

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе

---

*На правах рукописи*

**КАЧОРОВСКИЙ Валентин Юрьевич**

**АНОМАЛЬНЫЙ ТРАНСПОРТ И СПИНОВАЯ  
ДИНАМИКА В ДВУМЕРНЫХ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СИСТЕМАХ**

**Специальность:**

01.04.10 — физика полупроводников

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2006

Работа выполнена в Физико-техническом институте  
им. А. Ф. Иоффе РАН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Е. Л. Ивченко

доктор физико-математических наук, профессор В. А. Волков

доктор физико-математических наук, профессор Г. М. Миньков

Ведущая организация: Институт Физики Полупроводников СО РАН,  
Новосибирск

Защита состоится «\_\_» \_\_\_\_\_ 2006 г. в \_\_\_\_ часов на заседании  
диссертационного совета Д 002.205.02 Физико-технического института  
им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

Отзывы об автореферате в двух экземплярах, заверенные печатью,  
просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секре-  
таря диссертационного совета.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2006 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

доктор физико-математических наук, профессор

Л. М. Сорокин

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Двумерные (2D) полупроводниковые структуры занимают особое место в современной физике твердого тела. С одной стороны, именно в 2D квантовых ямах был обнаружен ряд ярких фундаментальных явлений, таких как квантовый эффект Холла (КЭХ), задавших магистральное направление развития физики конденсированного состояния. С другой стороны, 2D полевые транзисторы рассматриваются как наиболее перспективные базовые элементы полупроводниковой микроэлектроники. Поэтому изучение 2D полупроводниковых структур чрезвычайно важно как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения.

Простейший способ теоретического исследования транспортных свойств 2D систем основан на использовании кинетического подхода Друде-Больцмана. Этот подход, однако, позволяет лишь частично описать все богатство наблюдаемых в эксперименте явлений. Следует прежде всего отметить, что уравнение Больцмана не учитывает квантовые эффекты интерференции. Кроме того, в этом уравнении пренебрегается классическими эффектами "памяти", которые обусловлены немарковским характером движения электронов. Хотя первые публикации, указывающие на важность немарковских эффектов в транспортных свойствах 3D и 2D систем, появились достаточно давно (см. обзор [1]), роль этих эффектов долгое время недооценивалась. В частности, практически незамеченной осталась работа [2], где было показано, что роль эффектов памяти в 2D системах существенно возрастает в магнитном поле. Всплеск интереса к этой тематике, наблюдаемый в последние годы [3-13], был в значительной степени инициирован публикацией [3], где было предсказано экспоненциальное подавление проводимости 2D систем с плавным беспорядком в классически сильных магнитных полях. К моменту написания диссертационной работы было ясно осознано, что классические эффекты памяти могут приводить к аномальным транспортным и магнитотранспортным явлениям в 2D системах. Достаточно подробно такие эффекты были изучены в классически сильных магнитных полях. В то же время, теория аномального транспорта

в классически слабых полях отсутствовала. Актуальность построения такой теории связана, в первую очередь, с тем, что экспериментальное проявление немарковских эффектов может быть очень похоже на проявление квантовых эффектов. Например, аномальное отрицательное магнитосопротивление (МС) в слабых полях, обусловленное классическими эффектами памяти [11-13], очень похоже на отрицательное МС, вызванное эффектом слабой локализации. Однако, в отличие от квантовых явлений, немарковские эффекты не подавляются неупругим рассеянием и могут наблюдаться при достаточно высоких температурах. Для последовательного анализа имеющихся экспериментальных данных необходимо развить строгую теорию немарковских эффектов памяти и проанализировать их связь с квантовыми эффектами, в частности, с эффектом слабой локализации.

Повышенный интерес к изучению спиновой динамики 2D электронов, наблюдаемый в последние годы, связан с возникновением новой области микроэлектроники - спинтроники, которая ставит своей целью использовать электронный спин наравне с электронным зарядом [14]. Одна из главных задач спинтроники состоит в том, чтобы сохранить неравновесный спин в течении достаточно долгого времени. В наиболее перспективных для микроэлектроники полупроводниках группы  $A^3B^5$  решить эту задачу непросто из-за наличия эффективного механизма спиновой релаксации (механизма Дьяконова-Переля [15]), обусловленного спиновым расщеплением зоны проводимости. Согласно этому механизму, скорость релаксации спина растет с увеличением подвижности и максимальна в особенно интересных для приложений структурах с высокими подвижностями. Поэтому представляется актуальным изучить возможные механизмы подавления спиновой релаксации. Такое подавление может быть обусловлено рядом причин, среди которых - пониженная симметрия 2D систем по сравнению с 3D, эффекты квантовой локализации, а также классические немарковские эффекты.

Поведение 2D полупроводниковых систем в квантующих магнитных полях при очень низких температурах изучалось в огромном количестве работ, в основном в контексте целочисленного и дробного кванто-

вого эффекта Холла (КЭХ). Значительно менее изучен режим промежуточных температур, когда температура, с одной стороны, еще мала по сравнению с расстоянием между уровнями Ландау, а с другой, уже достаточно высока, так что электрон-фононное рассеяние доминирует над примесным. Актуальность изучения такого режима связана с тем, что в чистых 2D структурах он реализуется в достаточно широком интервале температур (примерно от  $10^\circ$  К до  $100^\circ$  К). К моменту написания настоящей работы последовательное теоретическое описание этого режима отсутствовало.

В баллистических 2D структурах с продольным размером меньше или порядка длины свободного пробега возникает ряд нетривиальных коллективных явлений. В частности, стационарное протекание тока в баллистическом полевом транзисторе (ПТ) может быть неустойчивым по отношению к возбуждению плазменных колебаний [16]. Кроме того, баллистические ПТ могут демонстрировать узкий резонансный отклик на внешнее излучение [17]. Резонансы возникают на частотах плазменных гармоник, которые попадают в интересный для приложений терагерцовый диапазон. Отсюда ясна актуальность изучения таких систем, связанная, в первую очередь, с возможностью создания эффективных источников и детекторов терагерцового излучения. В качестве одного из экспериментальных фактов, не имевших объяснения к моменту написания настоящей работы, следует отметить резкое (на два порядка) увеличение чувствительности ПТ, работающего в режиме детектирования, при протекании тока между истоком и стоком [18]. Кроме того, для сравнения теории с недавними экспериментами по терагерцовому излучению из канала ПТ (см., например [19]) принципиально важно изучить стационарный режим, возникающий в канале транзистора в результате развития неустойчивости. Представляется также актуальным исследовать другие системы, которые могут эффективно функционировать в терагерцовом интервале частот, в частности, гранулированные системы на основе нитридных материалов. В таких системах могут возникать 2D подвижные электронные и дырочные островки, частоты коллективных колебаний которых лежат в терагерцовом интервале.

Цель работы: Теоретическое исследование аномального транспорта и спин-зависимых явлений в 2D системах, а также изучение коллективной динамики двумерного газа в присутствии электрических и магнитных полей. Более конкретно, предполагалось:

1. Изучить влияние квантовых и классических эффектов памяти на магнитотранспортные свойства 2D систем в классически слабых магнитных полях.
2. Построить теорию спиновой динамики в 2D полупроводниковых структурах с расщепленным по спину спектром. Исследовать роль эффектов памяти в спиновой релаксации.
3. Изучить особенности электрон-фононного взаимодействия в 2D системе, помещенной в квантующее магнитное поле.
4. Исследовать коллективную динамику и кинетические эффекты в 2D системах, в частности, динамику развития плазменной неустойчивости. Исследовать возможность применения этих эффектов в терагерцовой электронике.
5. Изучить свойства 2D электронных и дырочных островков, возникающих в гранулированных нитридных системах.

Научная новизна работы заключается в построении последовательной аналитической теории ряда транспортных, плазменных и спин-зависимых явлений в двумерных полупроводниковых системах.

Практическая ценность работы заключается в том, что полученные результаты позволили:

1. Выяснить оптимальные условия для сохранения неравновесной спиновой поляризации в двумерных системах. Этот результат важен для практических приложений в области спинтроники.
2. Определить возможность детектирования терагерцового излучения в баллистических полевых транзисторах и найти ограничение на амплитуду плазменных колебаний, возникающих в результате токовой неустойчивости. Предложить кинетический механизм

стратификации двумерного газа. Эти результаты могут быть использованы для создания полевых транзисторов, работающих в терагерцовом интервале частот.

3. Определить область параметров, при которых частоты коллективных колебаний электронных и дырочных островков в гранулированных нитридных системах оказываются в терагерцовом интервале частот. Этот результат важен для использования нитридных материалов в терагерцовой электронике.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В классически слабых магнитных полях существует несколько режимов аномального отрицательного магнитосопротивления, обусловленного немарковскими процессами памяти. По мере увеличения поля магнитосопротивление меняется от квадратичного к квазилинейному, а затем насыщается.
2. Увеличение рассеяния назад, обусловленное эффектом слабой локализации, сопровождается уменьшением рассеяния на другие углы, так что полное сечение рассеяния не меняется.
3. В двумерных полупроводниках без центра инверсии скорость спиновой релаксации является тензором, компоненты которого зависят от ориентации плоскости квантовой ямы по отношению к кристаллографическим осям.
4. В системе со спин-расщепленным спектром релаксация спина замедляется эффектами слабой локализации и классической памяти, которые приводят к появлению долгоживущих "хвостов" в спиновой поляризации и к аномалии в эффекте Ханле. В структурах с плавным беспорядком сильное спиновое расщепление приводит к увеличению вдвое интерференционной поправки к проводимости.
5. В квантовых магнитных полях продольная подвижность электрона, обусловленная электрон-фононным взаимодействием, подавляется при высоких температурах за счет эффекта локализации в фононном потенциале.

6. Существует эффективный механизм двухступенчатого туннелирования в краевое состояние образца, находящегося в режиме дробного КЭХ, вовлекающий в качестве промежуточного звена локализованные состояния вблизи уровня Ферми. Этот механизм приводит к неомической характеристике туннельного контакта.
7. Отклик полевого транзистора, работающего в режиме детектирования терагерцового излучения, резко возрастает при протекании постоянного тока. Ширина линии детектирования сужается по мере увеличения тока и обращается в ноль на пороге плазменной неустойчивости. Возникновение неустойчивости сопровождается резким скачком дифференциального сопротивления.
8. В гранулированной системе, состоящей из полупроводниковых гранул, внедренных в пирозлектрическую матрицу, возникают двумерные электронные и дырочные островки, которые могут двигаться как целое по поверхности гранул. Характерные частоты коллективных колебаний таких островков лежат в терагерцовом интервале частот.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены на следующих конференциях: Международная конференция "Modern Trends in Theoretical Physics", Институт Теоретической Физики им. Л.Д. Ландау, Москва, Россия, 1995 (приглашенный доклад); Международная конференция "Transport and Localization in Semiconductors", Польша, Варшава, 1996; Международная школа "Supersymmetry and Trace Formulae", Кембридж, Англия 1997; Международная конференция "ICPS'24, 24-th International Conference on Physics of Semiconductors", Иерусалим, Израиль, 1998; Международная конференция "17-th General Conference of the Condensed Matter Division of European Physical Society", Гренобль, Франция, 1998; Международная конференция "Physics at the turn of 21-th century", Ст.-Петербург, 1998 (приглашенный доклад); Международная школа "Advanced Workshop on Frontiers in Electronics, WOFE", Гренобль, Франция, 1999; Международная конференция "International Conference



on Low Temperature Physics LT22", Хельсинки, 1999; Международная конференция "10th Int. Conf. on THz Electronics", Кембридж, Англия, 2002 (приглашенный доклад); Международная школа "The 7th Wide Bandgap III-Nitride Workshop", Ричмонд, США, 2002; Международные симпозиумы "Nanostructures: Physics and Technology Ст.-Петербург, Россия, 1997, 2002, 2003, 2004, 2005, 2006; Международная школа "NATO Advanced Workshop, St.Petersburg", 2003 (приглашенный доклад), 2004, 2005, 2006; а также на семинарах Международного Центра Теоретической Физики (Триест, Италия), НОРДИТы (центр теоретической физики в Копенгагене, Дания), отделов теории твердого тела Университета Лунда и Упсалы (Швеция), отдела теории твердого тела Университета Карлсруэ (Германия) и на семинарах различных лабораторий ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН.

Исследования в данном направлении были многократно поддержаны Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грантами ИНТАС, грантами отделений РАН и грантом ведущих научных школ (школа В.И. Переля).

По результатам исследований, составляющих содержание диссертации, опубликовано 29 научных работ, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения, списка литературы и 5 приложений. Объем диссертации составляет 253 страницы, включая 45 рисунков. Список литературы содержит 167 наименования.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

В **первой главе** — «Влияние классических и квантовых эффектов памяти на транспортные свойства двумерных систем» — обсуждаются аномальные транспортные свойства двумерных неупорядоченных си-

стем, обусловленные эффектами памяти. Необходимость изучения таких эффектов связана с тем, что подход, основанный на использовании уравнения Больцмана, не позволяет объяснить ряд экспериментальных фактов, наиболее ярким из которых является аномальное поведение магнитосопротивления (МС) в слабых магнитных полях. Эффекты памяти могут иметь как классическую так и квантовую природу, причем и те и другие эффекты могут приводить к аномальному МС.

В рамках классического приближения эффекты памяти возникают из-за того, что свободные носители (для определенности мы будем говорить об электронах), рассеявшись один раз на примеси, "запоминают" положение этой примеси и при случайном возврате в ту же точку пространства обязательно рассеиваются снова.

Иными словами, классические эффекты памяти обусловлены немарковским характером движения электронов. В первом разделе главы эти эффекты анализируются на примере расчета МС двумерного электронного газа, помещенного в систему с сильными рассеивателями [A1,A2]. Обсуждаются различные типы немарковских эффектов. Показано, что все они могут быть описаны единым образом: путем перенормировки эффективного сечения рассеяния на одной примеси. Предложен общий метод расчета аномального МС, обусловленного немарковскими эффектами. Метод основан на разложении функции Грина уравнения Лиувилля по степеням газового параметра

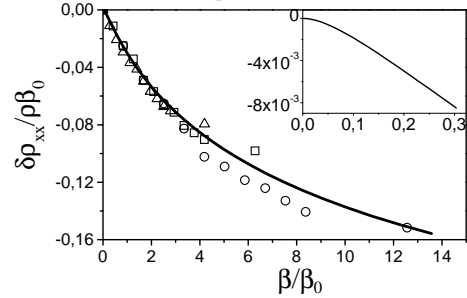


Рис. 1: Теоретически рассчитанное магнитосопротивление  $\delta\rho_{xx}/\rho\beta_0$  как функция  $\beta/\beta_0$  [A1,A2], представлено вместе с численными расчетами [11], проведенными для различных значений  $\beta_0$  (треугольники -  $\beta_0 = 0.09$ , квадраты -  $\beta_0 = 0.06$ , кружочки -  $\beta_0 = 0.03$ ). Все численные кривые приведены для  $\beta < 0.3$ . Вставка: теоретически рассчитанный переход от квадратичного к квазилинейному режиму при  $\beta/\beta_0 \sim 0.05$  (точность численного расчета не позволяла проанализировать этот переход).

ра. На основе этого метода построена строгая теория аномального МС [A1,A2]. Теория на качественном уровне подтверждает важность впервые предложенного в работе [11] эффекта "пустого коридора" возникающего при баллистических возвратах к исходной примеси. Суть эффекта состоит в следующем. Если электрон прошел от некоторой примеси 1 к примеси 2, то этот путь заведомо свободен от примесей. Поэтому вероятность пройти путь 2-1, т.е. вероятность баллистического возврата к примеси 1, возрастает. Последовательный анализ этого эффекта, проведенный в настоящей работе, показал важность учета немарковских корреляций различного типа и возможность частичного сокращения вкладов от траекторий, обращенных во времени. Получено аналитическое выражение для МС, которое записывается в виде

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho} = -\beta_0 f\left(\frac{\beta}{\beta_0}\right), \quad (1)$$

где  $\beta = \omega_c \tau$  - классический параметр, определяющий силу магнитного поля (предполагалось, что  $\beta \ll 1$ ),  $\beta_0 = a/l \ll 1$  - газовый параметр, определяющий величину немарковских эффектов,  $\tau$  и  $l$  - время и длина пробега, соответственно,  $a$  - полное сечение примеси,  $\omega_c$  - циклотронная частота, а  $f(z)$  - безразмерная функция, для которой в работе получено аналитическое выражение. Показано, что существует несколько режимов аномального МС: в слабых полях ( $z \ll 1$ ) МС квадратично  $f(z) \sim z^2$ , далее имеется участок квазилинейного МС  $f(z) \sim z$ , а при больших  $z$  функция  $f(z)$  насыщается. Из этих формул ясно, почему МС получило название аномального. Например, в квазилинейном режиме  $\Delta\rho_{xx}/\rho \sim -\omega_c \tau$ . Это выражение не имеет малости по  $\beta_0$  и в этом смысле является аномально сильным. Построенная в этом разделе теория очень хорошо согласуется с численными расчетами (см. рис. 1) и позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое отрицательное квазилинейное МС в системе с сильными рассеивателями [12,13].

Во втором разделе обсуждается когерентное рассеяние, приводящее к появлению отрицательной поправки к проводимости (эффект слабой локализации [20]). Обычно, под слабой локализацией (СЛ) понимают усиление рассеяния назад, связанное с интерференцией электронных

волн, проходящих замкнутые пути в противоположных направлениях. Это явление приводит к своеобразной квантовой "памяти" — скорость электрона после обхода замкнутой петли направлена с большей вероятностью в направлении, противоположном начальному направлению скорости. Как следствие, в корреляционной функции скорости появляется отрицательный долгоживущий "хвост":  $\langle \mathbf{v}(0)\mathbf{v}(t) \rangle \sim -1/t$  при  $t \rightarrow \infty$ . Именно эта долгоживущая корреляция является причиной отрицательной интерференционной поправки к проводимости. В настоящей работе показано, что усиление когерентного рассеяния назад сопровождается уменьшением когерентного рассеяния на другие углы, причем оба типа рассеяния можно описать аналогично тому, как это было сделано в случае эффектов классической памяти: путем перенормировки эффективного сечения рассеяния на одной примеси (см. рис. 2) [A3,A4]. Как в классическом, так и в квантовом случае увеличение рассеяния назад сопровождается уменьшением рассеяния на другие углы, так что полное сечение рассеяния не меняется. В то же время, транспортное сечение меняется, что и приводит к появлению поправки к проводимости. В работе показано, что вклад в СЛ, приводящий к уменьшению рассеяния на углы, отличные от  $\pi$ , может быть выражен через вероятность возврата в данную точку пространства под определенным углом. Подробно исследуется поведение поправок двух типов (когерентное рассеяние назад и когерентное рассеяние под произвольным углом) в диффузионном и баллистическом режиме. В нулевом магнитном поле когерентное рассеяние назад описывается хорошо известной формулой  $\Delta\sigma_a = -(e^2/2\pi^2\hbar) \ln[(\tau_\phi + \tau)/\tau]$ , (где  $\tau_\phi$  - время сбоя фазы, а  $\tau$  - время пробега), а когерентное рассеяние под произвольным углом приводит к дополнительной поправке другого знака

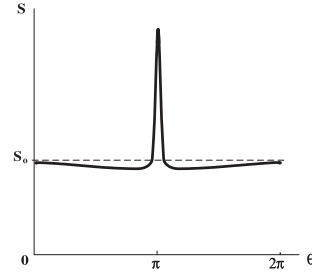


Рис. 2: Перенормировка эффективного сечения рассеяния, обусловленная эффектом слабой локализации. Увеличение рассеяния назад сопровождается уменьшением рассеяния на другие углы [A3]

$\Delta\sigma_b = (e^2/2\pi^2\hbar) \left( \frac{\ln 2}{1 + \tau/\tau_\phi} - \frac{\ln(1 + \tau_\phi/\tau)}{1 + 2\tau_\phi/\tau} \right)$ . В диффузионном режиме  $\tau_\phi \gg \tau$  и  $\Delta\sigma_b \approx (e^2/2\pi^2\hbar) \ln 2$ . Поэтому роль когерентного рассеяния под произвольным углом невелика и сводится к появлению числового множителя в аргументе большого логарифма, входящего в  $\Delta\sigma_a$  (этот логарифм возникает от суммирования по большому числу примесей, на которых рассеивается электрон при обходе типичной замкнутой петли). Ситуация существенно меняется в баллистическом режиме, когда  $\tau_\phi \sim \tau$  и интерференционная поправка определяется процессами, вовлекающими небольшое число примесей. В этом случае, как видно из вышеприведенных формул, оба вклада имеют одинаковый порядок величины, но различны по знаку. Аналогичная ситуация возникает в относительно сильном магнитном поле, когда магнитная длина становится меньше длины свободного пробега. В этом случае полная поправка к проводимости убывает с магнитным полем корневым образом [21, А3]:  $\Delta\sigma = \Delta\sigma_a + \Delta\sigma_b \approx -4.96(e^2/2\pi^2\hbar)(1/\sqrt{x})$ , причем два обсуждаемых вклада по порядку величины одинаковы и противоположны по знаку:  $\Delta\sigma_a \approx -7.74(e^2/2\pi^2\hbar)(1/\sqrt{x})$ ,  $\Delta\sigma_b \approx 2.78(e^2/2\pi^2\hbar)(1/\sqrt{x})$  (здесь  $x = B/B_0$ ,  $B_0 = \hbar c/2el^2$ ). В работе проведен расчет МС в широком интервале параметров  $x$  и  $\tau_\phi/\tau$ . Результаты расчета, представленные на рис. 3 в безразмерном виде ( $|\Delta\sigma| = (e^2/2\pi^2\hbar)F(x)$ ), хорошо согласуются с измерениями МС в баллистическом режиме слабой локализации (см., например, работы [22,23]).

Из сравнения рис. 1 и рис. 3 видно, что аномальное МС, обусловленное классическими эффектами памяти очень похоже на МС, связанное с эффектом СЛ. Оба механизма приводят к отрицательному МС в области классически слабых магнитных полей: классическое МС сосредоточено в области  $\beta \ll a/l \ll 1$ , а квантовое в области  $\beta \ll \lambda/l \ll 1$  (здесь  $\lambda$  - длина

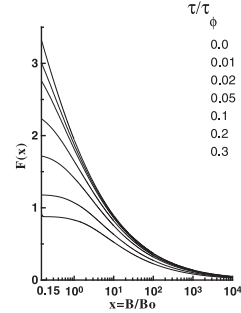


Рис. 3: Зависимость поправки к проводимости от магнитного поля при различных временах сбоя фазы [А3].

волны). Полное относительное МС  $[\Delta_{xx}\rho(0) - \Delta_{xx}\rho(\infty)]/\rho$  порядка  $a/l$  в классическом режиме и порядка  $\lambda/l$  в режиме СЛ. Внешняя схожесть этих явлений тем более удивительна, что они имеют совершенно разную физическую природу. Видно также, что классические эффекты должны доминировать в системе с крупномасштабным беспорядком, где  $a \gg \lambda$ .

**Вторая глава** — «Квазиклассическое описание спиновой динамики в двумерных системах» — посвящена изучению спиновой релаксации в 2D системах с расщепленным по спину спектром. В первом разделе выводится эффективный гамильтониан, описывающий спин-орбитальное взаимодействие в симметричных квантовых ямах, изготовленных на основе полупроводников группы  $A^3B^5$  [A5]. В таких полупроводниках отсутствует центр инверсии. Поэтому симметрия системы допускает наличие следующего слагаемого в объемном гамильтониане [24]:  $\hbar\Omega(\mathbf{k})\sigma/2$ , где  $\sigma$  - вектор, составленный из матриц Паули, а компоненты вектора  $\Omega(\mathbf{k})$  в системе координат, связанной с главными осями кристалла, имеют вид:  $\Omega_x(\mathbf{k}) \sim k_x(k_y^2 - k_z^2)$ ,  $\Omega_y(\mathbf{k}) \sim k_y(k_z^2 - k_x^2)$ ,  $\Omega_z(\mathbf{k}) \sim k_z(k_x^2 - k_y^2)$ . Физически  $\Omega(\mathbf{k})$  имеет смысл зависящей от импульса  $\mathbf{k}$  частоты прецессии спина. В 2D системах следует усреднить  $\Omega(\mathbf{k})$  с волновой функцией нижнего уровня в квантовой яме. В результате, спин-орбитальное слагаемое в гамильтониане приобретает вид  $\hbar\omega_{\mathbf{p}}\sigma/2$ , где  $\omega_{\mathbf{p}} = \langle \Omega(\mathbf{k}) \rangle$ . Существенно, что после усреднения частота прецессии спина  $\omega_{\mathbf{p}}$  зависит линейным образом от импульса электрона в плоскости ямы  $\mathbf{p}$ . Характер этой зависимости определяется ориентацией 2D плоскости по отношению к кристаллографическим осям. Релаксация спина в 2D системе происходит в соответствии с механизмом Дьяконова-Переля, предложенным ранее для трехмерного случая [15]: после каждого рассеяния импульс электрона и, как следствие, частота вращения  $\omega_{\mathbf{p}}$  изменяются случайным образом, в результате чего направление вектора электронного спина также меняется случайно. Уравнение, описывающее динамику спиновой плотности в фазовом пространстве [15], аналогично кинетическому уравнению Больцмана. Поэтому этот режим спиновой релаксации имеет классическую природу. Показано, что в двумерном случае, в отличие от трехмерного, скорость спиновой релаксации является тензо-

ром [A5]:  $\Gamma_{ij} = \langle \tau \omega_{\mathbf{p}}^2 \delta_{ij} - \omega_{\mathbf{p}}^i \omega_{\mathbf{p}}^j \rangle = \tau_S^{-1} (\delta_{ij} S p \hat{B} - B_{ij})$  (усреднение ведется как по углам  $\mathbf{p}$ , так и по энергии). Здесь  $\tau$  - время упругого рассеяния,  $\hat{B}$  - безразмерный тензор, компоненты которого зависят от ориентации плоскости ямы по отношению к главным осям кристалла, а время спиновой релаксации  $\tau_S$  в невырожденном случае дается выражением

$$\frac{1}{\tau_S} = \frac{\alpha_0^2 \langle q^2 \rangle^2 \tau T}{2 \hbar^2 m^2 E_g} \sim E_0^2 \tau T, \quad (2)$$

где  $m$  - эффективная масса,  $E_g$  - ширина запрещенной зоны,  $T$  - температура,  $\alpha_0$  - безразмерная константа ( $\alpha_0 \approx 0.07$  для GaAs),  $\langle q^2 \rangle \sim E_0$  - средний квадрат перпендикулярного к плоскости ямы импульса, а  $E_0$  - энергия нижнего уровня размерного квантования. Поскольку  $\langle q^2 \rangle \gg p^2$ , в общем случае скорость релаксации спина в 2D структуре существенно больше чем в трехмерной (при одинаковых  $T$ ). Существует, однако, важное исключение. Оказывается, что в квантовой яме, выращенной в направлении  $\langle 110 \rangle$ , частота прецессии спина направлена строго перпендикулярно плоскости ямы при любых значениях  $\mathbf{p}$  [A5] и, как следствие, компонента спина, перпендикулярная плоскости ямы не релаксирует. Поэтому данный случай является чрезвычайно привлекательным для практических приложений в области спинтроники.

Результаты, полученные в этом разделе, подтверждены рядом экспериментов. В качестве иллюстрации можно привести измеренную в работе [25] квадратичную зависимость скорости спиновой релаксации от энергии уровня размерного квантования (см. рис. 4). Также, в недавних экспериментах [26,27] было подтверждено замедление релаксации перпендикулярной к плос-

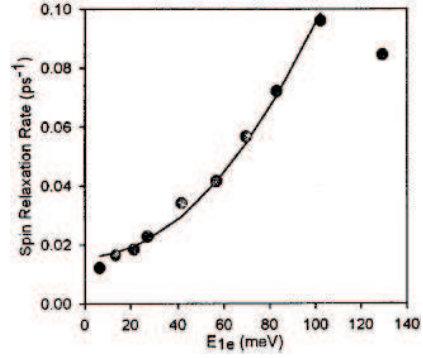


Рис. 4: Зависимость  $1/\tau_S$  от энергии нижнего уровня размерного квантования. Сплошная линия - выражение, полученное по формуле (2), точки - эксперимент [25]. Рисунок взят из работы [25].

кости компоненты спина в структурах с ориентацией  $\langle 110 \rangle$ .

Во втором разделе главы обсуждается влияние классических эффектов памяти на спиновую релаксацию в 2D системах [A6]. Несмотря на большое число публикаций, посвященных изучению немарковских транспортных явлений, роль эффектов памяти в динамике спина практически не изучалась. В настоящей работе изучается замедление спиновой релаксации, обусловленное "немарковской памятью". Как уже отмечалось выше, этот эффект представляет интерес для приложений в области спинтроники. В отличие от рассмотренного в предыдущей главе аномального МС, обусловленного баллистическими немарковскими процессами, в динамике спина определяющую роль играют диффузионные процессы, например, повторное рассеяние на одной и той же примеси после диффузионного возврата к ней. Хорошо известно, что такой процесс приводит к замедлению релаксации скорости в неупорядоченных 2D системах:  $\langle \mathbf{v}(0)\mathbf{v}(t) \rangle \sim -1/t^2$  при  $t \rightarrow \infty$  [28]. В настоящей работе показано, что тот же самый процесс может приводить к замедлению спиновой релаксации. Предложен общий подход, позволяющий единым образом учесть влияние диффузионных возвратов на динамику среднего спина и средней скорости. Показано, что эффекты памяти, обусловленные такими возвратами, могут быть описаны путем перенормировки сечения рассеяния на примеси, причем, в полной аналогии с результатами, полученными в Главе 1, меняется лишь транспортное сечение рассеяния, а полное сечение остается неизменным. Например, в системе с сильными рассеивателями поправка к дифференциальному сечению, происходящая от диффузионных возвратов за времена от  $t$  до  $t + dt$ , равна  $\delta\sigma(\theta, t) = -\frac{\sigma_{tr}^2 \cos\theta}{4\pi^2 v} \frac{1}{t^2} dt$  (эта формула верна при  $t \gg \tau$ ) [A6]. Выражения для корреляционной функции скорости и среднего спина на больших временах получаются, соответственно, из решения уравнения Больцмана и кинетического уравнения, описывающего динамику спиновой плотности в фазовом пространстве [15, A5], причем в столкновительных членах обеих уравнений следует учесть поправку  $\delta\sigma$ . Анализ полученного таким образом уравнения для спиновой плотности показывает, что влияние эффектов памяти на спиновую динамику мак-



симально в системах, где  $\omega_p$  направлена вдоль фиксированной оси  $z$ , так что  $z$  компонента спина не релаксирует. Пример такой системы уже обсуждался выше - это симметричная квантовая яма, выращенная в направлении  $\langle 110 \rangle$  (ось  $z$  совпадает с нормалью к 2D плоскости). Другим примером является асимметричная  $\langle 100 \rangle$  яма, в которой константы взаимодействия Дрессельхауза [24] и Бычкова-Рапбы [29] совпадают (ось  $z$  лежит в плоскости ямы). В обоих примерах  $\omega_p$  зависит только от одной компоненты импульса  $\omega_p = \alpha p_x \hat{z}$ . Обсуждается релаксация поперечного вектора спина  $\mathbf{s} = (s_x, s_y)$  ( $\mathbf{s} \perp \omega_p$ ). Специфика рассматриваемых систем состоит в том, что последовательные повороты спина коммутируют и, как следствие, угол вращения спина за время  $t$  дается простым выражением  $\varphi = \alpha \int_0^t p_x dt$ . Для замкнутых путей этот угол равен нулю. Поэтому, при возврате к примеси спин восстанавливает свое начальное направление. Эта "память" о начальном направлении спина и приводит к появлению долгоживущих корреляций: на больших временах  $\mathbf{s}(t)$  спадает неэкспоненциально, по закону  $\mathbf{s}(t) \sim 1/t^2$  [A6]. Этот результат верен как для сильных рассеивателей, так и в случае плавного примесного потенциала.

Помимо классических механизмов замедления спиновой динамики в 2D системах, существуют и квантовые механизмы, которые обсуждаются в начале **третьей главы** — «Квантовые спин-зависимые эффекты в двумерных системах». В первом разделе показано, что при низких температурах спиновая релаксация оказывается чувствительной к квантовым эффектам интерференции [A7-A10]. Они также замедляют спиновую релаксацию, приводя к появлению долгоживущего "хвоста" в спиновой поляризации:  $\mathbf{s}(t) \sim 1/t$ . Впервые интерференционное замедление спиновой релаксации было рассчитано в системе экситонов [30] и предсказано, что такой же эффект может наблюдаться в системах с расщепленным по спину спектром. В настоящей работе проведен подробный расчет спиновой динамики в 2D системах со спин-орбитальным расщеплением спектра в режиме слабой локализации. Показано, что эффект замедления спиновой динамики чувствителен к ориентации плоскости ямы по отношению к кристаллографиче-

ским осям. Максимальное замедление наблюдается для уже обсужденных выше систем, где  $\boldsymbol{\omega}_p$  параллельна фиксированной оси. Причина замедления та же, что и в классическом случае - равенство нулю угла поворота спина при движении вдоль замкнутого пути. Существенно, что угол поворота спина равен нулю для двух путей, обходящих замкнутую петлю в противоположном направлении. Поэтому вклад в спиновую поляризацию, обусловленный интерференцией таких путей, затухает неэкспоненциально, по закону  $1/t$ . Физически этот закон отражает спад во времени вероятности диффузионного возврата в данную точку пространства ( $\sim 1/Dt$ ). Отметим, что знак спиновой поляризации на больших временах положителен, в отличие от аналогичного долгоживущего "хвоста" в корреляторе скорости. В работе показано, что в случае произвольной ориентации ямы также имеется долгоживущий хвост, обусловленный сохранением спина в так называемом синглетном канале, но значение "долгоживущей" спиновой поляризации в этом случае меньше (при одинаковой силе спин-орбитального взаимодействия), т.к. подавлен триплетный вклад. Изучено влияние внешнего магнитного поля  $B$  на спиновую динамику на больших временах. Получено аналитическое выражение для спиновой поляризации на больших временах [A7]

$$\mathbf{s}(t) = \frac{1}{2\pi kl} \frac{\gamma_{\perp} e^{-\boldsymbol{\Omega}_0 \hat{\Gamma}^{-1} \boldsymbol{\Omega}_0 t} e^{-t/\tau_{\phi}}}{2 \sinh(\gamma_{\perp} t/2)} \hat{\Gamma}^{-1} \mathbf{s}(0), \quad (3)$$

где  $\gamma_{\perp} = 4eB_{\perp}D/\hbar c$ ,  $\boldsymbol{\Omega}_0$  - частота прецессии спина во внешнем поле,  $B_{\perp}$  - компонента внешнего поля, перпендикулярная плоскости,  $k$  - волновой вектор электрона, а  $D$  - коэффициент диффузии. Таким образом, долгоживущий хвост спиновой поляризации подавляется внешним магнитным полем и неупругими процессами. При  $B = 0$  и в отсутствии неупругого рассеяния ( $\tau_{\phi} = \infty$ ) имеем  $\mathbf{s}(t) = \frac{1}{2\pi klt} \hat{\Gamma}^{-1} \mathbf{s}(0)$ .

Наличие долгоживущего хвоста в спиновой поляризации приводит к ряду интересных последствий, одно из которых, - аномалия в эффекте Ханле, - обсуждается во втором разделе главы [A9,A10]. Этот эффект наблюдается в условиях непрерывной накачки спина в образец (например, с помощью оптического возбуждения). В таких условиях

в образце устанавливается стационарное значение спиновой поляризации, пропорциональное произведению интенсивности накачки на время спиновой релаксации. Внешнее магнитное поле приводит к повороту стационарного спина на угол  $\theta$ , который, в пренебрежении квантовыми эффектами, равен  $\Omega_0\tau_S$ . В работе показано, что интерференционная поправка к углу поворота спина аномально зависит от внешнего поля:

$$\theta(\Omega_0) \approx \Omega_0\tau_S + \frac{1}{2kl} \frac{\Omega_0}{|\Omega_0|}. \quad (4)$$

Член  $\Omega_0\tau_S$  описывает классический вклад, а второй член возникает за счет эффекта СЛ. В слабых полях классический вклад пренебрежимо мал. Кроме того, интерференционная поправка к  $\theta$  неаналитична по магнитному полю: при  $B = 0$  функция  $\theta(\Omega_0)$  имеет разрыв  $\theta(+0) - \theta(-0) = 1/kl$ . В работе показано, что эта аномалия подавляется неупругим рассеянием, которое разрушает фазовую когерентность, уменьшая эффект СЛ. За счет этого рассеяния разрыв, обусловленный СЛ, размывается:  $\theta(\Omega_0) \approx \Omega_0\tau_S + (1/2kl) \arctan(\Omega_0\tau_\phi)$ . Как видно из этого выражения, при низких температурах, когда  $1/\tau_\phi \ll \lambda/\tau_s l$ , эффект Ханле в малых полях по-прежнему определяется СЛ.

В третьем разделе главы обсуждается влияние спиновых эффектов на транспортные свойства и статистику уровней в системе с плавным беспорядком [A11,A12]. Хорошо известно, что спин-орбитальное рассеяние может изменить знак интерференционной поправки к проводимости, т.е. приводить к антилокализации. В настоящей работе показано, что в системе с плавным потенциалом, при наличии сильного спин-орбитального расщепления, антилокализационная поправка может увеличиваться вдвое [A11]. Физически это можно объяснить следующим образом. Минимальный переданный волновой вектор, необходимый для перехода между двумя ветвями спектра, расщепленными по спину на величину  $\hbar\omega_{\mathbf{p}}$ , равен  $q = \omega_{\mathbf{p}}/v_F$ . Интенсивность переходов между расщепленными по спину ветвями пропорциональна значению корреляционной функции случайного потенциала  $K(q) = \int \langle U(\mathbf{r})U(0) \rangle \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) d\mathbf{r}$ , взятой на значении  $q$ . В системе с плавным потенциалом  $K(q) \sim \exp(-2qd)$ , где  $d$  - радиус корреля-

ции потенциала. Поэтому при достаточно больших расщеплениях, когда  $qd \gg 1$ , переходы между двумя ветвями спектра экспоненциально подавлены и интерференционная поправка равна сумме поправок от двух ветвей. Например, для случая, когда спиновое расщепление описывается членом Бычкова-Рашбы [29],  $\omega_{\mathbf{p}} = \alpha[\mathbf{p} \times \mathbf{n}]$ , время перекока между ветвями равно  $\tau_* = 4(k_F d)^2 \exp(2m\alpha d) \tau$ , где  $\tau$  - время рассеяния внутри одной ветви. В работе показано, что величина интерференционной поправки зависит от соотношения между  $\tau_*$  и  $\tau_\phi$ . В общем случае выражение для поправки имеет следующий вид [A11]: 
$$\delta\sigma_{wl} = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \left[ \ln \frac{\tau_\phi}{\tau_{tr}} + \ln \frac{\tau_\phi \tau_*}{(2\tau_\phi + \tau_*)\tau_{tr}} \right].$$
 В пределе  $\tau_\phi \gg \tau_*$ , когда за время сбоя фазы происходит много переходов между ветвями, главный вклад дает первый член, который аналогичен стандартному выражению для антилокализационной поправки в системе с короткодействующим потенциалом. В обратном предельном случае,  $\tau_\phi \ll \tau_*$ , ветви независимы и поправка дается суммой поправок от двух ветвей. В результате, полная поправка удваивается.

Обсуждается также случай многодолинных полупроводников, где антилокализационная поправка содержит дополнительный множитель, равный числу эквивалентных долин. В таких системах интерференционная антилокализационная поправка может превысить локализационную поправку, обусловленную электрон-электронным рассеянием. В результате, полная квантовая поправка становится антилокализационной и система демонстрирует металлическое поведение в некотором интервале температур.

В работе рассчитана двухуровневая функция корреляции в системе с сильно расщепленным спектром  $R(\epsilon) = \langle \rho(E+\epsilon)\rho(E) \rangle / \rho^2 - 1$  [A12], которая описывает флуктуации плотности состояний  $\rho(E)$ . Здесь  $\rho = \langle \rho(E) \rangle$ , а  $\langle \dots \rangle$  обозначает усреднение по реализациям случайного потенциала. В области универсального поведения ( $\epsilon$  меньше энергии Таулеса) для этой функции получено выражение  $R(\epsilon) = \frac{\Delta^2}{4\pi^2} \left[ -\frac{1}{\epsilon^2} + \frac{\Gamma_*^2 - \epsilon^2}{(\epsilon^2 + \Gamma_*^2)^2} \right]$ , где  $\Delta$  - среднее расстояние между уровнями, а  $\Gamma_* = 2\hbar/\tau_*$ . Примечательность этого ответа состоит в том, что здесь отчетливо виден переход между

двумя ансамблями различной симметрии. Действительно, при  $\epsilon \ll \Gamma_*$  основной вклад дает первый член полученного выражения, который представляет собой стандартный результат [31] для огибающей распределения Вигнера-Дайсона в случае симплектического ансамбля. В этом случае за время  $\hbar/\epsilon$  происходит много переходов между ветвями и система эргодична. При  $\Gamma_* \ll \epsilon$  времени  $\sim \hbar/\epsilon$  недостаточно для перехода между ветвями и мы имеем два независимых ортогональных ансамбля:  $R(\epsilon) = -\Delta^2/2\pi^2\epsilon^2 = -2\Delta_1^2/\pi^2\epsilon^2$  (здесь  $\Delta_1 = \Delta/2$  - расстояние между уровнями в одном ансамбле). Таким образом, система демонстрирует переход к ортогональному ансамблю по мере увеличения силы спин-орбитального взаимодействия.

**В четвертой главе** — «Электрон-фононное взаимодействие и туннельные эффекты в квантующих магнитных полях» — изучен ряд явлений, возникающих в квантующих магнитных полях [A13-A15].

Поведение 2D электронов в квантующем магнитном поле интенсивно изучалось в последние десятилетия в связи с открытием квантового эффекта Холла. Основное внимание при этом уделялось ситуации, когда электроны находятся в случайном примесном потенциале, а температура предельно мала, так что эффекты, связанные с рассеянием на фононах, несущественны. В то же время, в достаточно чистых образцах электрон-фононное взаимодействие начинает играть существенную роль уже при достаточно низких температурах порядка нескольких градусов Кельвина.

В первом разделе главы рассчитана подвижность двумерных электронов, взаимодействующих с фононами в квантующем магнитном поле [A13]. Изучался случай, когда все электроны находятся на нижнем уровне Ландау. Такая задача уже рассматривалась в работе [32], где было показано, что подвижность определяется процессом двухфононного рассеяния (электрон излучает виртуальный фонон с некоторой энергией и, одновременно, поглощает другой виртуальный фонон с такой же энергией). Из проведенного в [32] расчета по теории возмущений следует, что продольная подвижность  $\mu_{xx}$  линейно растет с температурой  $T$ . В настоящей работе показано, что эффективная константа электрон-

фононного взаимодействия растет как с магнитным полем, так и с температурой. При некоторой температуре  $T_1$  эта константа становится порядка единицы и теория возмущений становится неприменимой. При  $T > T_1$  возникает ряд нетривиальных эффектов. В некотором температурном интервале  $T_1 < T < T_2$  подвижность можно вычислить, используя квазиклассическое приближение. Расчет показывает, что подвижность в данном интервале температур приближенно насыщается при значении  $\mu^m = \frac{eC_0^2}{4\pi\rho\hbar^2s^3}$ , которое не зависит от магнитного поля и выражается только через параметры материала (здесь  $C_0$  - константа деформационного потенциала,  $\rho$  - плотность кристалла, а  $s$  - скорость звука).

Наиболее нетривиальный режим возникает при высоких температурах. Когда  $T$  превышает некоторое значение  $T_2$ , подвижность начинает падать, вопреки общепринятому представлению о том, что в замагниченном случае подвижность всегда растет с температурой. Такое необычное поведение подвижности связано с эффектами локализации электронов в фононном потенциале. Интересно, что роль локализацион-

ных эффектов повышается с увеличением температуры. Физически это связано с тем, что частота эффективно взаимодействующих с электронами фононов  $\omega_{\mathbf{q}} = s\sqrt{q_{\parallel}^2 + q_{\perp}^2}$  ограничена, т.к. продольный и поперечный волновые вектора фононов ограничены обратной магнитной длиной и обратной толщиной ямы соответственно ( $q_{\parallel} < 1/l_B, q_{\perp} < 1/a$ ). В то же время амплитуда фононного потенциала, и, как следствие, скорость движения электронов растет с температурой. Температура  $T_2$  определяется из условия, чтобы за время изменения фононного поля электрон успевал пробежать расстояние порядка корреляционной дли-

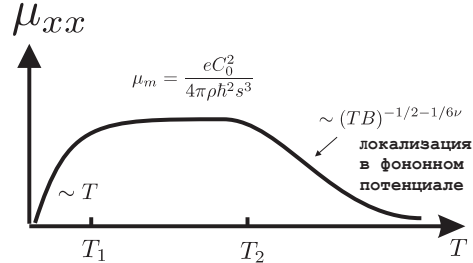


Рис. 5: Температурная зависимость подвижности электронов, обусловленной рассеянием на фононах в квантующем магнитном поле [A13]. Спад подвижности при  $T > T_2$  связан с локализацией электронов в фононном потенциале.

ны потенциала. При  $T > T_2$  фононный потенциал можно считать квазистатическим. Поэтому становятся важными эффекты локализации, вследствие чего  $\mu_{xx}$  начинает падать с температурой. Для изучения динамики электрона в этом случае можно воспользоваться рядом результатов теории целочисленного КЭХ. В работе найден закон спада подвижности с температурой  $\mu_{xx} \sim (TB)^{-1/2-1/6\nu}$  [A13]. Здесь  $\nu \approx 7/3$  - критический индекс, определяющий скорость расходимости длины локализации в статическом потенциале по мере приближения к центру уровня Ландау.

Как уже отмечалось выше, константа электрон-фононного взаимодействия растет как с температурой, так и с магнитным полем. В достаточно сильных полях эта константа становится порядка единицы уже при нулевой температуре. В таких полях электрон-фононное взаимодействие может привести к радикальному изменению спектра системы. Этот вопрос изучен во втором разделе главы. Показано, что в пределе  $B \rightarrow \infty$  электрон-фононное взаимодействие приводит к расщеплению каждого уровня Ландау в серию бесконечно вырожденных подуровней, которые описываются двумя квантовыми числами - номером уровня в поляронной яме и уровнями Ландау полярона как целого [A14]. Например, нижний уровень Ландау расщепляется следующим образом:  $E_{m,N} = E_m + \hbar\Omega_c^m N$  ( $m = 0, 1, \dots; N = 0, 1, \dots$ ). Здесь  $E_m$  - энергия электрона с моментом  $m$  в самосогласованной поляронной яме. Циклотронная частота вращения полярона как целого,  $\Omega_c^m = eB/M_m c$ , обратно пропорциональна поляронной массе  $M_m(B)$ , которая зависит от  $m$  и от магнитного поля. Появление конечной массы у полярона (электрон на уровне Ландау не имеет массы) есть результат возникновения фононной "шубы" у электрона. Подчеркнем, что в нашем подходе переходы между различными уровнями Ландау электрона не учитываются, и конечная поляронная масса возникает при учете состояний только одного уровня. В работе показано, что с увеличением поля масса  $M_m$  растет как  $B^{3/2}$ , а расстояние между ближайшими подуровнями  $\hbar\Omega_c^m$  уменьшается как  $B^{-1/2}$ . Система сохраняет вырождение по отношению к магнитным трансляциям. Поэтому все подуровни спектра бесконечно

вырождены по позиции магнитного центра полярона как целого.

В третьем разделе главы обсуждаются туннельные эффекты в сильных магнитных полях. Предложен двухступенчатый механизм туннелирования электрона в краевое состояние системы, находящейся в режиме дробного КЭХ [A15]. Механизм вовлекает на промежуточной стадии локализованные состояния в объеме образца: электрон сначала туннелирует в локализованное состояние, проводит там некоторое время и лишь затем туннелирует в краевое состояние. Находясь в локализованном состоянии электрон взаимодействует с краевой заряженной модой. За счет этого взаимодействия одночастичная функция Грина спадает степенным образом со временем, что приводит к подавлению туннельной плотности состояний. В результате, туннельная вольт-амперная характеристика становится неомической:  $I(V) \sim \int_0^{eV} d\epsilon g(\mu + \epsilon)(eV - \epsilon)^{1/\nu}$ , где  $\mu$  - химический потенциал КЭХ образца,  $g(\epsilon)$  - плотность локализованных состояний, а  $\nu$  - заполнение нижнего уровня Ландау. Это выражение может привести к экспериментально наблюдаемой зависимости  $I \sim V^{1/\nu}$  [32], при условии, что функция распределения локализованных состояний по энергии спадает экспоненциально в щель несжимаемых состояний, аналогично случаю целочисленного КЭХ.

**Пятая глава** — «Динамика плазменных волн в двумерных системах» — посвящена изучению коллективных плазменных явлений в канале полевого транзистора [A16-A24]. Хорошо известно, что плазменные волны в 2D системах с затвором имеют линейный закон дисперсии  $\omega(k) = sk$  [34], где  $s = \sqrt{eU_g/m}$  - скорость плазменных волн, а  $U_g$  - напряжение на затворе. Структура заданной длины  $L$  является для этих волн резонатором с добротностью порядка  $s\tau/L$ , где  $\tau$  - время релаксации импульса. Такая ситуация реализуется, в частности, в канале полевого транзистора (ПТ). Баллистические ПТ, созданные в последние годы, обладают добротностью больше единицы и могут демонстрировать принципиально новые физические эффекты. В частности, было предсказано, что при определенных граничных условиях стационарное протекание тока в таких ПТ оказывается неустойчивым по отношению к возникновению плазменных ос-



цилляций с частотами [16]  $\omega_N = \omega_0(1 + 2N)$ , где  $\omega_0 = \pi s/2L$ , а  $N = 0, 1, 2, \dots$ . Неустойчивость носит пороговый характер и возникает, когда ток превышает некоторое критическое значение. Благодаря взаимодействию с электромагнитными волнами неустойчивость должна привести к генерации излучения с теми же значениями частот. В баллистических ПТ фундаментальная частота осцилляций  $\omega_0/2\pi$  попадает в терагерцовый (ТГц) интервал частот. Поэтому, плазменная неустойчивость должна привести к ТГц излучению [16], причем частота излучения может меняться с помощью напряжения на затворе. Было также предсказано [17], что плазменные осцилляции в баллистических ПТ можно использовать для детектирования ТГц излучения. Интерес к этой тематике резко возрос в последнее время благодаря серии публикаций (смотри [19] и ссылки в работах [19] и [A16]), где сообщалось о наблюдении терагерцового детектирования и эмиссии в баллистических ПТ, изготовленных из различных материалов. В настоящее время неясно, объясняется ли наблюдаемая эмиссия теорией, развитой в работе [16]. Поэтому, требуются дополнительные эксперименты и теоретические исследования. В настоящей главе изучено ТГц детектирование по мере приближения электрического тока к порогу неустойчивости [A16-A19] и исследованы осцилляции тока и напряжения, возникающие вследствие развития плазменной неустойчивости [A20-A24]. В первом разделе главы изучается детектирование. Вычисляется изменение постоянной составляющей напряжения между истоком и стоком  $\delta U_0 \sim U_a^2$ ,

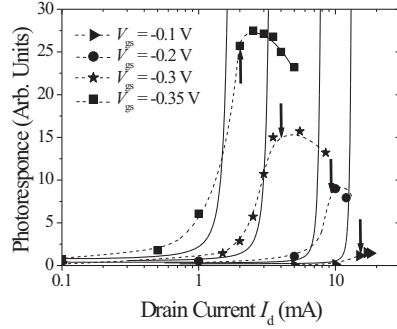


Рис. 6: Нерезонансный фотоотклик GaAs НЕМТ на сигнал с частотой 0.2 ТГц как функция тока при различных напряжениях на затворе [A16]. Пунктирные линии связывают экспериментальные точки. Жирными линиями представлены результаты расчетов. Стрелки показывают значение токов, при которых происходит насыщение скорости.

индуцированное периодическим изменением напряжения на затворе  $U_g(t) = U_g + U_a \cos \omega t$  [A16-A19]. Показано, что электрический ток, протекающий в канале транзистора, приводит к увеличению  $\delta U_0$  на несколько порядков по мере приближения к порогу генерации.

В нерезонансном случае, когда  $\omega_0 \tau \ll 1$  и  $\omega \tau \ll 1$ , существует два режима детектирования [A16]. При малых частотах ( $\omega \ll \tau \omega_0^2$ ) поле в канале транзистора меняется адиабатически, и отклик определяется нелинейными свойствами статической вольт-амперной характеристики. В этом режиме отклик при не слишком малых токах имеет вид  $\delta U_0 = -\frac{U_a^2}{4U_g} \frac{\lambda}{(1-\lambda)^{3/2}}$ . Здесь  $\lambda = j_d/j_{sat}$ ,  $j_d$  - ток в канале, а  $j_{sat}$  - ток насыщения транзистора в модели Шокли. При  $\lambda \rightarrow 1$  отклик резко возрастает. Это связано с тем, что при  $j_d = j_{sat}$  концентрация электронов на стоке ПТ обращается в ноль, и транзистор становится очень чувствительным

к внешним возмущениям. При высоких частотах ( $\omega \gg \tau \omega_0^2$ ) вступают в игру динамические эффекты в канале. Отклик по-прежнему увеличивается при  $\lambda \rightarrow 1$ , но имеет другой знак  $\delta U_0 = \frac{U_a^2}{4U_g} \frac{1}{(1-\lambda)^{1/2}}$ . Последняя формула позволяет объяснить результаты эксперимента [18] и хорошо согласуется с экспериментальными данными, представленными в работе [A16] совместно с обсужденной выше теорией (см. рис. 6).

В работе также обсуждается резонансный случай [A16-A19], который реализуется, когда  $\omega_0 \tau \gg 1$ . Показано, что в этом случае отклик является резонансной функцией  $\omega$ , центрированной при  $\omega = \omega_0$ :

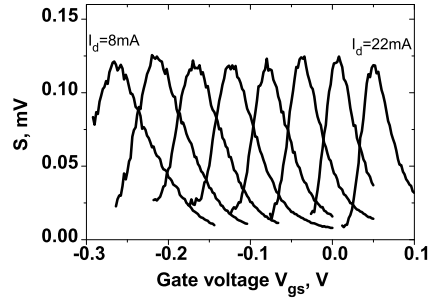


Рис. 7: Резонансный фотоотклик GaAs НЕМТ с длиной затвора 250 нм на сигнал с частотой 0.6 ТГц, как функция напряжения на затворе при значениях тока от 8 мА до 22 мА (с шагом 2 мА) [A19]. По мере увеличения тока ширина линии сужается (сдвиг положения резонанса с током обусловлен наличием большого последовательного сопротивления).

$$\delta U_0 \approx \frac{U_a^2}{4U_g} \frac{\omega_0^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma_{eff}^2}$$
 (такие же пики должны наблюдаться при  $\omega \approx \omega_N$ ). Ширина пика равна  $\gamma_{eff} = 1/2\tau - v_d/L$ , где  $v_d \sim j_d$  - дрейфовая скорость электронов. Таким образом, ширина уменьшается с током. При  $v_d/L = 1/2\tau$ ,  $\gamma_{eff}$  обращается в ноль. Как и ожидалось, это условие совпадает с порогом генерации плазменных волн [16].

В конце раздела обсуждаются недавние эксперименты по резонансному детектированию. Количественное сравнение экспериментальных данных с развитой выше теорией затруднительно, так как теория была разработана для омического режима, а в эксперименте резонансное детектирование наблюдалось в области насыщения. В то же время, на качественном уровне выводы теории подтверждаются, что проиллюстрировано на рис. 7, где отчетливо видно сужение резонансной линии по мере увеличения тока.

В следующем разделе изучается развитие плазменной неустойчивости, которая возникает при больших токах, когда  $\gamma_{eff}$  становится меньше нуля [A20-A21]. Неустойчивость возникает из-за усиления плазменных волн при отражении от границ прибора [16]. Показано, что при малых инкрементах  $|\gamma_{eff}|$  развитие неустойчивости ограничено нелинейными эффектами. В результате возникают малые квазигармонические колебания с амплитудой, пропорциональной корню из превышения тока над пороговым значением:  $A \sim \sqrt{|\gamma_{eff}|}$  [A20]. С увеличением тока зависимость становится более плавной, а при совсем больших токах в образце возникают скачкообразные распределения скорости и напряжения, аналогичные гидравлическому скачку в обычной гидродинамике [A21]. Один из главных результатов развитой теории состоит в том, что предсказан резкий скачок дифференциального сопротивления по постоянному току на пороге генерации. Скачок обусловлен возникновением дополнительного сопротивления, связанного с раскачкой плазменных волн. Развитая теория хорошо подтверждается численными расчетами [A21].

Теоретические результаты, описанные выше, были получены в рамках гидродинамической модели [16]. Эта модель применима, когда длина пробега по отношению к электрон-электронным столкновениям

меньше размера образца и транспортной длины пробега по отношению к рассеянию на примесях (фононах). В реальных баллистических транзисторах эти длины, как правило, имеют один порядок величины. Поэтому представляет интерес рассмотреть противоположный предельный случай бесстолкновительной плазмы. В третьем разделе мы изучили поведение электронов в канале полевого транзистора, пренебрегая электрон-электронными столкновениями, а также рассеянием электронов на примесях и фононах [A22]. Показано, что, так же как и в гидродинамическом случае, стационарное протекание тока неустойчиво по отношению к формированию плазменных волн. Получено выражение для декремента плазменных волн, обусловленного затуханием Ландау, и показано, что для реалистичных параметров приборов это затухание мало. Наконец, возможен режим, когда электронные столкновения отсутствуют, а примесное рассеяние очень интенсивно. Этот режим рассмотрен в последнем разделе главы. В этом случае механизм, предложенный в [16], неэффективен. Тем не менее, в системе может возникать плазменная неустойчивость, обусловленная разогревом электронного газа. Неустойчивость приводит к периодической пространственной модуляции электронной плотности [A23,A24]. Аналогичное явление - стратификация однородного потока, хорошо известно в физике газового разряда. В то же время, в отличие от газового разряда, страты в 2D полупроводниковых системах допускают относительно простое аналитическое описание. Основное упрощение связано с тем, что в полупроводниках компенсирующий положительный заряд неподвижен и однороден. В работе вычислен инкремент неустойчивости и показано, что пространственный период возникающей периодической структуры обратно пропорционален электрическому полю и может перестраиваться приложенным напряжением. Неустойчивость носит существенно кинетический характер и не допускает интерпретации в терминах обычного гидродинамического описания. Физически это связано с тем, что в отсутствие электрон-электронных столкновений разогрев электронов приводит к модуляции электронной функции распределения как в координатном, так и в энергетическом представлении.

В последней **шестой главе** - «Подвижные двумерные островки в композитных системах на основе полупроводников и пьезоэлектриков» - обсуждаются свойства гранулированной среды, состоящей из двух компонент, одна из которых обладает пьезоэлектрическими свойствами, а другая полупроводниковыми (например, полупроводниковые гранулы в пьезоэлектрической матрице, или, наоборот, пьезоэлектрические гранулы в полупроводниковой) [A25-A29]. В принципе, обе компоненты среды могут обладать как полупроводниковыми, так и пьезоэлектрическими свойствами. Такая ситуация реализуется в гранулированных системах на основе нитридных материалов.

Хорошо известно, что электрическое поле в диэлектрической грануле радиуса  $R$ , помещенной в пьезоэлектрическую матрицу со спонтанной поляризацией  $\mathbf{P}_0$ , равно [35]  $\mathbf{E} = \frac{4\pi\mathbf{P}_0}{\epsilon + 2\epsilon_p}$ , где  $\mathbf{P}_0$  - спонтанная поляризация пьезоэлектрика, а  $\epsilon_p$  и  $\epsilon$  - диэлектрические проницаемости пьезоэлектрика и диэлектрика соответственно. Это поле однородно и не зависит от  $R$ . Электрическое поле в полупроводниковой грануле с таким же радиусом меньше чем  $E$  из-за экранирования свободными носителями в полупроводниках. Эта задача обсуждается в первом разделе главы, где рассмотрена полупроводниковая гранула  $n$ -типа, помещенная в пьезоэлектрик [A25-A27]. Показано, что экранирование может быть неполным, т.к. типичные значения  $P_0$ , и, как следствие,  $E$  очень велики. Максимальное значение экранирующего поля можно оценить как  $eN/\epsilon R^2 = 4\pi en_d R/3\epsilon$  (при качественных оценках мы полагаем  $\epsilon = \epsilon_p$ ), где  $N = (4\pi/3)n_d R^3$  - полное число электронов в грануле, а  $n_d$  - концентрация доноров в полупроводнике. Поэтому, при выполнении условия  $P_0 \gg en_d R$ , экранирующее поле ма-

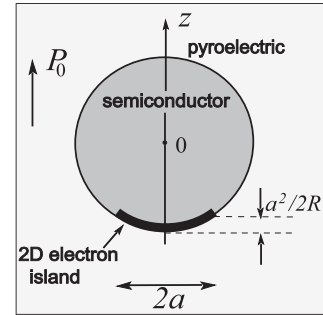


Рис. 8: Полупроводниковая гранула  $n$ -типа, помещенная в пьезоэлектрик со спонтанной поляризацией  $P_0$ . Все электроны собираются в маленький островок радиусом  $a$  на поверхности гранулы. Островок может осциллировать как целое по поверхности гранулы [A27].

ло по сравнению с  $E$ . В этом случае свободные электроны в полупроводнике собираются в маленький 2D островок на поверхности гранулы, как это проиллюстрировано на рис. 8. Размер островка определяется из условия минимума суммы потенциальной энергии электронов в поле  $E$  и кулоновской энергии отталкивания. Расчет дает [A27]

$$a = R \left( \frac{\pi}{2} \frac{\epsilon + 2\epsilon_p}{\epsilon + \epsilon_p} \frac{en_d R}{P_0} \right)^{1/3}. \text{ Показано, что островки могут осциллиро-}$$

вать по поверхности гранул как целое с частотой  $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi e P_0}{(\epsilon + 2\epsilon_p)mR}}$ .

Движение, отвечающее этой частоте, дважды вырождено, т.к. колебания могут происходить в двух перпендикулярных направлениях. Магнитное поле, приложенное в направлении  $\mathbf{P}_0$ , снимает это вырождение:  $\omega_{\pm} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2/4} \pm \omega_c/2$ , где  $\omega_c$  - циклотронная частота. Осцилляции можно возбудить, прикладывая переменное электрическое поле перпендикулярно  $\mathbf{P}_0$ . Для GaN гранулы в AlN матрице при типичных значениях параметров частота  $\omega_0/2\pi$  оказывается в терагерцовом диапазоне.

Результаты вычислений легко обобщаются на случай собственного полупроводника, где свободные носители возбуждаются светом [A28,A29]. В последнем случае должны сформироваться два островка: электронный в точке  $(0, 0, -R)$  и дырочный в точке  $(0, 0, R)$ . Такие островки в собственном полупроводнике могут возникнуть и без подсветки при условии, что радиус гранулы  $R$  больше некоторого критического значения  $R_c$ , при котором встроенное поле, обусловленное спонтанной поляризацией пьезоэлектрика, приводит к перепаду потенциала на грануле большему, чем ширина запрещенной зоны. В работе подробно обсуждается такая возможность. Показано, что радиус электронного и дырочного островков вблизи порога зарождения ( $R > R_c$ , но  $R - R_c \ll R_c$ ) по порядку величины равен  $a \sim \sqrt{R_c(R - R_c)}$ . Частота плазменных колебаний таких островков также может перестраиваться внешним магнитным полем и при реалистичных значениях параметров попадает в терагерцовый интервал частот.

В конце главы кратко обсуждаются оптические свойства гранулированной среды, состоящей из полупроводниковых гранул, периодически

расположенных в пьезоэлектрической среде. Показано, что такая среда представляет одноосный кристалл, оптические свойства которого легко перестраиваются внешним магнитным полем.

В диссертации также имеется **5 приложений**, в которых представлены технические детали наиболее громоздких расчетов.

В разделе **Заключение** сформулированы **основные результаты работы**:

1. Разработан последовательный метод расчета немарковских поправок к кинетическим коэффициентам. На основе этого метода построена строгая теория аномального МС в системе с сильными рассеивающими центрами. Предсказано несколько режимов аномального МС.
2. Изучена квантовая поправка к проводимости, связанная с когерентным рассеянием на произвольный угол. Показано, что эта поправка существенна в баллистическом режиме слабой локализации, когда интерференционный вклад в проводимость определяется короткими путями с длиной порядка нескольких длин пробега.
3. Предложен общий подход, позволяющий выразить как квантовые, так и классические поправки к проводимости в терминах изменения эффективного сечения рассеяния на одной примеси.
4. Изучена релаксация спина в 2D полупроводниках без центра инверсии. Показано, что в классическом приближении скорость спиновой релаксации является тензором, компоненты которого зависят от ориентации плоскости квантовой ямы по отношению к кристаллографическим осям. Также показано, что в симметричной квантовой яме, выращенной в направлении  $\langle 110 \rangle$ , компонента спина, перпендикулярная плоскости ямы, не релаксирует.
5. Продемонстрировано, что спиновая релаксация замедляется эффектами квантовой интерференции и классической "памяти". Предсказана аномальная полевая зависимость эффекта Ханле в режиме слабой локализации.
6. Показано, что в системе с сильным спин-орбитальным расщеплением спектра квантовая поправка к проводимости, обусловленная эффектом слабой локализации, увеличивается в два раза.

7. Изучено взаимодействие электронов с фононами в квантовых магнитных полях. Показано, что продольная подвижность электрона, обусловленная электрон-фононным рассеянием, монотонно зависит от температуры: при малых температурах подвижность растет, затем стабилизируется на некотором уровне, не зависящем от магнитного поля, и в дальнейшем медленно падает с температурой. Спад подвижности при высоких температурах обусловлен эффектом локализации электронов на фононном потенциале. Показано также, что в пределе очень сильных полей электрон-фононное взаимодействие расщепляет уровни Ландау в серии бесконечно вырожденных подуровней.
8. Предложен механизм двухступенчатого туннелирования в краевое состояние образца, находящегося в режиме дробного КЭХ.
9. Исследовано влияние тока на детектирование терагерцового излучения плазменными волнами, распространяющимися в канале полевого транзистора. Продемонстрировано, что даже очень маленький ток приводит к резкому увеличению чувствительности детектора. Показано, что в резонансном режиме ширина линии детектирования сужается по мере увеличения тока и обращается в ноль на пороге возникновения плазменной неустойчивости.
10. Исследован нелинейный режим развития плазменной неустойчивости в канале полевого транзистора. Показано, что амплитуда нелинейных колебаний, возникающих в результате развития неустойчивости, пропорциональна корню квадратному из инкремента неустойчивости. При больших инкрементах в канале возникает скачкообразное распределение поля и заряда, аналогичное ударной волне в гидродинамике. Предсказана аналогичная неустойчивость в бесстолкновительной плазме.
11. Показано, что на пороге возникновения плазменной неустойчивости дифференциальное сопротивление транзистора испытывает резкий скачок.
12. Предложен механизм стратификации электронного газа в сильном электрическом поле.



13. Изучены статические и динамические свойства двумерных электронных и дырочных островков, возникающих в гранулированных нитридных системах.

В заключение, выражаю глубокую признательность моему учителю и руководителю кандидатской диссертации Михаилу Игоревичу Дьяконову, оказавшему неоценимое влияние на всю мою научную деятельность. Я также благодарен А. П. Дмитриеву, И. В. Горному, В. В. Шеянову и И. С. Любинскому, в соавторстве с которыми была выполнена большая часть работ, на которых основана диссертация, и В. И. Перелю за полезные советы и обсуждение результатов работы.

#### Список публикаций по теме диссертации

- A1. V. V. Cheianov, A. P. Dmitriev, and V. Yu. Kachorovskii, "Anomalous negative magnetoresistance caused by non-Markovian effects"// Phys. Rev. B, **68**, Iss. 20, pp. 201304-201307 (2003).
- A2. V. V. Cheianov, A. P. Dmitriev, and V. Yu. Kachorovskii, "Non-Markovian Effects on the Two-Dimensional Magnetotransport: Low-field Anomaly in Magnetoresistance"// Phys. Rev. B, **70**, Iss. 24, pp. 245307-245321 (2004).
- A3. A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi, and V. Yu. Kachorovskii, "Non-backscattering contribution to the weak localization"// Phys. Rev. B, **56**, Iss. 15, pp. 9910-9917 (1997).
- A4. A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi, and V. Yu. Kachorovskii, "Non-backscattering contribution to the weak localization"// Proc. Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology pp. 15-17, St. Petersburg, Russia, Ioffe Institute (1997).
- A5. М. И. Дьяконов, В. Ю. Качоровский, "Спиновая релаксация двумерных электронов в полупроводниках без центра инверсии"// Физика и Техника Полупроводников, **20**, в. 1, с. 178-181 (1986).
- A6. I. S. Lyubinskiy and V. Yu. Kachorovskii, "Classical memory effects on spin dynamics in two-dimensional systems"// Phys. Rev. B, **73**, Iss. 4, pp. 041301-041304 (2006).

- A7. I. S. Lyubinskiy and V. Yu. Kachorovskii, "Slowing down of spin relaxation in two dimensional systems by quantum interference effects"// Phys. Rev B, **70**, Iss. 20, pp. 205335-205343 (2004).
- A8. I. S. Lyubinskiy and V. Yu. Kachorovskii, "Suppression of the spin-relaxation by quantum interference effects"// Proc. 12th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology pp. 328-329, St. Petersburg, Ioffe Institute (2004).
- A9. I. S. Lyubinskiy and V. Yu. Kachorovskii, "Hanle effect driven by weak localization"// Phys. Rev. Lett., **94**, Iss. 7, pp. 076406-076409 (2005).
- A10. I. S. Lyubinskiy and V. Yu. Kachorovskii, "Weak-localization-induced anomaly in Hanle effect"// Proc. 13th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology pp. 191-192, St. Petersburg, Ioffe Institute (2005).
- A11. A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi, and V. Yu. Kachorovskii, "Quantum corrections to the conductivity in systems with strong spin-orbital interaction"// Письма в ЖЭТФ, **68**, в. 4, с. 314-319 (1998).
- A12. A. P. Dmitriev and V. Yu. Kachorovskii, "Level statistics in a two-dimensional system with strong spin-orbit coupling"// Phys. Rev. B, **63**, Iss. 11, pp. 113301-113303 (2001).
- A13. A. P. Dmitriev and V. Yu. Kachorovskii, "Phonon scattering of 2D-electrons in a strong magnetic field"// Phys. Rev. B, **52**, Iss. 8, pp. 5743-5751 (1995).
- A14. V. Cheianov, A. P. Dmitriev, and V. Yu. Kachorovskii, "Splitting of Landau levels of 2D electron due to electron-phonon interaction"// Phys. Rev. B, **58**, Iss. 2, pp. 776-781 (1998).
- A15. A. Alekseev, V. Cheianov, A. Dmitriev, and V. Yu. Kachorovskii, "Tunnelling Spectroscopy of Localized States near the Quantum Hall Edge"// Письма в ЖЭТФ, **72**, Iss. 6, pp. 481-486 (1998).
- A16. D. Veksler, F. Teppe, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, W. Knap, and M. S. Shur, "Detection of terahertz radiation in gated two-dimensional structures governed by dc current"// Phys. Rev. B, **73**, Iss. 12, pp. 125328-125337 (2006).
- A17. F. Teppe, D. Veksler, V. Yu. Kachorovskii, A. P. Dmitriev, S. Rumyantsev, W. Knap, and M. S. Shur, "Room temperature

- Plasma Waves Resonant Detection of sub-Terahertz Radiation by Nanometer Field Effect Transistor"// Appl. Phys. Lett., **87**, Iss. 5, pp. 052107-052109 (2005).
- A18. F. Teppe, D. Veksler, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovski, X. Xu, X.-C. Zhang, S. Rumyantsev, W. Knap, and M. S. Shur, "Plasma Waves Resonant Detection of Femtosecond Pulsed Terahertz Radiation by Nanometer Field Effect Transistor"// Appl. Phys. Lett., **87**, Iss. 2, pp. 022102-022104 (2005).
- A19. F. Teppe, D. Veksler, A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, S. Rumyantsev, W. Knap, and M. S. Shur, "Plasma Waves Resonant Detection of sub-Terahertz Radiation by Field Effect Transistor at 300K"// Proc. 13th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology pp. 229-230, St. Petersburg, Ioffe Institute (2005).
- A20. A. P. Dmitriev, A. S. Furman and V. Yu. Kachorovskii, "Nonlinear theory of the current instability in a ballistic field effect transistor"// Phys. Rev. B, **54**, Iss. 19, pp. 14020-14025 (1996).
- A21. A. P. Dmitriev, A. S. Furman, V. Yu. Kachorovskii and G. G. Samsonidze, and Ge. G. Samsonidze, "Numerical study of the current instability in a two dimensional electron fluid"// Phys. Rev. B, **55**, Iss. 16, pp. 10319-10325 (1997).
- A22. A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, and M. Shur, "Plasma wave instability in gated collisionless two-dimensional electron gas"// Appl. Phys. Lett., **79**, Iss. 7, pp. 922-924 (2001).
- A23. V. Yu. Kachorovskii, I. S. Lyubinskiy and L. D. Tsendin, "Electron-density stratification in two-dimensional structures tuned by electric field"// Phys. Rev. B, **68**, Iss. 3, pp. 033308-033311 (2003).
- A24. V. Yu. Kachorovskii, I. S. Lyubinskiy and L. D. Tsendin, "Kinetic mechanism of current stratification in two-dimensional structures"// Proc. 10th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology pp. 319-320, St. Petersburg, Ioffe Institute (2002).
- A25. A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, M. S. Shur, and R. Gaska, "Nonlinear screening of pyroelectric films and grains in semiconductor matrix"// J. Appl. Phys., **94**, Iss. 1, pp. 566-572 (2003).

- A26. A. P. Dmitriev, V. Yu. Kachorovskii, and M. S. Shur, "Dipole screening regime for pyroelectric and ferroelectric films and grains in semiconductor matrix"// *Solid-State Electronics*, **48**, Iss. 3, pp. 487-490 (2004).
- A27. V. Yu. Kachorovskii and M. S. Shur, "Polarization-induced electron island in semiconductor grain placed into pyroelectric matrix"// *Appl. Phys. Lett.*, **84**, Iss. 13, pp. 2340-2342 (2004).
- A28. V. Yu. Kachorovskii and M. S. Shur, "Electron and hole moveable islands in pyroelectric/ semiconductor granular systems"// *Appl. Phys. Lett.*, **86**, Iss. 1, pp. 012101-012103 (2005).
- A29. V. Yu. Kachorovskii and M. S. Shur, "Polarization-induced electron island in semiconductor grain placed into pyroelectric matrix"// *Proc. 12th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology* pp. 18-19, St. Petersburg, Ioffe Institute (2004).

#### Цитируемая литература

1. E.H. Hauge in *Transport Phenomena*, eds. G. Kirczenow and J. Marro, Lecture Notes in Physics, Iss. 31, Springer, New York (1974).
2. Э.М. Баскин, Л.И. Магарилл, М.В. Энтин, "Двумерная электрон-примесная система в магнитном поле"// *ЖЭТФ*, **48**, в. 2, с. 365-370 (1978).
3. M. Fogler, A. Dobin, V. Perel, and B. Shklovskii, "Suppression of chaotic dynamics and localization of two-dimensional electrons by a weak magnetic field"// *Phys. Rev. B*, **56**, Iss. 11, pp. 6823-6838 (1997).
4. E.M. Baskin and M.V. Entin, "Magnetic localization of classical electrons in 2D disordered lattice"// *Physica B*, **249**, pp. 805-808 (1998).
5. A. Kuzmany and H. Spohn, "Magnetotransport in the two-dimensional Lorentz gas"// *Phys. Rev. E*, **57**, Iss. 5, pp. 5544-5553 (1998).
6. A.D. Mirlin, J. Wilke, F. Evers, D.G. Polyakov, and P. Wolfle, "Strong Magnetoresistance Induced by Long-Range Disorder"// *Phys. Rev. Lett.*, **83**, Iss. 14, pp. 2801-2804 (1999).

7. A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, F. Evers, and P. Wolfle, "Quasiclassical Negative Magnetoresistance of a 2D Electron Gas: Interplay of Strong Scatterers and Smooth Disorder"// Phys. Rev. Lett., **87**, Iss. 12, pp. 126805-126808 (2001).
8. D.G. Polyakov, F. Evers, A.D. Mirlin, and P. Wolfle, "Quasiclassical magnetotransport in a random array of antidots"// Phys. Rev. B, **64**, Iss. 20, pp. 205306-205324 (2001).
9. D.G. Polyakov, F. Evers, and I.V. Gornyi, "Cyclotron resonance in antidot arrays"// Phys. Rev. B, **65**, Iss. 12, pp. 125326-125333 (2002).
10. A. Dmitriev, M. Dyakonov, and R. Jullien, "Classical mechanism for negative magnetoresistance in two dimensions"// Phys. Rev. B, **64**, Iss. 23, pp. 233321-233324 (2001).
11. A. Dmitriev, M. Dyakonov, and R. Jullien, "Anomalous Low-Field Classical Magnetoresistance in Two Dimensions"// Phys. Rev. Lett., **89**, Iss. 26, pp. 266804-266807 (2002).
12. G. Gusev, P. Basmaji, Z. Kvon, L. Litvin, Yu. Nastaushev, and A. Toporov, "Negative magnetoresistance and anomalous diffusion of two-dimensional electrons in a disordered array of antidots"// Surface Science, **305**, Iss. 1-3, pp. 443-447 (1994).
13. N.M. Sotomayor, G.M. Gusev, J.R. Leite, A.A. Bykov, A.K. Kalagin, V.M. Kudryashev, and A.I. Toporov, "Negative linear classical magnetoresistance in a corrugated two-dimensional electron gas"// Phys. Rev. B, **70**, Iss. 23, pp. 235326-235331 (2004).
14. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*, eds. D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth (Springer-Verlag, Berlin, 2002).
15. М.И. Дьяконов, В.И. Перель, "Спиновая релаксация электронов проводимости в полупроводниках без центра инверсии"// ФТТ, **13**, в. 12, с. 3581-3585 (1971).
16. M.I. Dyakonov and M.S. Shur, "Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current"// Phys. Rev. Lett., **71**, Iss. 15, pp. 2465-2468 (1993).
17. M.I. Dyakonov and M.S. Shur, "Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic

- fluid" // IEEE Transaction on Electron Devices, **43**, Iss. 3, pp. 380-387 (1996).
18. J. Lu and M.S. Shur, "Terahertz detection by high-electron-mobility transistor: Enhancement by drain bias" // Appl. Phys. Lett., **78**, Iss.17, pp. 2587-2588 (2001).
  19. N. Dyakonova, A. Fatimy, J. Lusakowski, W. Knap, M. Dyakonov, M. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, Ch. Gaquiere, D. Theron, and A. Cappy, "Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors" // Appl. Phys. Lett., **88**, Iss. 14, pp. 141906-141908 (2006).
  20. Л.П. Горьков, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий, "Проводимость частицы в двумерном случайном потенциале" // Письма в ЖЭТФ, **30**, с. 248-254 (1979).
  21. В.М. Гаспарян, А.Ю. Зюзин, "О полевой зависимости аномального магнетосопротивления" // ФТТ, **27**, в. 6, с. 1662-1664 (1985).
  22. С.Е. Yasin, T.L. Sobey, A.P. Micolich, W.R. Clarke, A.R. Hamilton, M.Y. Simmons, L.N. Pfeiffer, K.W. West, E.H. Linfield, M. Pepper, and D.A. Ritchie, "Interaction correction to the longitudinal conductivity and Hall resistivity in high-quality two-dimensional GaAs electron and hole systems" // Phys. Rev. B, **72**, Iss. 24, pp. 241310(R)-241313(R) (2005).
  23. S. McPhail, С.Е. Yasin, A.R. Hamilton, M.Y. Simmons, E.H. Linfield, M. Pepper, and D.A. Ritchie, "Weak localization in high-quality two-dimensional systems" // Phys. Rev. B, **70**, Iss. 24, pp. 245311-245326 (2004).
  24. G. Dresselhaus, "Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures" // Phys. Rev., **100**, Iss. 2, pp. 580-586 (1955).
  25. A. Malinowski, R.S. Britton, T. Grevatt, R.T. Harley, D.A. Ritchie, and M.Y. Simmons, "Spin relaxation in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells" // Phys. Rev. B, **62**, Iss. 19, pp. 13034-13039 (2000).
  26. Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura, and H. Ohno, "Spin Relaxation in GaAs (110) Quantum Wells" // Phys. Rev. Lett., **83**, pp. 4196-4199 (1999).

27. O.Z. Karimov, G.H. John, R.T. Harley, W.H. Lau, and M.E. Flatter, "High Temperature Gate Control of Quantum Well Spin Memory"// Phys. Rev. Lett., **91**, Iss. 24, pp. 246601-246604 (2003).
28. M.H. Ernst and A. Weyland, "Long time behaviour of the velocity auto-correlation function in a Lorentz gas"// Phys. Lett., **34 A**, Iss. 1, pp. 39-40 (1971).
29. Ю.А. Бычков, Э.И. Раппа, "Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра"// Письма в ЖЭТФ, **39**, в. 2, с. 66-69 (1984).
30. A.G. Mal'shukov, K.A. Chao, and M. Willander, "Weak localization effects on spin relaxation of excitons in quantum wells"// Phys. Rev. B, **52**, Iss. 7, pp. 5233-5242 (1995).
31. Б.Л. Альтшулер, Б.И. Шкловский, "Отталкивание уровней и проводимость маленьких металлических частиц"// ЖЭТФ, **91**, в. 1, с. 220-231 (1986).
32. А. Бычков, С.В. Иорданский, Г.М. Элиашберг, "Проводимость двумерных электронов в сильном магнитном поле"// Письма в ЖЭТФ, **34**, в. 9, с. 496-499 (1981).
33. M. Grayson, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. West, and A.M. Chang, "Continuum of Chiral Luttinger Liquids at the Fractional Quantum Hall Edge"// Phys. Rev. Lett., **80**, Iss. 5, pp. 1062-1065 (1998).
34. А.В. Чаплик, "Возможная кристаллизация носителей заряда в инверсионных слоях малой плотности"// ЖЭТФ, **62**, в. 2, с. 746-753 (1972).
35. Р. Фейман, Р. Лейтон, М. Сэнде, *Феймановские лекции по физике*, том 2, Москва, Мир (1976)