимости сопротивления в обратном магнитном поле. Видно, что в гетероструктурах с одиночной квантовой ямой при $B > 0,6$ Тл проявляются лишь осцилляции ШдГ. Их период в обратном магнитном поле соответствует электронной концентрации, определенной из холловского сопротивления. При этом в области $B < 0,6$ Тл в зависимости $R_{yy}^0(B)$ наблюдается несколько осцилляций, связанных с акустическим МФР в одиночных GaAs квантовых ямах [14].

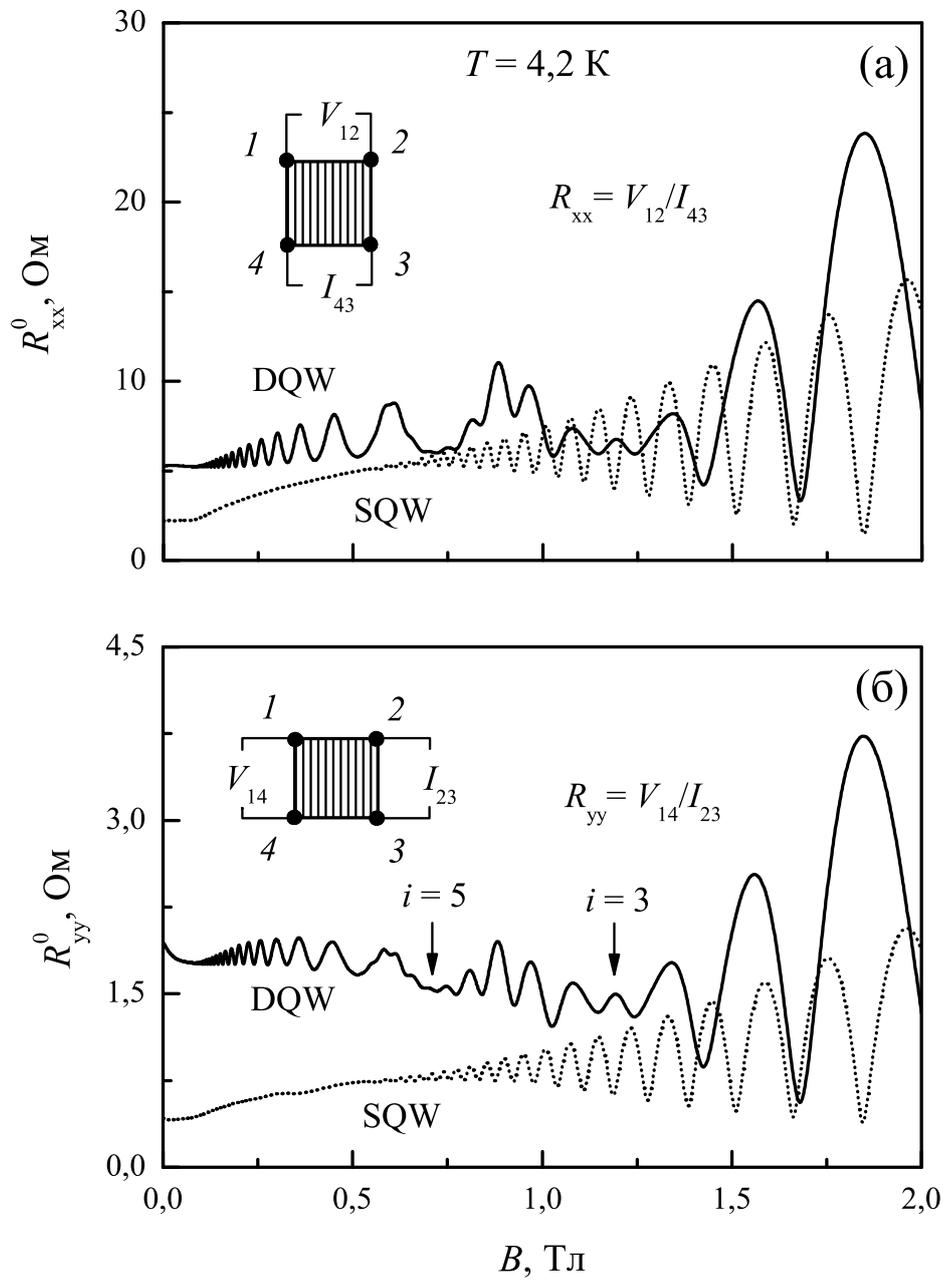


Рис. 31. Магнитополевые зависимости сопротивления электронного газа в двойной GaAs квантовой яме (сплошная линия) и в одинарной (прерывистая линия), измеренные на квадратных образцах методом ван дер Пау при $T = 4,2$ К. (а) $R_{xx}^0(B)$. (б) $R_{yy}^0(B)$. Стрелками указаны положения узлов биений $i = 3$ и $i = 5$. На вставках изображены измерительные схемы.

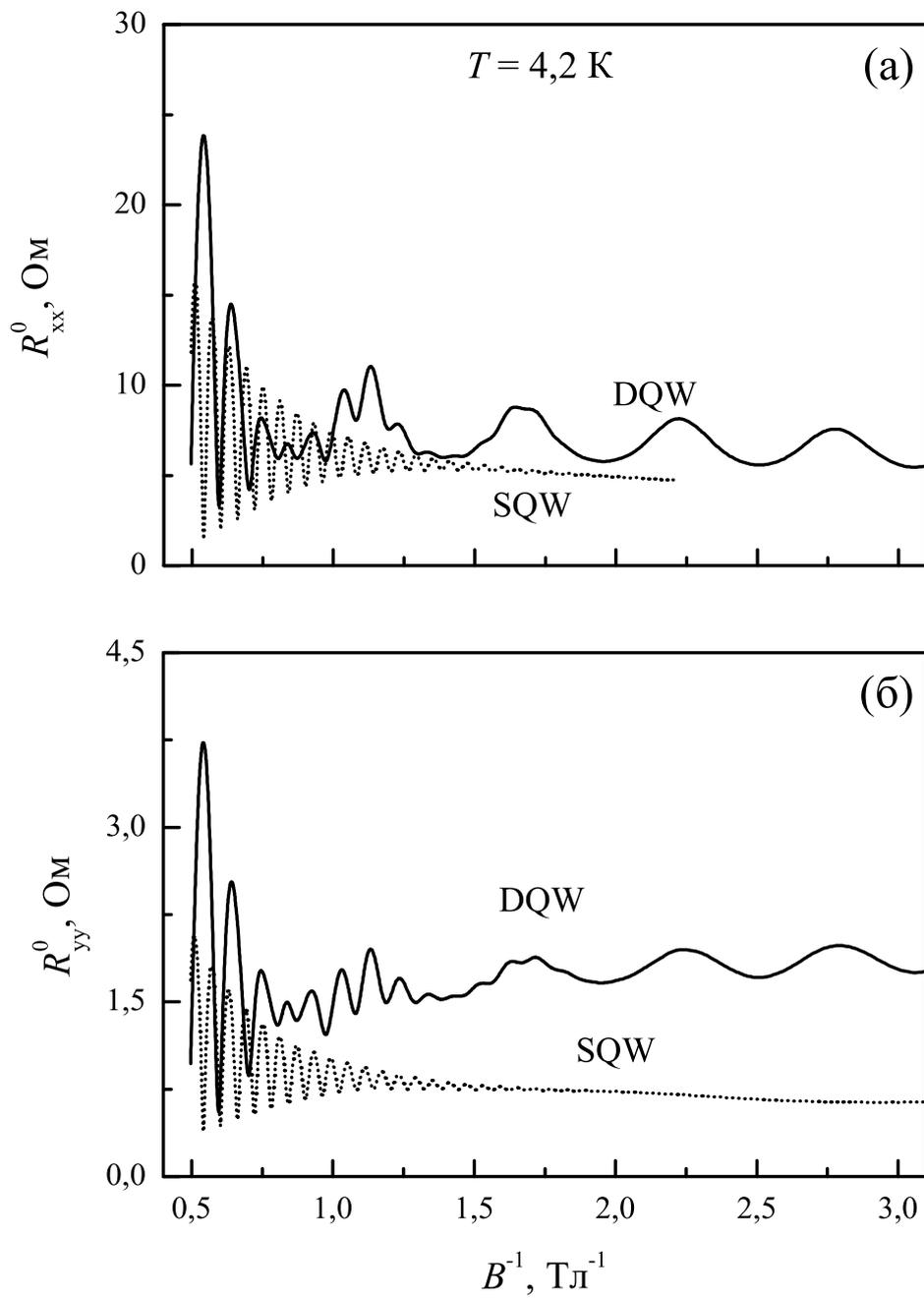


Рис. 32. Зависимости сопротивления электронного газа в двойной GaAs квантовой яме (сплошная линия) и в одинарной (прерывистая линия) от обратного магнитного поля, измеренные на квадратных образцах методом ван дер Пау при $T = 4,2 \text{ K}$. (а) $R_{xx}^0(B^{-1})$. (б) $R_{yy}^0(B^{-1})$.

На рисунке 33 представлены Фурье спектры зависимостей сопротивления от обратного магнитного поля $R_{xx}^0(B^{-1})$ и $R_{yy}^0(B^{-1})$ для DQW. Анализ спектров показал, что в этом случае в экспериментальных кривых проявляются осцилляции с несколькими отличающимися периодами [77]: $\Delta_1(1/B) = 0,554 \pm 0,002 \text{ Тл}^{-1}$, $\Delta_2(1/B) = 0,282 \pm 0,006 \text{ Тл}^{-1}$, $\Delta_3(1/B) = 0,12 \text{ Тл}^{-1}$, $\Delta_4(1/B) = 0,099 \text{ Тл}^{-1}$. Осцилляции с меньшими периодами $\Delta_3(1/B)$ и $\Delta_4(1/B)$ являются осцилляциями ШдГ, соответствующие разным подзонам размерного квантования. Как и в одиночной квантовой яме, они проявляются в полях более 0,6 Тл. Согласно выражению (16), их периоды в обратном магнитном поле соответствуют концентрациям

$$n_e(\Delta_3) = 4,03 \times 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ и} \quad (32)$$

$$n_e(\Delta_4) = 4,89 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}, \quad (33)$$

а их сумма приблизительно равна концентрации, определенной из холловского сопротивления. Как видно из рисунков 31 и 32, осцилляции ШдГ в DQW испытывают биения. Положение узлов биений соответствует соотношению [78] $B_i = h(n_1 - n_2)/ie$, где $(n_1 - n_2)$ — разность электронных концентраций на уровнях E_1 и E_2 , i — целое нечетное число. На рисунке 31(б) узлы для $i = 3$ и $i = 5$ показаны стрелками. Исходя из величин $B_3 = 1,19 \text{ Тл}$ и $B_5 = 0,71 \text{ Тл}$, было определено, что в исследуемой структуре $(n_1 - n_2) = 0,86 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Также это значение получается как при прямом вычислении концентраций из осцилляций ШдГ (32) и (33) $n_e(\Delta_4) - n_e(\Delta_3)$, так и при подстановке $\Delta_1(1/B)$ в выражение (16). Такая разность концентраций соответствует $E_2 - E_1 = \Delta_{\text{SAS}} \sim 3,1 \text{ мэВ}$, что близко к расчетному значению энергетического расщепления подуровней размерного квантования, обусловленного туннельной связью в исследуе-

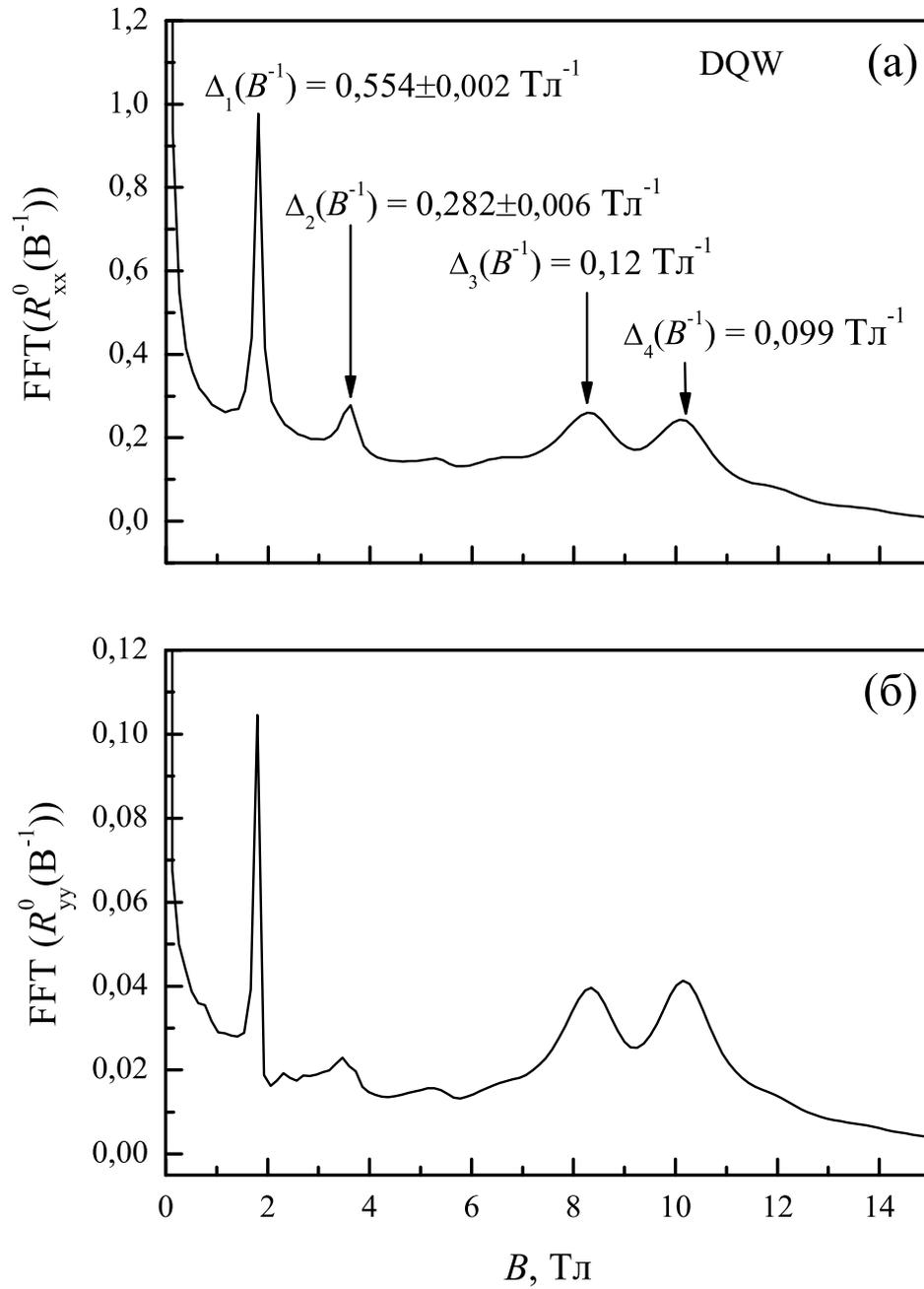


Рис. 33. Фурье спектры зависимостей сопротивления электронного газа в DQW от обратного магнитного поля. (а) $\text{FFT}(R_{xx}^0(B^{-1}))$. (б) $\text{FFT}(R_{yy}^0(B^{-1}))$. Стрелками указаны периоды осцилляций МС.

мой двойной GaAs квантовой яме с AlGaAs барьером толщиной 2 нм. При этом положение максимумов осцилляций сопротивления с большим периодом в обратном магнитном поле определяется условием

$$\Delta_{\text{SAS}}/\hbar = \omega_{\text{SAS}} = l\omega_c. \quad (34)$$

Заметим, что в двойной GaAs квантовой яме при $T = 4,2$ К $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляции начинают проявляться при $B > 0,1$ Тл, то есть существенно раньше, чем осцилляции ШдГ.

Период $\Delta_2(1/B)$ является второй гармоникой $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций МС. Также на рисунке 33 видны более высшие гармоники $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций, однако их амплитуда заметно подавлена по сравнению с амплитудой основных $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций МС.

На рисунке 34 приведены экспериментальные зависимости МС $\rho_{xx}^0(B)/\rho_{xx}^0(0)$ (сплошная толстая линия), $\rho_{yy}^0(B)/\rho_{yy}^0(0)$ (сплошная тонкая линия) и зависимость, рассчитанная из соотношения (31) в случае $\omega = 0$ при подборе параметра τ_q , (прерывистая линия) для DQW (образец из серии №4). Видно, что экспериментальные данные имеют довольно высокую корреляцию с расчётом (31) в широком диапазоне магнитных полей при значении квантового времени релаксации $\tau_q \approx 2,0$ пс как качественно, так и количественно. Небольшое расхождение вызвано тем, что при расчёте не учитывалось монотонная часть МС. Полученному значению τ_q соответствует уширение уровня Ландау $\Gamma = 0,33$ мэВ, что сравнимо с $k_B T = 0,36$ мэВ при $T = 4,2$ К. Таким образом можно сделать вывод, что полученные экспериментальные результаты согласуются с теорией проводимости в туннельно-связанных квантовых ямах при больших факторах заполнения [54], основанной на модели функции распределения [6, 45].

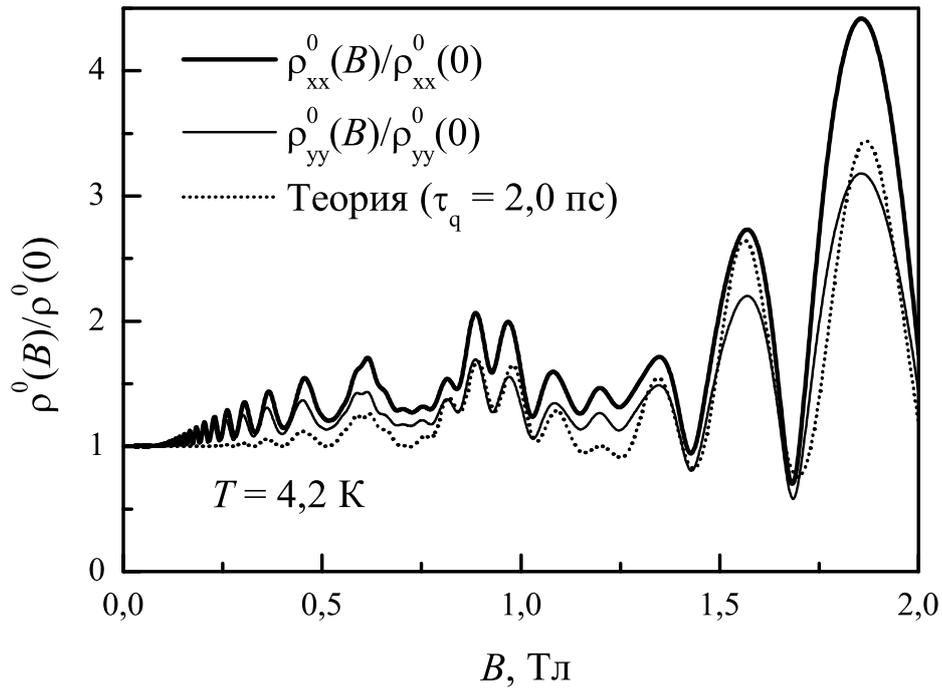


Рис. 34. Сравнение экспериментальных зависимостей $\rho^0(B)/\rho^0(0)$ (сплошные линии) и расчётных зависимостей (31) в случае $\omega = 0$ (штриховые линии) при подборе соответствующего значения параметра $\tau_q \approx 2,0$ пс для DQW (образец из серии №4).

Отметим, что для данной процедуры нельзя использовать зависимости $R(B)$, измеренные методом ван дер Пау, поскольку и в $R_{xx}(B)$, и в $R_{yy}(B)$ присутствуют вклады всех компонент тензора МС ($\rho_{xx}(B)$, $\rho_{xy}(B)$, $\rho_{yy}(B)$), и разделить их ни численным, ни аналитическим методами не представляется возможным.

4.2. Микроволновое фотосопротивление квазидвумерной электронной системы

При облучении электронного газа в двойной квантовой яме микроволновым излучением энергии фотонов может оказаться достаточно для межподзонных переходов носителей заряда. На рисунке 35 представлены

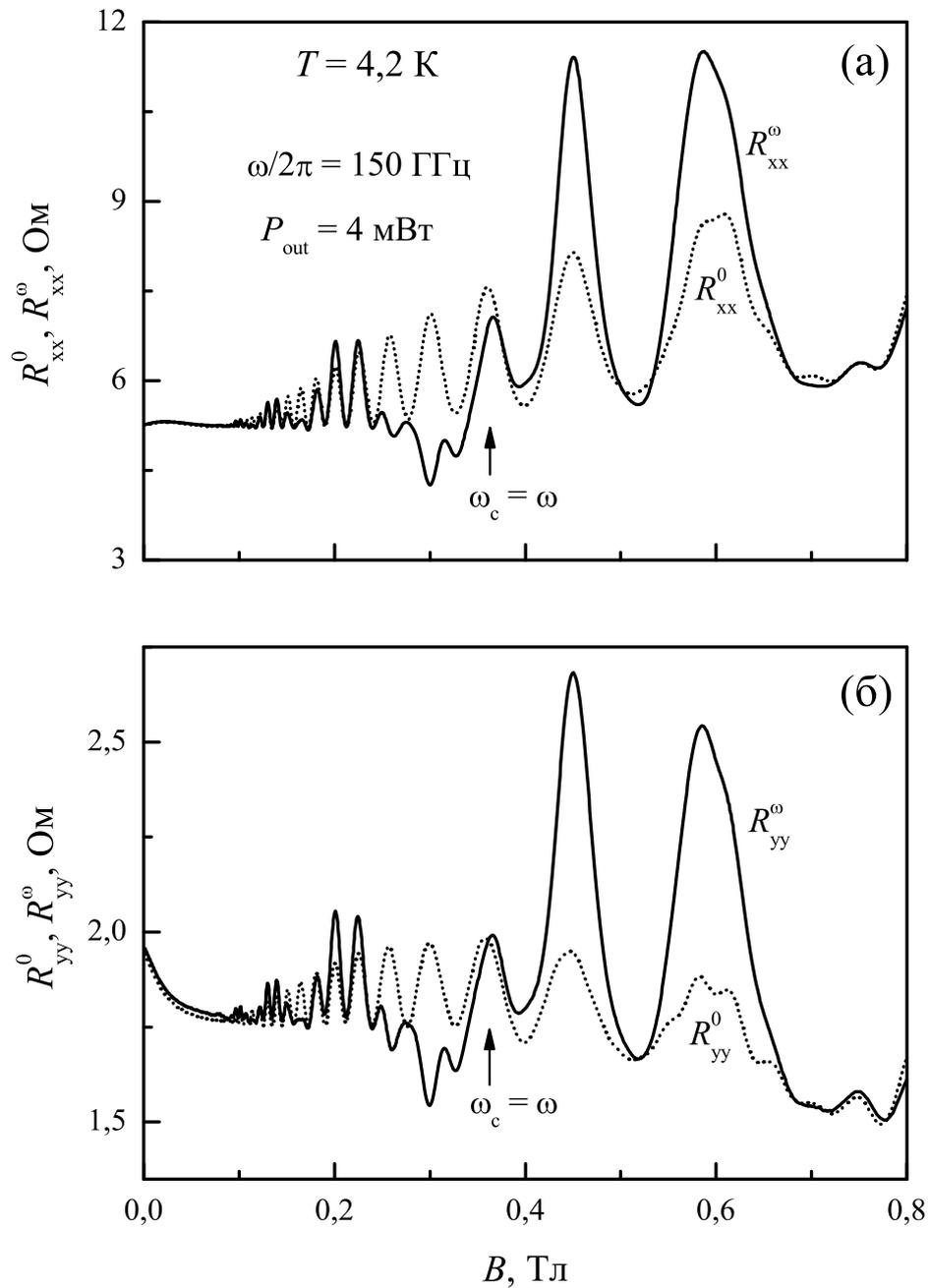


Рис. 35. Зависимости сопротивления электронного газа в двойной GaAs квантовой яме в отсутствие (прерывистая линия) и присутствии (сплошная линия) микроволнового излучения частотой 150 ГГц, измеренные методом ван дер Пау при $T = 4,2$ К. (а) $R_{xx}^0(B)$ и $R_{xx}^\omega(B)$. (б) $R_{yy}^0(B)$ и $R_{yy}^\omega(B)$. Стрелками указано положение циклотронного резонанса.

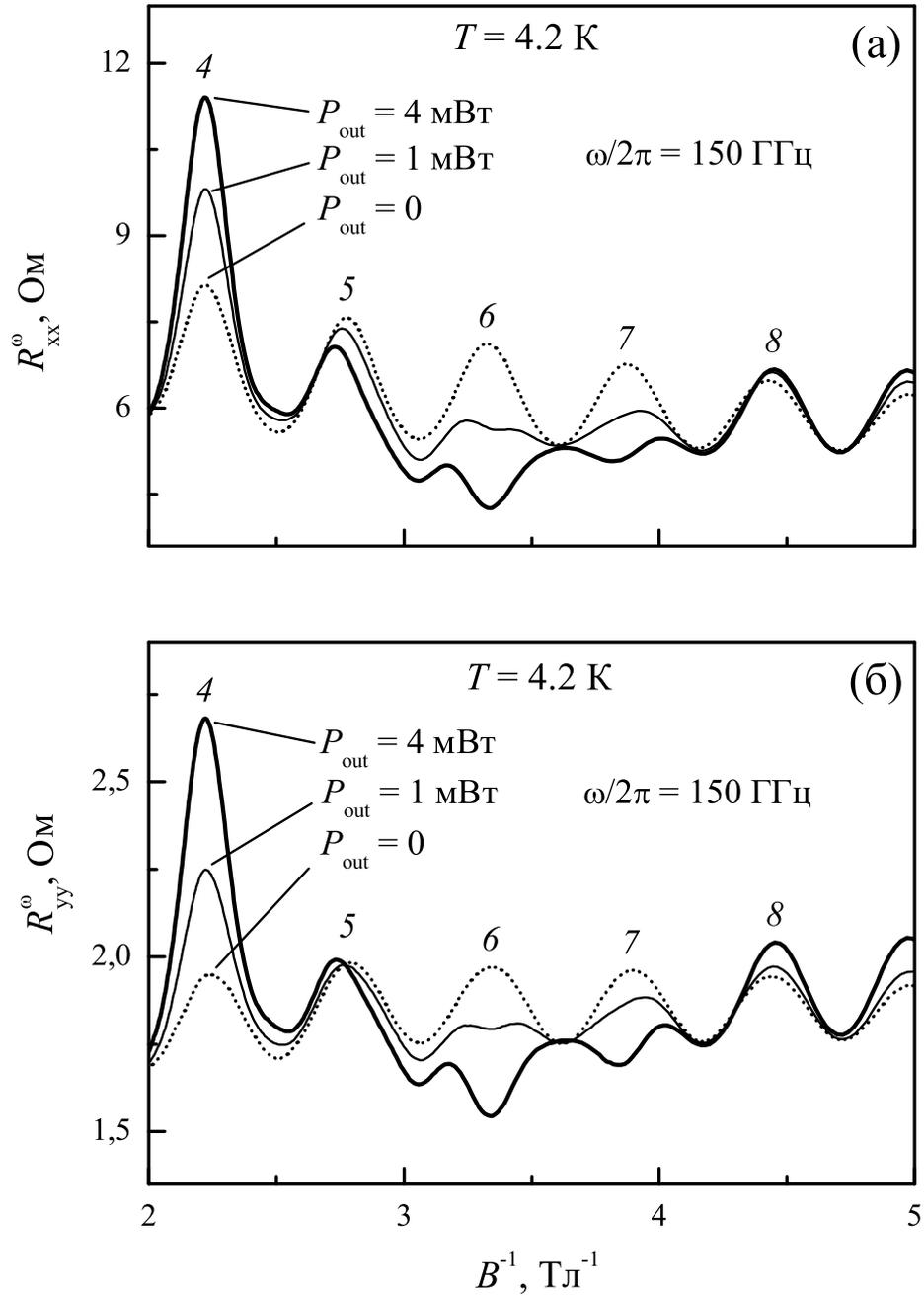


Рис. 36. Зависимости сопротивления электронного газа в двойной GaAs квантовой яме от обратного магнитного поля для различных мощностей микроволнового излучения частотой 150 ГГц на выходе из генератора, измеренные методом ван дер Пау при $T = 4,2 \text{ K}$. (а) $R_{xx}^0(B^{-1})$ и $R_{xx}^{\omega}(B^{-1})$. (б) $R_{yy}^0(B^{-1})$ и $R_{yy}^{\omega}(B^{-1})$. Цифрами обозначены максимумы $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций сопротивления.

зависимости сопротивления электронного газа в двойной GaAs квантовой яме от B при $T = 4,2$ К без излучения и с излучением на частоте $\omega/2\pi = 150$ ГГц. Следует отметить, что характер МС зависит от направления измерительного тока в крайне малой степени. Видно, что излучение слабо влияет на сопротивление в минимумах $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций. Как и в одиночных квантовых ямах [3–6, 18], микроволновое поле не изменяет сопротивление электронного газа в двойной GaAs квантовой яме в условиях, соответствующих циклотронному резонансу и его гармоникам $\omega \sim l\omega_c$. Наиболее драматично под действием излучения изменяется сопротивление в максимумах $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций. В областях, соответствующих максимумам ω/ω_c -осцилляций, их амплитуда значительно возрастает, а в областях, соответствующих минимумам, максимумы $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляций трансформируются в минимумы. То есть эксперимент показывает, что под действием микроволнового излучения в двойной GaAs квантовой яме, как и в одиночной, возникают ω/ω_c -осцилляции. Однако в этом случае они «изрезаны» $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляциями. Причем, как это хорошо видно на рисунке 36, $\omega_{\text{SAS}}/\omega_c$ -осцилляции в микроволновом поле изменяются не только по амплитуде, но и по фазе.

На рисунке 37 приведены зависимости $\Delta R_{\text{xx}}^\omega(B) = R_{\text{xx}}^\omega(B) - R_{\text{xx}}^0(B)$ для двух частот СВЧ излучения ω , отличающихся в два раза при различных уровнях выходной мощности генераторов излучения P_{out} . Как видно из рисунка, зависимости $\Delta R_{\text{xx}}^\omega(B)$ симметричны относительно $B = 0$. При этом для зависимостей $\Delta R_{\text{yy}}^\omega(B)$ наблюдалась незначительная магнитополевая асимметрия. Предположительно это связано с тем, что вклад в $\Delta R_{\text{yy}}^\omega(B)$ от краевых магнитоплазмонов больше (из-за меньшего сопротивления), чем в $\Delta R_{\text{xx}}^\omega(B)$. Период ω/ω_c -осцилляции в DQW как и в SQW при уменьшении ω в два раза также изменяется в два раза.

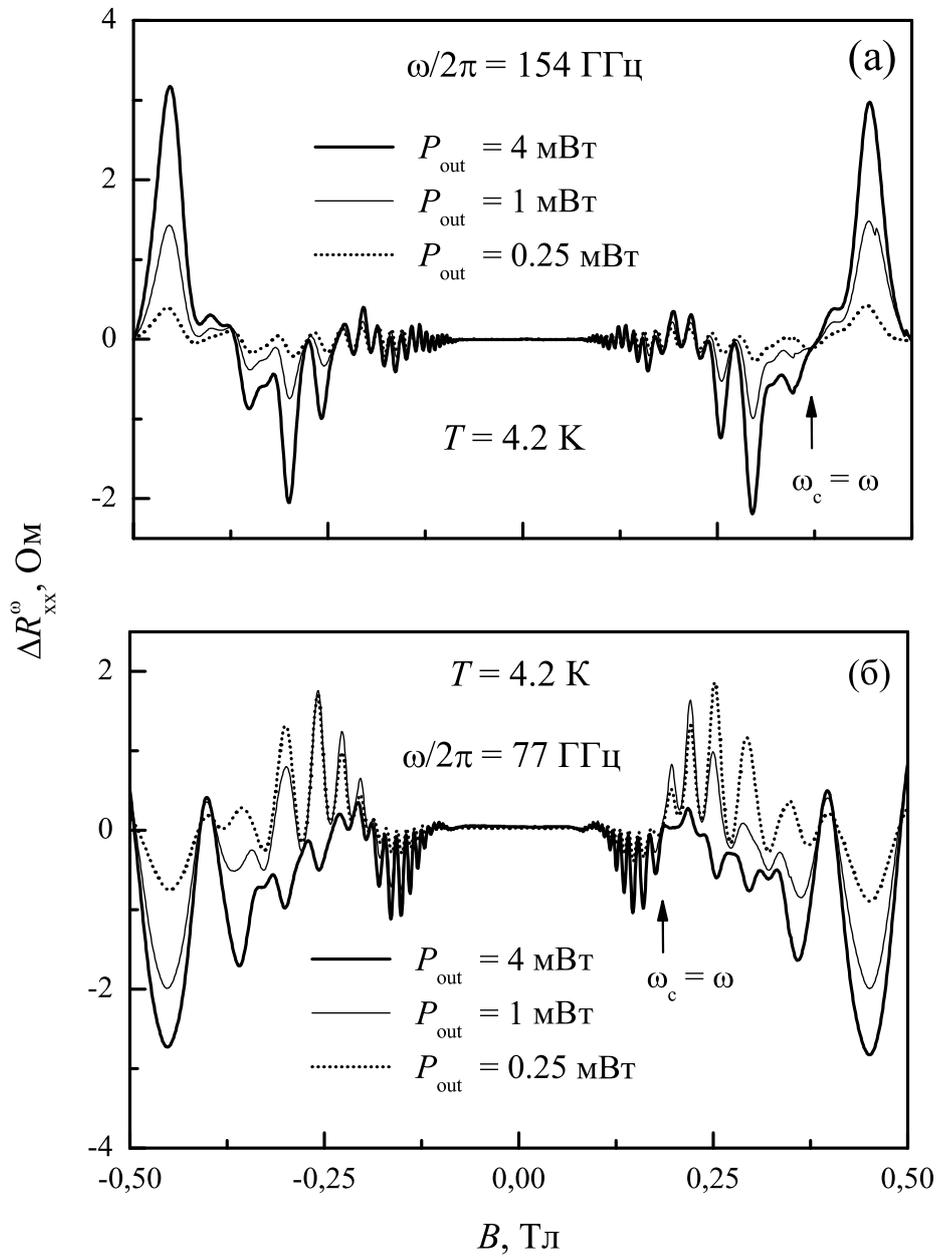


Рис. 37. Зависимости фотосопротивления $\Delta R_{xx}^{\omega}(B)$ электронного газа в двойной GaAs квантовой для различных мощностей микроволнового излучения на выходе из генератора, измеренные на квадратном образце методом ван дер Пау при $T = 4,2$ К. (а) $\omega/2\pi = 154$ ГГц. (б) $\omega/2\pi = 77$ ГГц. Стрелками указано положение циклотронного резонанса.

Кроме того видно, что для $\omega/2\pi = 77$ ГГц в области B , где $\omega_c > \omega$, при увеличении P_{out} наблюдается изменение $\Delta R_{\text{xx}}^\omega$ с положительного на отрицательное. Для частоты 154 ГГц в этой области магнитных полей такого поведения $\Delta R_{\text{xx}}^\omega(P_{\text{out}})$ обнаружено не было. Это объясняется тем, что для $\omega/2\pi = 154$ ГГц максимальной выходной мощности используемого генератора было недостаточно для наблюдения такого поведения. Отметим, что потери в используемом волноводе на частоте $\omega/2\pi = 154$ ГГц существенно больше, чем потери на частоте 77 ГГц. Это означает, что для одинаковой P_{out} падающая на образец мощность была больше на частоте 77 ГГц по сравнению с частотой $\omega/2\pi = 154$ ГГц.

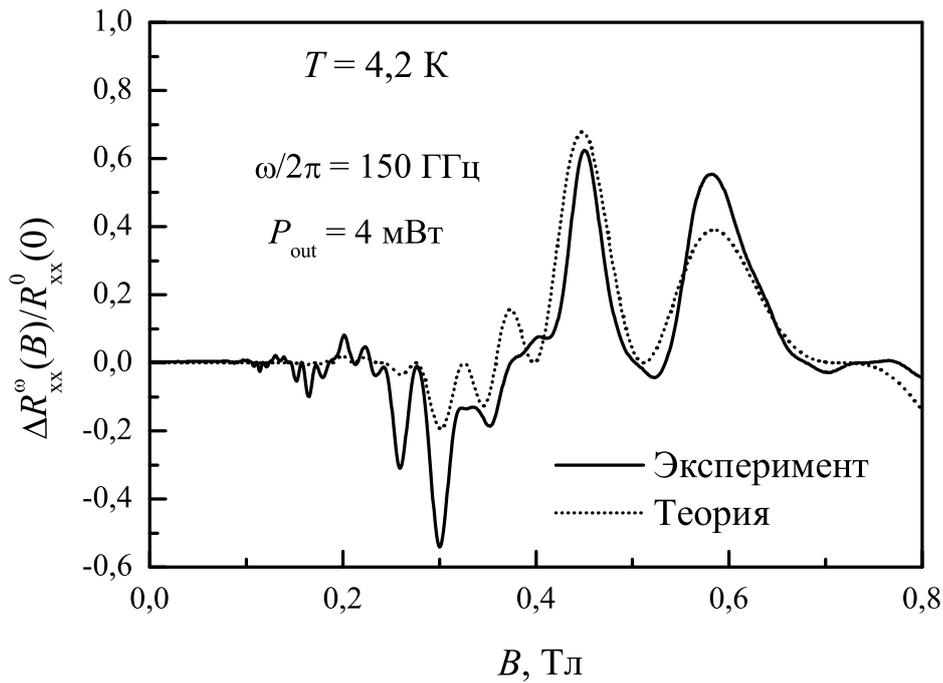


Рис. 38. Экспериментальная зависимости $\Delta R_{\text{xx}}^\omega(B)/R_{\text{xx}}^0(0)$ (сплошная линия) и зависимость, рассчитанная из выражения (31) при подборе соответствующих значений $\tau_q \approx 2,0$ пс и $\mathcal{P}_\omega \approx 4$ (штриховая линия) для DQW (гетероструктура №4).

На рисунке 38 сплошной линией приведена экспериментальная зависимость $\Delta R_{xx}^\omega(B)/R_{xx}^0(0)$ и штриховой линией — зависимость, рассчитанная из выражения (31) при подборе значений параметров $\tau_q \approx 2,0$ пс и $\mathcal{P}_\omega \approx 4$. Сравнение именно $\Delta R_{xx}^\omega(B)/R_{xx}^0(0)$, а не $R_{xx}^\omega(B)/R_{xx}^0(0)$, позволяет не принимать в расчёт вклад холловской компоненты $\rho_{xy}(B)$ в сопротивление $R_{xx}^\omega(B)$, измеренное в геометрии ван дер Пау. Видно, что расчётная зависимость количественно и качественно хорошо описывает эксперимент. Небольшое количественное расхождение между экспериментальными и теоретическими зависимостями обусловлено сделанными допущениями при расчёте: равные концентрации носителей в подзонах, однако различие $n_1 - n_2$ составляет 10%; равные времена τ_q для двух подзон; абсолютная симметрия квантовых ям; рассеяние только на короткодействующем потенциале [54], тогда как в исследуемых системах дальнедействующий потенциал вносит существенный вклад в рассеяние носителей ДЭГ, и его также необходимо учитывать при расчётах. Тем не менее, можно сделать вывод, что полученные экспериментальные данные согласуются с теорией микроволновой фотопроводимости в туннельно-связанных квантовых ямах при больших факторах заполнения [54], основанной на модели неравновесной функции распределения.

Возникновение ω_{SAS}/ω_c -осцилляций в DQW обусловлено модуляцией рассеяния носителей заряда в области больших факторов заполнения. Как отмечалось в разделе 1.3, такая модуляция связана с тем, что при переходе электрона между уровнями Ландау его квазиимпульс k_y должен измениться на $2k_F$, что соответствует максимальной длине прыжка центра электронной орбиты на величину $\Delta x_0 \approx 2R_c$ (рисунок 6). В одиночной квантовой яме для таких прыжков требуется кинетическая энергия, которая может быть получена от фононной подсистемы [14, 79] или за

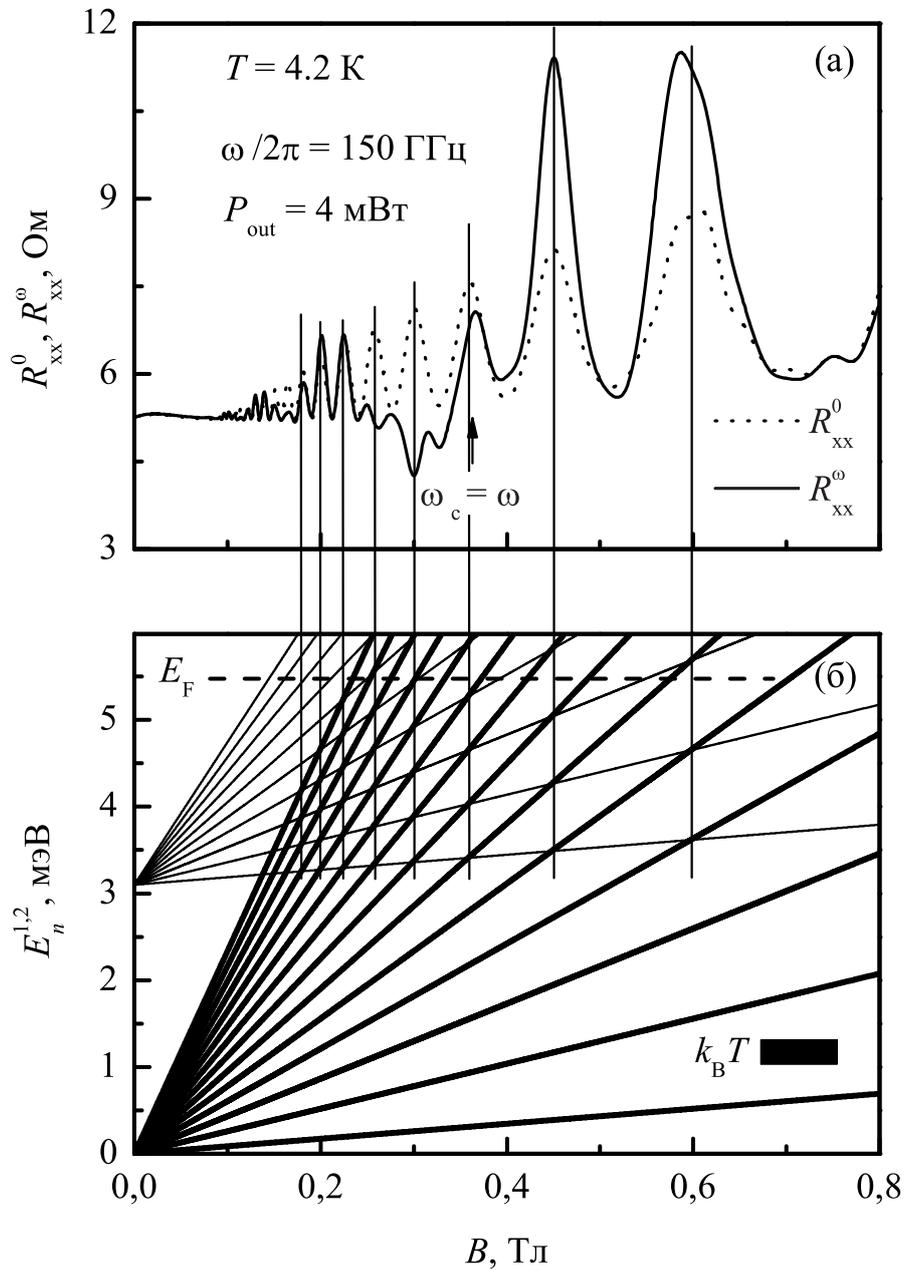


Рис. 39. (а) Те же зависимости, что и на рисунке 35(а). (б) Положение уровней Ландау $E_n^1(B)$ (толстые линии) и $E_n^2(B)$ (тонкие линии) двойной квантовой ямы. Пересечение уровней разных подзон соответствует пикам сопротивления. Чёрным прямоугольником обозначен масштаб $k_B T$. Штриховая линия соответствует E_F при $B = 0$. Стрелками указано положение циклотронного резонанса.

счёт поглощения микроволнового излучения [3]. В двойной квантовой яме, когда под уровнем Ферми E_F находятся два уровня размерного квантования, в магнитном поле возникают две «лестницы» уровней Ландау, как изображено на рисунке 39(б). Это приводит к тому, что при выполнении условия (34) в магнитном поле возникают точки пересечения уровней Ландау, относящимся к двум различным «лестницам». Таким образом возникает дополнительный «резонансный» канал диффузионного движения электронов, который приводит к ω_{SAS}/ω_c -осцилляциям проводимости и сопротивления. При облучении микроволновым полем ω/ω_c -осцилляции в DQW являются «оггибающими» для ω_{SAS}/ω_c -осцилляций, что приводит к «переворачиванию» пиков осцилляций МС, как отмечалось выше.

Основные результаты и выводы главы 4

В настоящей главе исследовано влияние микроволнового излучения миллиметрового диапазона на электронный транспорт в двойной GaAs квантовой яме при температуре 4,2 К в магнитных полях до 2 Тл. Показано, что в изучаемой двумерной электронной системе в области больших факторов заполнения возникают осцилляции сопротивления положение максимумов, которых в магнитном поле определяется условием $\Delta_{SAS}/\hbar = l\omega_c$, где $\Delta_{SAS} = (E_2 - E_1)$ — расщепление подуровней размерного квантования в двойной квантовой яме, ω_c — циклотронная частота, а l — целое положительное число. Обнаружено, что в двойной квантовой яме микроволновое поле существенно модифицирует эти осцилляции, приводя к знакопеременной, изменяющейся с двумя периодами зависимости фотосопротивления от обратного магнитного поля.

Таким образом экспериментально обнаружено, что в двойной GaAs квантовой яме с модулированным легированием микроволновое поле суще-

ственно модифицирует поведение диссипативного сопротивления при больших факторах заполнения, приводя к осциллирующей с двумя периодами зависимости от обратного магнитного поля. Большой период этих осцилляций обусловлен тем, что микроволновое фотосопротивление 2D электронной системы, помещенной в перпендикулярное магнитное поле, является осциллирующей знакопеременной функцией отношения ω/ω_c с максимумами и минимумами, расположенными около циклотронного резонанса и его гармоник [6, 9, 10, 14, 80–83]. Меньший период обусловлен влиянием микроволнового поля на амплитуду и фазу ω_{SAS}/ω_c -осцилляции. Полученные экспериментальные данные согласуются с теорией микроволновой фотопроводимости в туннельно-связанных квантовых ямах при больших факторах заполнения [54], основанной на модели неравновесной функции распределения.

Заклучение

Исследовано влияние микроволнового поля в диапазоне частот от 50 до 150 ГГц на магнитотранспорт в GaAs квантовых ямах с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами GaAs/AlAs гетероструктурах, подвижность электронов в которых составляла $(0,4-2,1) \times 10^6$ см²/Вс.

В двумерной и квазидвумерной системах на основе GaAs квантовых ям с AlAs/GaAs сверхрешёточными барьерами впервые обнаружены гигантские осцилляции сопротивления, возникающие под действием микроволнового излучения, положение которых в магнитном поле определяется отношением частоты излучения к циклотронной частоте и ранее наблюдавшиеся лишь в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с существенно большей подвижностью и более толстым спейсером.

Установлено, что при облучении исследуемых образцов микроволновым полем на частоте ~ 143 ГГц сопротивление в основном минимуме этих осцилляций, расположенном вблизи циклотронного резонанса принимает значение близкое к нулю. Полученные результаты указывают на то, что подвижность, величиной менее 10^6 см²/Вс не является фактором, препятствующим возникновению в двумерной системе под действием микроволнового излучения магнитополевых состояний с нулевым сопротивлением.

Впервые исследована роль анизотропии на фотоотклик ДЭГ. Установлено, что в изучаемых анизотропных двумерных системах относительная величина магнитополевых осцилляций микроволнового фотосопротивления слабо зависит от ориентации измерительного тока. Обнаружено, что при температуре 4,2 К и частоте микроволнового излучения ~ 146 ГГц области магнитных полей с близким к нулю сопротивлением проявляются

лишь при протекании тока вдоль направления с меньшей подвижностью. Установлено, что при малых плотностях измерительного тока, увеличение микроволновой мощности приводит к абсолютному отрицательному сопротивлению в основном минимуме этих осцилляций, расположенном вблизи циклотронного резонанса.

Впервые обнаружено, что в квазидвумерной электронной системе в области больших факторов заполнения возникают осцилляции сопротивления, положение максимумов которых в магнитном поле определяется отношением расщепления подуровней размерного квантования к циклотронной частоте. Установлено, что в двойной квантовой яме микроволновое поле существенно модифицирует эти осцилляции, приводя к знакопеременной, изменяющейся с двумя периодами зависимости фотосопротивления от обратного магнитного поля. Показано, что полученные экспериментальные данные согласуются с теорией микроволновой фотопроводимости в туннельно-связанных квантовых ямах при больших факторах заполнения [54], основанной на модели неравновесной функции распределения.

В заключение автор выражает благодарность своему научному руководителю к.ф.-м.н. А. А. Быкову за предоставленную научную тему и всестороннюю поддержку. Приношу слова благодарности всему коллективу ИФП СО РАН за создание условий для проведения низкотемпературных исследований в Институте физики полупроводников СО РАН. Особую благодарность автор выражает коллективу ООО «Икстенс» за понимание и разностороннюю поддержку. Большое спасибо семье Пироговых за исправление технических ошибок в тексте. Самые искренние слова благодарности приношу своей маме, проявившую неоценимую заботу и поддержку.

Цитированная литература

- [1] Ando T. Electronic properties of two-dimensional systems / T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern // *Rev. Mod. Phys.* — 1982. — Vol. 54. — N. 2. — P. 437–672.
- [2] Tsui D. C. Two-dimensional magnetotransport in the extreme quantum limit / D. C. Tsui, H. L. Stormer, A. C. Gossard // *Physical Review Letters.* — 1982. — Vol. 48. — N. 22. — P. 1559–1562.
- [3] Zudov M. A. Shubnikov-de Haas-like oscillations in millimeterwave photoconductivity in a high-mobility two-dimensional electron gas / M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, J. L. Reno // *Physical Review B.* — 2001. — Vol. 64. — N. 20. — P. 201311(R).
- [4] Mani R. G. Zero-resistance states induced by electromagnetic-wave excitation in GaAs/AlGaAs heterostructures / R. G. Mani, J. H. Smet, K. v. Klitzing *et al.* // *Nature.* — 2002. — Vol. 420. — P. 646.
- [5] Zudov M. A. Evidence for a new dissipationless effect in 2D electronic transport / M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, K. W. West // *Physical Review Letters.* — 2003. — Vol. 90. — N. 4. — P. 046807.
- [6] Dorozhkin S. I. Giant magnetoresistance oscillations caused by cyclotron resonance harmonics // *Письма в ЖЭТФ.* — 2003. — Vol. 77. — N. 10. — P. 681.
- [7] Andreev A. V. Dynamical symmetry breaking as the origin of the zero-dc-resistance state in an ac-driven system / A. V. Andreev, I. L. Aleiner, A. J. Millis // *Physical Review Letters.* — 2003. — Vol. 91. — N. 5. — P. 056803.

- [8] Durst A. C. Radiation-induced magnetoresistance oscillations in a 2D electron gas / A. C. Durst, S. Sachdev, N. Read, S. M. Girvin // *Physical Review Letters*. — 2003. — Vol. 91. — N. 8. — P. 086803.
- [9] Dmitriev I. A. Theory of microwave-induced oscillations in the magnetoconductivity of a two-dimensional electron gas / I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner *et al.* // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 71. — N. 11. — P. 115316.
- [10] Рыжий В. И. Особенности фотопроводимости тонких плёнок в скрещенных электрическом и магнитном полях // *ФТТ*. — 1969. — Т. 11. — Вып. 9. — С. 2577–2579.
- [11] Быков А. А. Микроволновое фотоспротивление двумерного электронного газа в баллистическом микроостике // *Письма в ЖЭТФ*. — 2009. — Т. 89. — Вып. 11. — С. 676.
- [12] Chelianskii A. D. Microwave stabilization of edge transport and zero-resistance states / A. D. Chelianskii, D. L. Shepelyansky // *Physical Review B*. — 2009. — Vol. 80. — N. 24. — P. 241308.
- [13] Friedland K. New concept for the reduction of impurity scattering in remotely doped GaAs quantum wells / K. Friedland, R. Hey, H. Kostial *et al.* // *Physical Review Letters*. — 1996. — Vol. 77. — N. 22. — P. 4616–4619.
- [14] Быков А. А. Магнетофононный резонанс в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами при больших факторах заполнения / А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров // *Письма в ЖЭТФ*. — 2005. — Т. 81. — Вып. 10. — С. 646–649.
- [15] Быков А. А. Осцилляции магнетосопротивления двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными

- ми барьерами в микроволновом поле / А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. К. Калагин, А. И. Торопов // Письма в ЖЭТФ. — 2005. — Т. 81. — Вып. 6. — С. 348.
- [16] Bykov A. A. Effect of dc and ac excitations on the magnetoresistance in high-density high-mobility GaAs quantum well systems / A. A. Bykov, A. K. Bakarov, A. V. Goran *et al.* — In International Conference: “Nanoelectronics 2006. Novel Nanomaterials, Quantum Transport, and Noise of Electrons and Photons”. — Lancaster University, UK. — 2006, P. D4.
- [17] Bykov A. A. Effect of dc and ac excitations on the longitudinal resistance of a 2D electron gas in highly doped GaAs quantum wells / A. A. Bykov, J.-q. Zhang, S. Vitkalov *et al.* — In 14th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology”. — St Peterburg, Russia. — 2006, P. 348.
- [18] Быков А. А. Индуцированные микроволновым излучением гигантские осцилляции магнетосопротивления и состояние с нулевым сопротивлением в двумерной электронной системе со средней величиной подвижности / А. А. Быков, А. К. Бакаров, Д. Р. Исламов, А. И. Торопов // Письма в ЖЭТФ. — 2006. — Т. 84. — Вып. 7. — С. 466–469.
- [19] Bykov A. A. Two types of microwave-induced magnetoresistance oscillations in a 2d electron gas at large filling factors. / A. A. Bykov, A. V. Goran, D. R. Islamov *et al.* // arXiv:cond-mat/0603398. — 2006.
- [20] Бакаров А. К. Индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнетосопротивления в GaAs/AlAs гетероструктуре / А. К. Бакаров, А. А. Быков, Д. Р. Исламов. — Тезисы докладов. VIII

Российская конференция по физике полупроводников. Полупроводники 2007. — Екатеринбург. — 2007, С. 235.

- [21] Быков А. А. Абсолютное отрицательное сопротивление в неравновесной двумерной электронной системе в сильном магнитном поле / А. А. Быков, Д. Р. Исламов, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров // Письма в ЖЭТФ. — 2007. — Т. 86. — Вып. 9. — С. 695–698.
- [22] Быков А. А. Микроволновое фотосопротивление в двумерной электронной системе с анизотропной подвижностью / А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан, А. К. Бакаров // Письма в ЖЭТФ. — 2007. — Т. 86. — Вып. 12. — С. 891–894.
- [23] Исламов Д. Р. Влияние анизотропии на микроволновое фотосопротивление двумерного электронного газа // Тезисы докладов. XIV Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых учёных. ВНКСФ-14. — Уфа, Россия. — 2008, С. 189.
- [24] Быков А. А. Микроволновое фотосопротивление в двойной квантовой яме при больших факторах заполнения / А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан, А. И. Торопов // Письма в ЖЭТФ. — 2008. — Т. 87. — Вып. 9. — С. 563–567.
- [25] Willett R. L. Anisotropic disorder in high-mobility 2D heterostructures and its correlation to electron transport / R. L. Willett, J. W. P. Hsu, D. Natelson *et al.* // Physical Review Letters. — 2001. — Vol. 87. — N. 12. — P. 126803.
- [26] Быков А. А. Анизотропия магнетотранспорта и самоорганизация корругированных гетерограниц в селективно легированных структурах на (100) GaAs подложках / А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В.

- Горан и др. // Письма в ЖЭТФ. — 2001. — Т. 74. — Вып. 3. — С. 182.
- [27] Fowler A. B. Magneto-oscillatory conductance in silicon surfaces / A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard, P. J. Stiles // Physical Review Letters. — 1966. — Vol. 16. — N. 20. — P. 901–903.
- [28] Schubnikow L. W. Magnetische Widerstandsvergrößerung in Einkristallen von Wismut bei tiefen Temperaturen / L. W. Schubnikow, W. J. de Haas // Leiden Communic. — 1930. — N. 207a. — P. 3–6.
- [29] Schubnikow L. W. Neue Erscheinungen bei der Widerstandsänderung von Wismuteinkristallen im Magnetfeld bei der Temperatur von flüssigem Wasserstoff. I / L. W. Schubnikow, W. J. de Haas // Leiden Communic. — 1930. — N. 207d. — P. 35–53.
- [30] Schubnikow L. W. Neue Erscheinungen bei der Widerstandsänderung von Wismuteinkristallen im Magnetfeld bei der Temperatur von flüssigem Wasserstoff. II / L. W. Schubnikow, W. J. de Haas // Leiden Communic. — 1930. — N. 210a. — P. 3–18.
- [31] Schubnikov L. A new phenomenon in the change of resistance in a magnetic field of single crystals of bismuth / L. Schubnikov, W. J. de Haas // Nature. — 1930. — Vol. 126. — N. 3179. — P. 500.
- [32] Ando T. Theory of quantum transport in a two-dimensional electron system under magnetic fields. IV. Oscillatory conductivity // Journal of the Physical Society of Japan. — 1974. — Vol. 37. — N. 5. — P. 1233–1237.
- [33] Coleridge P. T. Low-field transport coefficients in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs heterostructures / P. T. Coleridge, R. Stoner, R. Fletcher // Physical Review B. — 1989. — Vol. 39. — N. 2. — P. 1120–1124.

- [34] Coleridge P. T. Small-angle scattering in two-dimensional electron gases // *Physical Review B*. — 1991. — Vol. 44. — N. 8. — P. 3793–3801.
- [35] Isihara A. Density and magnetic field dependences of the conductivity of two-dimensional electron systems / A. Isihara, L. Smrčka // *Journal of Physics C: Solid State Physics*. — 1986. — Vol. 19. — N. 34. — P. 6777.
- [36] Быков А. А. Микроволновая фотопроводимость в двумерной системе с периодическим потенциалом антиоточек / А. А. Быков, Г. М. Гусев, Э. Д. Квон и др. // *Письма в ЖЭТФ*. — 1991. — Т. 53. — Вып. 8. — С. 407.
- [37] Vasiliadou E. Collective response in the microwave photoconductivity of hall bar structures / E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann *et al.* // *Physical Review B*. — 1993. — Vol. 48. — N. 23. — P. 17145–17148.
- [38] Zudov M. A. Multiphoton processes in microwave photoresistance of two-dimensional electron systems / M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, K. W. West // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 73. — N. 4. — P. 041303.
- [39] Willett R. L. Evidence for current-flow anomalies in the irradiated 2D electron system at small magnetic fields / R. L. Willett, L. N. Pfeiffer, K. W. West // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 93. — N. 2. — P. 026804.
- [40] Елесин В. Ф. О возможности отрицательной проводимости на неравновесных электронах в квантующем магнитном поле // *Письма в ЖЭТФ*. — 1968. — Т. 7. — Вып. 7. — С. 229–232.

- [41] Александров А. С. Спектральные осцилляции фототока в антимониде индия, обусловленные абсолютной отрицательной проводимостью в квантующем магнитном поле / А. С. Александров, Ю. А. Быковский, В. Ф. Елесин и др. // Письма в ЖЭТФ. — 1970. — Т. 12. — Вып. 2. — С. 57.
- [42] Гантмахер В. Ф. Нагрев электронной подсистемы полем дембера при амбиполярной диффузии в германии / В. Ф. Гантмахер, В. Н. Зверев // Письма в ЖЭТФ. — 1977. — Т. 25. — Вып. 1. — С. 44.
- [43] Рыжий В. И. Фотопроводимость двумерного электронного газа в сильном магнитном поле / В. И. Рыжий, Р. А. Сурис, Б. С. Щамхалова // Физика и техника полупроводников. — 1986. — Т. 20. — Вып. 11. — С. 2078–2083.
- [44] Рыжий В. И. Абсолютная отрицательная проводимость, индуцированная микроволновым излучением, и состояния с нулевым сопротивлением в двумерных электронных системах: история и современное состояние // УФН. — 2005. — Т. 75. — С. 205.
- [45] Дорожкин С. И. Фотоотклик в магнетопроводимости высокосовершенных двумерных электронных систем на облучение электромагнитными волнами миллиметрового диапазона // УФН. — 2005. — Т. 175. — Вып. 2. — С. 213.
- [46] Захаров А. Л. Явление неустойчивости в полупроводниковом усилителе с отрицательной эффективной массой носителей // ЖЭТФ. — 1960. — Т. 38. — С. 665.
- [47] Волков А. Ф. Физические явления в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью / А. Ф. Волков, Ш. М. Коган // УФН. — 1968. — Т. 96. — Вып. 12. — С. 633.

- [48] Поляновский В. М. Об аномальной температурной зависимости амплитуды квантовых осцилляций магнитосопротивления в квазидвумерных системах // ФТП. — 1988. — Т. 22. — Вып. 12. — С. 2230–2232.
- [49] Leadley D. R. Intersubband resonant scattering in GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions / D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas *et al.* // Physical Review B. — 1992. — Vol. 46. — N. 19. — P. 12439–12447.
- [50] Raikh M. E. Magnetointersubband oscillations of conductivity in a two-dimensional electronic system / M. E. Raikh, T. V. Shahbazyan // Physical Review B. — 1994. — Vol. 49. — N. 8. — P. 5531–5540.
- [51] Mamani N. C. Resonance oscillations of magnetoresistance in double quantum wells / N. C. Mamani, G. M. Gusev, T. E. Lamas *et al.* // Physical Review B. — 2008. — Vol. 77. — N. 20. — P. 205327.
- [52] Wiedmann S. Interference oscillations of microwave photoresistance in double quantum wells / S. Wiedmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev *et al.* // Physical Review B. — 2008. — Vol. 78. — N. 12. — P. 121301.
- [53] Wiedmann S. Magnetoresistance oscillations in double quantum wells under microwave irradiation / S. Wiedmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev *et al.* // International Journal of Modern Physics B. — 2009. — Vol. 23. — N. 12&13. — P. 2943–2947.
- [54] Raichev O. E. Magnetic oscillations of resistivity and absorption of radiation in quantum wells with two populated subbands // Physical Review B. — 2008. — Vol. 78. — N. 12. — P. 125304.
- [55] Studenikin S. A. Microwave-induced resistance oscillations on a high-mobility two-dimensional electron gas: Exact waveform, ab-

- sorption/reflection and temperature damping / S. A. Studenikin, M. Potemski, A. Sachrajda *et al.* // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 71. — N. 24. — P. 245313.
- [56] Smet J. H. Circular-polarization-dependent study of the microwave photoconductivity in a two-dimensional electron system / J. H. Smet, B. Gorshunov, C. Jiang *et al.* // *Physical Review Letters*. — 2005. — Vol. 95. — N. 11. — P. 116804.
- [57] Zudov M. A. Bichromatic microwave photoresistance of a two-dimensional electron system / M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, K. W. West // *Physical Review Letters*. — 2006. — Vol. 96. — N. 23. — P. 236804.
- [58] Bykov A. A. Effect of dc and ac excitations on the longitudinal resistance of a two-dimensional electron gas in highly doped GaAs quantum wells / A. A. Bykov, J.-q. Zhang, S. Vitkalov *et al.* // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 72. — N. 24. — P. 245307.
- [59] Bykov A. A. Magnetoresistance oscillations due to zener tunneling and microwave radiation in a 2D electron gas in GaAs quantum well with AlAs/GaAs superlattices barriers / A. A. Bykov, A. K. Bakarov, A. K. Kalagin *et al.* // *Physica E*. — 2006. — Vol. 34. — N. 1-2. — P. 97-99.
- [60] Зеленцов С. В., Зеленцова Н. В. Современная фотолитография: учебно-методический материал по программе повышения квалификации «Новые материалы электроники и оптоэлектроники для информационно-телекоммуникационных систем». — Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского. — 2006.

- [61] Bierwagen O. Mobility and carrier density in materials with anisotropic conductivity revealed by van der Pauw measurements / O. Bierwagen, R. Pomraenke, S. Eilers, W. T. Masselink // *Physical Review B*. — 2004. — Vol. 70. — N. 16. — P. 165307.
- [62] Mani R. G. Radiation-induced oscillatory magnetoresistance as a sensitive probe of the zero-field spin-splitting in high-mobility GaAs/Al_xGa_{1-x}As devices / R. G. Mani, J. H. Smet, K. v. Klitzing *et al.* // *Physical Review B*. — 2004. — Vol. 69. — N. 19. — P. 193304.
- [63] Paalanen M. A. Parabolic magnetoresistance from the interaction effect in a two-dimensional electron gas / M. A. Paalanen, D. C. Tsui, J. C. M. Hwang // *Physical Review Letters*. — 1983. — Vol. 51. — N. 24. — P. 2226–2229.
- [64] Баскин Э. М. Двумерная электрон-примесная система в сильном магнитном поле / Э. М. Баскин, Л. И. Магарилл, М. В. Энтин // *ЖЭТФ*. — 1978. — Т. 75. — Вып. 8. — С. 723–734.
- [65] Mirlin A. D. Quasiclassical negative magnetoresistance of a 2D electron gas: Interplay of strong scatterers and smooth disorder / A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, F. Evers, P. Wölfle // *Physical Review Letters*. — 2001. — Vol. 87. — N. 12. — P. 126805.
- [66] Быков А. А. Квазиклассическое отрицательное магнетосопротивление двумерного электронного газа при рассеянии на короткодействующем и дальнедействующем потенциалах / А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан *и др.* // *Письма в ЖЭТФ*. — 2003. — Т. 78. — Вып. 3. — С. 165.
- [67] Mani R. G. Demonstration of a 1/4-cycle phase shift in the radiation-induced oscillatory magnetoresistance in GaAs/AlGaAs devices / R. G.

- Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing *et al.* // *Physical Review Letters*. — 2004. — Vol. 92. — N. 14. — P. 146801.
- [68] Churchill A. C. Anisotropic magnetotransport in two-dimensional electron gases on (311)b GaAs substrates / A. C. Churchill, G. H. Kim, A. Kurobe *et al.* // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 1994. — Vol. 6. — N. 31. — P. 6131–6138.
- [69] Ballestad A. Surface morphology of GaAs during molecular beam epitaxy growth: Comparison of experimental data with simulations based on continuum growth equations / A. Ballestad, B. J. Ruck, J. H. Schmid *et al.* // *Physical Review B*. — 2002. — Vol. 65. — N. 20. — P. 205302.
- [70] Apostolopoulos G. Reentrant mound formation in GaAs(001) homoepitaxy observed by ex situ atomic force microscopy / G. Apostolopoulos, J. Herfort, L. Däweritz *et al.* // *Physical Review Letters*. — 2000. — Vol. 84. — N. 15. — P. 3358–3361.
- [71] Бакаров А. К. Соизмеримые осцилляции магнетосопротивления двумерного электронного газа в GaAs квантовых ямах с корругированными гетерограницами / А. К. Бакаров, А. А. Быков, Н. Д. Аксёнова и др. // *Письма в ЖЭТФ*. — 2003. — Т. 77. — Вып. 12. — С. 794.
- [72] Sotomayor N. M. Negative linear classical magnetoresistance in a corrugated two-dimensional electron gas / N. M. Sotomayor, G. M. Gusev, J. R. Leite *et al.* // *Physical Review B*. — 2004. — Vol. 70. — N. 23. — P. 235326.

- [73] Magarill L. I. Dynamic conductivity of a lateral-surface superlattice in a magnetic field / L. I. Magarill, I. A. Panaev, S. A. Studenikin // *J. Phys.: Condens Matter.* — 1995. — Vol. 7. — N. 9. — P. 1101–1110.
- [74] Robinson J. P. Surface acoustic-wave-induced magnetoresistance oscillations in a two-dimensional electron gas / J. P. Robinson, M. P. Kennett, N. R. Cooper, V. I. Fal'ko // *Physical Review Letters.* — 2004. — Vol. 93. — N. 3. — P. 036804.
- [75] Dietel J. Microwave photoconductivity of two-dimensional electron systems with unidirectional periodic modulation / J. Dietel, L. I. Glazman, F. W. J. Hekking, F. v. Oppen // *Physical Review B.* — 2005. — Vol. 71. — N. 2. — P. 045329.
- [76] Горан А. В. Анизотропное положительное магнетосопротивление непланарного двумерного электронного газа в параллельном магнитном поле / А. В. Горан, А. А. Быков, А. К. Бакаров, Ж. К. Портал // *Письма в ЖЭТФ.* — 2004. — Т. 79. — Вып. 10. — С. 608.
- [77] Быков А. А. Кольцевой интерферометр на основе двумерного электронного газа в двойной квантовой яме / А. А. Быков, Д. В. Номоконов, А. К. Бакаров и др. // *Письма в ЖЭТФ.* — 2003. — Т. 78. — Вып. 9. — С. 1048.
- [78] Boebinger G. S. Measurement of fermi-surface distortion in double quantum wells from in-plane magnetic fields / G. S. Boebinger, A. Passner, L. N. Pfeiffer, K. W. West // *Physical Review B.* — 1991. — Vol. 43. — N. 15. — P. 12673–12676.
- [79] Zudov M. A. New class of magnetoresistance oscillations: Interaction of a two-dimensional electron gas with leaky interface phonons / M. A.

- Zudov, I. V. Ponomarev, A. L. Efros *et al.* // *Physical Review Letters*. — 2001. — Vol. 86. — N. 16. — P. 3614–3617.
- [80] Faugeras C. Magnetophonon resonance in high-density high-mobility quantum well systems / C. Faugeras, D. K. Maude, G. Martinez *et al.* // *Physical Review B*. — 2004. — Vol. 69. — N. 7. — P. 073405.
- [81] Lei X. L. Radiation-induced magnetoresistance oscillation in a two-dimensional electron gas in faraday geometry / X. L. Lei, S. Y. Liu // *Physical Review Letters*. — 2003. — Vol. 91. — N. 22. — P. 226805.
- [82] Шикин В. Фотопроводимость 2D электронных систем в магнитном поле // *Письма в ЖЭТФ*. — 2003. — Т. 77. — Вып. 5. — С. 281.
- [83] Волков В. А. Плазмонный механизм магнитоосцилляций сопротивления двумерной электронной системы в сильных электрических полях / В. А. Волков, Э. Е. Тахтамиров // *ЖЭТФ*. — 2007. — Т. 131. — Вып. 4. — С. 681.