

На правах рукописи

ШАШКИН Александр Александрович

**ПЕРЕХОДЫ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК И
ЭФФЕКТЫ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ**

Специальность 01.04.07 — физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка, 2007

Работа выполнена в Институте физики твердого тела Российской академии наук

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Зверев Михаил Валентинович

доктор физико-математических наук,

профессор

Иорданский Сергей Викторович

доктор физико-математических наук,

профессор

Квон Зе Дон

Ведущая организация — Физический институт Российской академии наук им. П.Н. Лебедева

Защита состоится “___” февраля 2008 г. в 10⁰⁰ на заседании диссертационного совета Д002.100.01 при Институте физики твердого тела Российской академии наук, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Институтская, 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан “___” _____ 2007 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,

доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Основное состояние идеальной сильно взаимодействующей двумерной электронной системы, как ожидается, является вигнеровским кристаллом. Сила взаимодействия характеризуется отношением кулоновской энергии и энергии Ферми, которое в случае одной долины совпадает с радиусом Вигнера-Зейца r_s . Параметр взаимодействия возрастает с уменьшением плотности электронов. По данным численного моделирования, вигнеровская кристаллизация ожидается в чрезвычайно разреженном случае, когда r_s достигает примерно 35. Уточненные численные расчеты предсказывают, что до кристаллизации, в диапазоне значений параметра взаимодействия $25 \lesssim r_s \lesssim 35$, основным состоянием системы является коррелированная ферромагнитная Ферми-жидкость. Однако, другие промежуточные фазы также могут существовать. Ожидается, что при более высокой плотности электронов $r_s \sim 1$, электронная жидкость парамагнитна, а ее эффективная масса m и фактор Ланде g перенормируются взаимодействием. Только недавно качественные отклонения от поведения слабо взаимодействующей Ферми-жидкости были обнаружены в сильно коррелированных двумерных электронных системах ($r_s \gtrsim 10$), в частности резкое возрастание эффективной электронной массы с уменьшением плотности электронов.

Цель работы.

Исследование переходов металл-диэлектрик в магнитных полях и поведения спиновой восприимчивости, эффективной массы и g -фактора при низких плотностях электронов в двумерных электронных системах с помощью транспортных и термодинамических измерений.

Научная новизна.

Построена фазовая диаграмма металл-диэлектрик в перпендикулярном и параллельном магнитных полях для двумерных электронных систем в кремниевых МОП структурах и GaAs/AlGaAs гетероструктурах.

Исследовано существование настоящего перехода металл-диэлектрик в нулевом маг-

нитном поле.

Измерена спиновая восприимчивость Паули для сильно взаимодействующих двумерных электронных систем с низким уровнем беспорядка в кремниевых МОП структурах.

Эффективная масса и g -фактор при низких плотностях электронов в двумерных электронных системах в кремниевых МОП структурах определены отдельно.

Измерена зависимость увеличенной эффективной массы от степени спиновой поляризации.

Новое научное направление.

Экспериментальная физика сильно взаимодействующих двумерных электронных систем.

Практическая ценность.

Полученные экспериментальные результаты важны для понимания поведения сильно коррелированных двумерных электронных систем, уже используются для развития соответствующих теоретических подходов и послужат базой для будущих теоретических представлений.

На защиту выносятся следующие основные результаты

1. Экспериментальные исследования фазовой диаграммы металл-диэлектрик в перпендикулярном магнитном поле для двумерных электронных систем со слабым беспорядком показывают, что по мере уменьшения магнитного поля делокализованные состояния на уровнях Ландау всплывают вверх по энергии относительно центров уровней Ландау и сливаются, создавая в пределе нулевого магнитного поля металлическое состояние.

2. Согласие двух методов — анализ сильных температурных зависимостей сопротивления для двумерных электронных систем с низким уровнем беспорядка в кремниевых МОП структурах в нулевом магнитном поле и обращение в нуль энергии активации и исчезновение нелинейности вольтамперных характеристик, полученное по экстраполяции из диэлектрической фазы — свидетельствует в пользу существования настоящего

перехода металл-диэлектрик в нулевом магнитном поле.

3. Транспортные и термодинамические измерения показывают, что для сильно взаимодействующих двумерных электронных систем с низким уровнем беспорядка в кремниевых МОП структурах спиновая восприимчивость Паули обнаруживает критическое поведение, характерное для существования фазового перехода, при электронной плотности n_χ .

4. Близость величины n_χ к критической плотности n_c для перехода металл-диэлектрик указывает на то, что переход металл-диэлектрик в кремниевых образцах с очень слабым случайным потенциалом — свойство чистой двумерной системы и вызывается взаимодействием.

5. В отличие от стонеровской неустойчивости, рост спиновой восприимчивости вызван увеличением эффективной массы, а не g -фактора.

6. Увеличенная эффективная масса не зависит от степени спиновой поляризации, так что происхождение этого увеличения не имеет отношения к спиновым обменным эффектам.

Достоверность и обоснованность полученных результатов подтверждается воспроизводимостью данных на разных образцах, разными экспериментальными группами и разными экспериментальными методами.

Личный вклад автора

Все основные экспериментальные результаты были получены автором или при его непосредственном участии. Это касается также постановки научных задач и интерпретации полученных результатов.

Апробация результатов.

Основные результаты докладывались на Международной конференции "Physical Properties in Novel Electronic Systems" (Хсинчу, Тайвань, 2000); Международной конференции "Interacting Electrons in Disordered Metals" (Лейден, Нидерланды, 2000); Международной конференции "Low Dimensional Systems" (Аспен, Колорадо, 2000); Меж-

дународной конференции по электронным корреляциям и свойствам материалов (Родес, Греция, 2001); Международной конференции по прыжковому механизму и связанным явлениям (Шефаим, Израиль, 2001); Международной конференции "Correlation effects in low-dimensional electron systems" (Ланкастер, Великобритания, 2001); Международной конференции "2D MIT" (Принстон, Нью Джерси, 2002); Международной конференции по физике полупроводников (Эдинбург, Великобритания, 2002); Международной конференции по сильно связанным кулоновским системам (Санта Фе, Нью Мехико, 2002); Международной конференции "Electron Interference and Decoherence in Nanostructures" (Дрезден, Германия, 2002); Международной конференции "Strongly Correlated Electrons in Novel Materials" (Лаборо, Великобритания, 2002); Международной конференции по электронным свойствам двумерных систем (Нара, Япония, 2003); Международной конференции по магнетизму (Рим, Италия, 2003); Международной конференции "Interactions and Disorder in Metals and Insulators in Two Dimensions" (Аспен, Колорадо, 2003); Международной конференции по прыжковому механизму и связанным явлениям (Триест, Италия, 2003); Международной конференции "Electronic Properties of Nanoscale Systems" (Чикаго, США, 2003); Международной конференции "SEMIMAG" (Талахаси, США, 2004); Международной конференции "Correlated Electrons in High Magnetic Fields" (Айн-Геди/Холон, Израиль, 2004); Международной конференции по нанофизике (Чикаго, США, 2004); Международной конференции по сильно коррелированным электронным системам (Карлсруе, Германия, 2004); Международной конференции по электронным корреляциям и свойствам материалов (Кос, Греция, 2004); Международной конференции "Physics of Ultra Thin Films Near the Metal-Insulator Transition" (Нью Йорк, США, 2005); Международной конференции по квантовым фазовым переходам (Санта Барбара, США, 2005); Международной конференции "Mottness" and Quantum Criticality in the Cuprates and Related Systems" (Тобаго, Вест Индис, 2005); Международной конференции "Recent challenges in novel quantum systems" (Камерино, Италия, 2005); Международной конференции "Complex Behavior in Correlated Electron Systems" (Лейден, Нидерланды, 2005); Международной конференции по нанофизике (Чикаго, США, 2005); Международной конференции "Quantum Coherence, Noise and Decoherence in Nanostructures" (Дрезден, Германия, 2006); Международной конференции "Spin and Charge Effects at the Nanoscale" (Пиза, Италия, 2006); Международной конференции "Nanoelectronics, Nanostructures and Carrier Interactions"

(Ацуги, Япония, 2007); Международной конференции "Disorder and Interactions in Low Dimensions" (Хсинчу, Тайвань, 2007); Международной конференции "Coherence and Incoherence in Strongly Correlated Systems" (Рим, Италия, 2007).

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из Введения, 5 глав и Заключения. Работа изложена на 122 страницах, содержит 54 рисунка и список литературы, включающий 285 наименований.

Содержание работы

Во Введении обоснована актуальность темы, сформулированы цель и задачи исследований и новое научное направление, перечислены основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе во введении рассмотрены пределы сильного и слабого беспорядка с точки зрения конкуренции между взаимодействием и беспорядком. В сильно разупорядоченных электронных системах область низких концентраций недостижима из-за вмешательства сильной (андерсоновской) локализации. При более высоких электронных плотностях в многочисленных экспериментах наблюдались логарифмические по температуре поправки к удельному сопротивлению, обеспечивая поддержку теории слабой локализации. Очевидно, что экстраполяция этих малых поправок к $T = 0$ не оправдана и потому эти эксперименты не могут служить подтверждением теории скейлинга, согласно которой все электроны в бесконечной разупорядоченной двумерной системе без взаимодействия в нулевом магнитном поле при нулевой температуре локализованы. Эта теория вообще замечательна тем, что ее невозможно экспериментально верифицировать, поскольку все эксперименты неизбежно производятся на образцах конечного размера и при конечных температурах.

Гораздо более интересны электронные системы с малым беспорядком. В этом случае можно достичь низких плотностей электронов, соответствующих пределу сильного электрон-электронного взаимодействия. В результате экспериментальных исследований фазовой диаграммы металл-диэлектрик в перпендикулярном магнитном поле было обнаружено близкое сходство диэлектрической фазы при низких электронных плотностях и состояний квантового эффекта Холла. Тем самым, эти эксперименты исключили возможность формирования в имеющихся образцах запиннированного вигнеровского кристалла, но свидетельствуют в пользу существования в нулевом поле металлического состояния. Было обнаружено, что по мере уменьшения магнитного поля делокализованные состояния на уровнях Ландау всплывают вверх по энергии относительно центров уровней Ландау и сливаются, создавая в пределе $B = 0$ металлическое состояние. Эти наблюдения противоречат теоретической схеме, согласно которой в пределе нулевого поля делокализованные состояния должны всплывать по энергии бес-

конечно высоко [1, 2], делая основное состояние диэлектрическим. Было обнаружено, что металлическое состояние отличается сильным падением удельного сопротивления при понижении температуры [3]. Происхождение явления было отнесено к сильному электрон-электронному взаимодействию, однако физика явления оставалась неизвестной до самого последнего времени.

Прорыв в этом направлении произошел в течение семи прошлых лет. После того как было обнаружено, что отношение спинового и циклотронного расщепления gm в кремниевых МОП структурах значительно растет при низких n_s , стало ясно, что поведение системы находится далеко за пределами модели слабо взаимодействующей Ферми-жидкости. Согласно недавним сообщениям, магнитное поле, необходимое для полной поляризации системы по спину, $B_c \propto n_s/gm$, стремится в ноль при конечной плотности электронов $n_\chi \approx 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, близкой к критической плотности перехода металл-диэлектрик n_c для этой электронной системы. Эти результаты указывают на резкий рост спиновой восприимчивости $\chi \propto gm$ и возможную ферромагнитную неустойчивость в кремниевых МОП структурах с низкой плотностью. В гетероструктурах GaAs/AlGaAs подобное поведение наблюдалось как в дырочных, так и в электронных двумерных системах с очень низкой плотностью носителей [4, 5]. Недавно появились экспериментальные данные, указывающие на то, что в кремниевых МОП структурах при низкой плотности электронов резко возрастает эффективная масса, а вовсе не g -фактор. Согласно этим данным, аномальное увеличение удельного сопротивления с температурой связано с ростом массы. Поскольку значение массы не зависит от степени спиновой поляризации, то, по-видимому, увеличение эффективной массы имеет происхождение, не связанное со спином. Любопытно, что перечисленные явления сильнее выражены в кремниевых МОП структурах в сравнении с гетероструктурами GaAs/AlGaAs, несмотря на то, что достоверного наблюдения дробного квантового эффекта Холла, как правило, связываемого с электрон-электронным взаимодействием, в кремниевых МОП структурах не было.

Близость величины n_χ к критической плотности n_c указывает на то, что переход металл-диэлектрик в кремниевых образцах с очень слабым случайным потенциалом — свойство чистой двумерной системы и вызывается взаимодействием. В этом состоит его качественное отличие от перехода, вызываемого локализацией в образцах с бóльшим беспорядком, происходящего при концентрациях заметно более высоких, чем n_χ , кото-

рые к тому же зависят от степени беспорядка. Данная работа посвящена результатам, относящимся к чистому режиму.

В разделе 1.2 исследуется поведение делокализованных состояний на уровнях Ландау при уменьшении магнитного поля. Квантовый эффект Холла (квантование холловского сопротивления $\rho_{xy} = h/\nu e^2$ при целочисленных факторах заполнения ν в сочетании с обращением в нуль продольного сопротивления ρ_{xx}) [6], предполагающий существование делокализованных состояний на уровнях Ландау, вступил в противоречие со скейлинговой теорией локализации. Для их примирения теоретиками почти немедленно была предложена идея, согласно которой при уменьшении магнитного поля делокализованные состояния на уровнях Ландау не могут исчезать скачком, а должны вместо этого бесконечно всплывать по энергии при $B \rightarrow 0$ [1, 2]. Предполагаемая фазовая диаграмма в координатах беспорядок – обратный фактор заполнения ($1/\nu = eB/hcn_s$) получила известность как глобальная фазовая диаграмма квантового эффекта Холла [7].

Экспериментальные исследования фазовой диаграммы металл-диэлектрик в перпендикулярном магнитном поле для двумерных электронных систем со слабым беспорядком показывают, что по мере уменьшения магнитного поля делокализованные состояния на уровнях Ландау всплывают вверх по энергии относительно центров уровней Ландау и сливаются, создавая в пределе нулевого магнитного поля металлическое состояние. Топология наблюдаемой фазовой диаграммы металл-диэлектрик — слияние делокализованных состояний и, как следствие, существование прямых переходов между диэлектрической фазой с $\sigma_{xy} = 0$ и состояниями квантового эффекта Холла с $\sigma_{xy} h/e^2 > 1$ — устойчива и не зависит от способа определения фазовой границы и от выбора двумерной системы. Она была подтверждена при использовании в качестве критерия перехода точки обращения в нуль энергии активации и исчезновения нелинейности вольтамперных характеристик, определяемой по экстраполяции данных из диэлектрической фазы. Этот метод позволяет определить положение андерсоновского перехода более точно. Таким образом, все имеющиеся данные относительно фазовой диаграммы металл-диэлектрик находятся в хорошем согласии друг с другом за исключением области в непосредственной окрестности $B = 0$. В слабых магнитных полях экспериментальные результаты для сильно разупорядоченных двумерных электронных систем зависят от методики эксперимента. Проблема заключается в том, что слабая темпера-

турная зависимость сопротивления не может быть надежно отнесена ни к диэлектрику, ни к металлу. По существу, проблема слабых полей — поднимается ли фазовая граница бесконечно вверх при $B \rightarrow 0$ или нет — сводится к вопросу существования перехода металл-диэлектрик при $B = 0$ и $T = 0$, рассмотренному более подробно в разделе 1.5.

В разделе 1.3 производится сравнение диэлектрической фазы и фаз квантового эффекта Холла. Диэлектрическая фаза при низких плотностях электронов рассматривалась в качестве вероятного кандидата на реализацию вигнеровского кристалла. Предполагалось, что ее возвратное поведение есть следствие противоборства между квантовым эффектом Холла и запиннигованным вигнеровским кристаллом. Другим бесспорным доводом было сильно нелинейное поведение вольтамперных характеристик в диэлектрической фазе, которое связывалось с депиннигом вигнеровского кристалла. Обсуждался и иной сценарий, связанный с перколяционным переходом металл-диэлектрик. Для того чтобы различить два этих варианта, было произведено сравнение поведения активационной энергии и вольтамперных характеристик в диэлектрической фазе и в фазах квантового Холла.

Было обнаружено, что все вольтамперные кривые для различных диэлектрических фаз сходны друг с другом и их поведение вблизи фазовых границ металл-диэлектрик одинаково. Зависимость критического напряжения V_c от расстояния до фазовой границы близка к квадратичной. Положение фазовой границы, определенное по обращению в нуль V_c , практически совпадает с определенным по обращению в нуль E_a , энергии активации электронов с уровня Ферми E_F на край подвижности E_c , причем последняя линейно зависит от расстояния от фазовой границы. Пороговое поведение вольтамперных характеристик связано с пробоем в диэлектрической фазе. Величины E_a и V_c связаны между собой посредством длины локализации, которая не зависит от температуры и расходится вблизи перехода как $L(E_F) \propto |E_c - E_F|^{-s}$, где показатель степени s близок к единице, в согласии с теоретическим значением для классической задачи перколяции $s = 4/3$. Значения длины локализации практически совпадают в окрестностях всех фазовых границ металл-диэлектрик, что означает, что все диэлектрические фазы похожи друг на друга даже количественно.

Методика, основанная на обращении в нуль энергии активации и исчезновении нелинейности вольтамперных характеристик, показывает, что диэлектрическая фаза и фазы квантового эффекта Холла оказываются подобными, переход металл-диэлектрик явля-

ется перколяционным, ширина зоны делокализованных состояний на уровнях Ландау оказывается конечной. Последнее утверждение, которое подтверждается измерениями ширины пика в ρ_{xx} как функции температуры, находится в противоречии с гипотезой однопараметрического скейлинга.

В разделе 1.4 рассмотрены эффекты краев образца. Уровни Ландау в двумерной электронной системе в квантующем магнитном поле на краях образца загибаются вверх из-за потенциала границ, и там, где они пересекают уровень Ферми, образуются краевые каналы. Ввиду этого возникает естественный вопрос, течет ли ток в состоянии квантового Холла по всему образцу или только вдоль его краев. Хотя в ранних экспериментах по квантовому эффекту Холла холловская проводимость σ_{xy} не измерялась прямо, казалось очевидным, что ее величина соответствует ρ_{xy} , в согласии с представлением о токе, текущему по всему образцу; само собой разумеется, конечное значение σ_{xy} доказывало бы существование делокализованных состояний на уровнях Ландау. Эти представления были подвергнуты сомнению в модели краевых токов. С точки зрения этой модели, делокализованные состояния в объеме образца не существенны, а задача о распределении токов в квантовом эффекте Холла сводится к одномерной задаче о коэффициентах прохождения и отражения, соответствующих току обратного рассеяния между краями на уровне Ферми. Существенно, что в случае, когда краевые токи дают значительный вклад в общий ток, процедура обращения тензоров проводимости/сопротивления некорректна, поскольку проводимости σ_{xx} и σ_{xy} относятся к объему двумерной электронной системы.

Чтобы проверить, квантуется ли холловская проводимость или нет, были необходимы прямые измерения σ_{xy} , исключающие возможность шунтирования со стороны краевых токов. Такие измерения, эквивалентные мысленному эксперименту Лафлина [8, 9], были произведены с помощью образца в геометрии Корбино, которая позволяет отделить объемный вклад в общий ток. Обнаруженное квантование σ_{xy} показывает, что холловский ток в квантовом эффекте Холла течет не только вдоль краев, но и во всем объеме двумерной электронной системы по делокализованным состояниям в заполненных уровнях Ландау. В образцах холловской геометрии, диссипативный ток обратного рассеяния должен быть скомпенсирован холловским током в заполненных уровнях Ландау, что приводит к падению напряжения вдоль образца. Это — важная часть модели краевых токов.

Вопреки стандартному подходу к краевым каналам как к скачущим орбитам в ограничивающем потенциале, который резко изменяется на масштабе магнитной длины $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$, оказалось, что в большинстве образцов профиль потенциала на краю пологий и охватывает намного большее расстояние, чем l_B . Изображения краевых областей, в которых масштаб изменения ограничивающего потенциала достигал ≈ 10 мкм, были получены в оптических экспериментах по измерению холловского фотонапряжения на стандартных образцах холловской геометрии.

В разделе 1.5 исследуется существование настоящего перехода металл-диэлектрик в нулевом магнитном поле. В случае $B = 0$ ожидается, что делокализованных состояний не существует, по крайней мере, в двумерных электронных системах со слабым взаимодействием. Однако, экспериментальный критерий обращения в нуль энергии активации и исчезновения нелинейности вольтамперных характеристик, полученного по экстраполяции из диэлектрической фазы, приводит к противоположному выводу, хотя он и не дает абсолютной достоверности сам по себе. Для прояснения ситуации, необходимо экспериментальное подтверждение по независимой методике.

Альтернативный критерий основывается на анализе температурных зависимостей удельного сопротивления при $B = 0$. При условии, что сопротивление сильно меняется с температурой, зависимости с положительной (отрицательной) производной $d\rho/dT$ указывают на металл (диэлектрик). Если допустима экстраполяция $\rho(T)$ к $T = 0$, то критическая точка перехода металл-диэлектрик определяется условием $d\rho/dT = 0$. В случае двумерных электронных систем с низким уровнем беспорядка в кремниевых МОП структурах, при некоторой плотности электронов удельное сопротивление практически не зависит от температуры в широком диапазоне температур [10]. Эта линия разделяет кривые с положительной и отрицательной производной $d\rho/dT$ почти симметрично при температурах выше 0.2 К [11]. Предполагая, что она остается горизонтальной вплоть до $T = 0$, можно определить критическую точку n_c , которая оказывается соответствующей удельному сопротивлению $\rho \approx 3h/e^2$.

Недавно, оба имеющихся критерия были одновременно использованы на переходе металл-диэлектрик в двумерных кремниевых МОП структурах со слабым беспорядком. В нулевом магнитном поле оба метода дают одну и ту же критическую плотность. Поскольку одна из методик не зависит от температуры, их согласие сильно поддерживает существование настоящего перехода металл-диэлектрик при $B = 0$.

В присутствии параллельного магнитного поля ситуация кардинально меняется. В состоянии, полностью поляризованном по спину, кривые $\rho(T)$ не только не имеют симметрии относительно средней кривой, но и все имеют отрицательную производную $d\rho/dT$ во всем диапазоне температур, хотя сами значения ρ сравнимы с наблюдаемыми в случае $B = 0$. Металлическое ($d\rho/dT > 0$) поведение сопротивления с температурой, наблюдаемое при высоких плотностях электронов, оказывается слабым, так что метод производной не работает. Из-за этого, остается неясным, существует ли настоящий переход металл-диэлектрик в параллельном магнитном поле. Этот вывод очень похож на ситуацию с двумерными электронными системами с более сильным беспорядком в нулевом магнитном поле. В этом случае металлическое ($d\rho/dT > 0$) поведение тоже подавлено или вовсе отсутствует и экстраполяция слабых зависимостей $\rho(T)$ к $T = 0$ не оправдана, что делает невозможным использование критерия производной для определения критической точки перехода металл-диэлектрик.

Во второй главе исследуется поведение gm вблизи перехода металл-диэлектрик. Падение сопротивления двумерных электронных систем со слабым беспорядком в кремниевых МОП структурах при уменьшении температуры оказалось сильным по сравнению с металлическим $\rho(T)$, ожидаемым исходя из теорий зависящей от температуры экранировки [12, 13]. По этой причине оно рассматривалось как проявление сильного электрон-электронного взаимодействия. Недавно на физику этого явления был пролит свет. Был обнаружен значительный рост отношения спинового и циклотронного расщеплений gm при низких плотностях электронов, что свидетельствует о том, что поведение двумерной системы выходит далеко за рамки модели слабо взаимодействующей Ферми-жидкости.

В разделе 2.1 описаны результаты, полученные методом биений осцилляций Шубникова-де Гааза. Отслеживая минимумы осцилляций Шубникова-де Гааза в двумерной электронной системе в наклонных магнитных полях, нетрудно определить отношение спинового и циклотронного расщеплений gm , которое пропорционально спиновой восприимчивости χ . В области высоких плотностей электронов $\geq 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в кремниевых МОП структурах наблюдалось умеренное увеличение gm в ≤ 2.5 раза [14], в согласии с моделью Ферми-жидкости со слабым взаимодействием.

Было обнаружено, что в кремниевых МОП структурах со слабым беспорядком в

перпендикулярных магнитных полях, минимумы осцилляций Шубникова-де Гааза, соответствующие циклотронным расщеплениям ($\nu = 4, 8, 12, 16, \dots$), исчезают по мере уменьшения плотности электронов. За исключением минимума, соответствующего долинному расщеплению при $\nu = 1$, вблизи перехода металл-диэлектрик (который в рассматриваемых образцах происходил при $n_e \approx 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$) сохраняются только минимумы, соответствующие спиновому расщеплению ($\nu = 2, 6, 10, 14, \dots$). Эти данные показывают, что по мере приближения к переходу металл-диэлектрик циклотронные щели (которые равны разнице между циклотронным и спиновым расщеплениями, без учета долинного расщепления) становятся меньше, чем спиновые и, в конце концов, исчезают совсем. Условием исчезновения служит равенство спинового и циклотронного расщепления, или $gm/2m_e = 1$ (где m_e — масса свободного электрона), что более чем в 5 раз превышает значение этого отношения в объеме кремния, $gm/2m_e = 0.19$. Подразумевается, что произведение gm практически не зависит от поля и примерно равно его увеличенному многочастичному значению в нулевом поле. Следовательно, спиновая восприимчивость $\chi \propto gm$ вблизи перехода металл-диэлектрик значительно возрастает.

Эксперименты в наклонном магнитном поле не могут обеспечить достаточной точности в определении поведения перенормированного gm при низкой плотности электронов, поскольку число осцилляций Шубникова-де Гааза вблизи перехода металл-диэлектрик слишком мало. Высокая точность была достигнута в экспериментах по магнетотранспорту в параллельном магнитном поле.

В разделе 2.2 описаны результаты, полученные по скейлингу магнетосопротивления в параллельном поле. Так как толщина двумерной электронной системы в кремниевых МОП структурах мала по сравнению с магнитной длиной в имеющихся полях, параллельное магнитное поле влияет преимущественно на спины электронов, а орбитальные эффекты оказываются подавленными. Было обнаружено, что сопротивление в кремниевых МОП структурах с низкой плотностью электронов изотропно относительно магнитного поля в плоскости двумерного газа и быстро растет с увеличением поля, насыщаясь к постоянному значению выше критического поля B_c , которое зависит от плотности электронов [15, 16]. Поле насыщения B_c соответствует началу полной спиновой поляризации электронной системы [14, 17].

Было обнаружено, что в случае двумерной электронной системы с низким уровнем

беспорядка в кремниевых МОП структурах нормированные кривые магнетосопротивления, измеренные при различных плотностях электронов в пределе низких температур (т.е. когда $\rho(B_{\parallel})$ перестает зависеть от температуры) и построенные в зависимости от B_{\parallel}/B_c , ложатся на одну кривую; при этом скейлинговый параметр B_c нормируется в соответствии с полем насыщения/поляризации. Скейлинг нарушается по мере приближения к переходу металл-диэлектрик, где магнетосопротивление сильно зависит от температуры даже при самых низких температурах достижимых в условиях эксперимента. Поле B_c с высокой точностью пропорционально отклонению электронной плотности от ее критического значения: $B_c \propto (n_s - n_c)$. Используемая методика позволяет определить функциональный вид зависимости $B_c(n_s)$ с высокой точностью, несмотря на то, что абсолютная величина B_c определяется не так точно. Значительный рост произведения gm при низких плотностях электронов, который вытекает из зависимости $B_c(n_s)$, согласуется с увеличенным значением gm , полученным из осцилляций Шубникова-де Гааза, следовательно, хвост локализованных состояний мал и мы имеем дело с чистым пределом. Поэтому, стремление B_c к нулю при конечной плотности электронов n_x близкой к n_c свидетельствует в пользу существования в этой электронной системе ферромагнитного перехода, указывая тем самым, что переход металл-диэлектрик управляется взаимодействием.

Аналогичное заключение о возможности спонтанной спиновой поляризации было сделано на основе скейлинга данных по магнетопроводимости в аналогичных образцах при других плотностях электронов и температурах [18]. Данные о значительном увеличении gm были подкреплены подробным исследованием осцилляций Шубникова-де Гааза в наклонных магнитных полях в кремниевых МОП структурах с низкой плотностью электронов и более высоким уровнем беспорядка [19]. Согласие всех трех наборов данных замечательно, особенно если принять во внимание, что разные группы использовали различные методики, различные образцы и различные диапазоны полей/величины спиновой поляризации.

В разделе 2.3 рассмотрены другие двумерные системы. Аналогичное увеличение спиновой восприимчивости при низких плотностях электронов было обнаружено в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, узких квантовых ямах AlAs, квантовых ямах Si/SiGe. Отметим, что последняя система отличается от всех остальных систем рассеянием на удаленных примесях, на что указывает малое магнетосопротивление в параллельном

поле. Данные определяют зависимость $B_c(n_s)$, критическое поведение которой не столь очевидно. Возможно, это происходит потому, что самая низкая из экспериментально достижимых плотностей все еще весьма высока. Таким образом, во всех изучавшихся двумерных электронных системах, за исключением кремниевых МОП структур, слишком сильный беспорядок и, как следствие, слишком высокие плотности, при которых происходит переход металл-диэлектрик, скрывают возможное критическое поведение спиновой восприимчивости.

Значительное увеличение спиновой восприимчивости $\chi \propto gt$ при низких плотностях электронов может быть, в принципе, вызвано ростом либо g , либо t , либо и того, и другого. В **третьей главе** отдельно определены эффективная масса и g -фактор.

В разделе 3.1 описаны результаты, полученные по наклону металлической температурной зависимости проводимости в нулевом магнитном поле для сильно взаимодействующих двумерных электронных систем с низким уровнем беспорядка в кремниевых МОП структурах. Эффективная масса и g -фактор были определены с помощью недавно появившейся теории зависящих от температуры поправок к проводимости благодаря электрон-электронному взаимодействию [20]. Отметим, что ее главным преимуществом по сравнению с теориями экранировки, зависящей от температуры [12, 13], является то, что новая теория включает аккуратный учет спиновых обменных эффектов. В промежуточном диапазоне температур, предсказываемая зависимость $\sigma(T)$ линейна. Ее наклон зависит от постоянных Ферми-жидкости, которые определяют перенормировку g и t . Можно получить как g , так и t исходя из данных для наклона и произведения gt .

Данные для обратного наклона при низких плотностях хорошо аппроксимируются линейной зависимостью, которая экстраполируется к критической плотности n_c так же, как и B_c . Это наблюдение немедленно показывает, что g -фактор при низких плотностях электронов примерно постоянен, в согласии с видом выражения для наклона в [20].

Перенормировки g и t в зависимости от плотности электронов, определенные в ходе этого анализа, подтверждают предшествующие результаты, относящиеся к более высоким плотностям, но являются удивительными в пределе низких плотностей электронов. В области низких n_s , перенормировка эффективной массы резко растет с уменьшением плотности, в то время как g -фактор остается примерно постоянным. Следовательно,

именно эффективная масса, а не g -фактор, ответственна за резкий рост спиновой восприимчивости в окрестности перехода металл-диэлектрик.

В разделе 3.2 существование значительного увеличения эффективной массы проверено с помощью анализа температурной зависимости осцилляций Шубникова-де Гааза в слабых полях. В пределе низких температур, зависимость $\rho(T)$ насыщается и затухание с температурой осцилляций Шубникова-де Гааза в слабых полях описывается формулой Лифшица-Косевича с постоянной температурой Дингла. Зависимость эффективной массы от плотности электронов, получаемая этим методом, хорошо согласуется с результатами методики, описанной выше. Совпадение результатов, полученных по двум независимым методикам, свидетельствует в пользу справедливости обеих и подтверждает обоснованность применения уравнения Лифшица-Косевича к сильно взаимодействующей двумерной электронной системе в кремниевых МОП структурах.

Чтобы определить, нет ли в увеличении эффективной массы вклада со стороны спинового обмена, была добавлена параллельная компонента магнитного поля, призванная поляризовать электронные спины. В пределах точности эксперимента, значение эффективной массы не зависит от степени спиновой поляризации $\xi = (B_{\perp}^2 + B_{\parallel}^2)^{1/2}/B_c$. Таким образом, зависимость $m(n_s)$ является устойчивой, а само увеличение массы не связано со спинами электронов и обменными эффектами.

Результаты, касающиеся значительного роста эффективной массы, согласуются также с данными о спиновых и циклотронных щелях, полученными методами емкостной спектроскопии и описанными в разделе 3.3. Эта методика основана на определении скачков химического потенциала в двумерной электронной системе при прохождении фактором заполнения щелей в спектре. Провал в магнетоемкости при целочисленном факторе заполнения напрямую связан со скачком химического потенциала при прохождении соответствующей щели в спектре двумерной электронной системы.

g -фактор, определяемый по этой методике, близок к своему значению в объемном кремнии и не меняется при изменении фактора заполнения. Циклотронное расщепление соответствует эффективной массе, значительно увеличенной при низких плотностях электронов. Тем самым, в сильных магнитных полях влияние спинового обмена по-прежнему не проявляется.

Следует отметить, что, в отличие от g -фактора, долинная щель значительно увеличивается при низших факторах заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 3$ и осциллирует при изменении

и. Это напоминает поведение спиновой щели в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, при этом и та, и другая щель линейно растет при увеличении перпендикулярного магнитного поля.

Четвертая глава посвящена термодинамическим измерениям магнетизации в кремниевых МОП структурах со слабым беспорядком. Магнетизация — одна из наименее исследованных характеристик двумерных электронных систем: сигналы, связанные с магнетизацией двумерных электронов, являются слабыми, и их измерение — это трудоемкий эксперимент. Эффект де Гааза-ван Альфена в двумерных электронных системах экспериментально наблюдался с использованием сквид-магнетометров, магнитных катушек, сделанных литографией над затвором, или магнетометров, измеряющих момент. Новый метод был недавно использован в [21] для измерений спиновой магнетизации двумерных электронов в кремниевых МОП структурах. Метод заключается в модуляции магнитного поля с помощью вспомогательной катушки и измерении мнимой компоненты переменного тока, индуцированного между затвором и двумерной электронной системой и пропорционального $\partial\mu/\partial B$. Используя соотношение Максвелла $\partial\mu/\partial B = -\partial M/\partial n_s$, можно определить магнетизацию M , проинтегрировав индуцированный ток по электронной плотности.

Измерения были выполнены на кремниевых (100) МОП структурах с низким уровнем беспорядка с электронной подвижностью в пике $3 \text{ м}^2/\text{Вс}$ и толщиной окисла 149 нм. Образцы замечательны отсутствием хвоста локализованных состояний вплоть до электронных плотностей $n_s \approx 1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, как следует из совпадения величин поля поляризации, определенных из магнетотранспорта в параллельных полях и из анализа осцилляций Шубникова-де Гааза (в первом случае возможный хвост локализованных состояний влияет на B_c , а во втором — нет). Это позволяет исследовать свойства чистой двумерной электронной системы без подмешивания локальных моментов [22, 23]. Второе преимущество используемых образцов — очень низкое сопротивление контактов (в стандартных кремниевых образцах высокое сопротивление контактов становится главной экспериментальной проблемой в пределе низких электронных плотностей/низких температур). Чтобы минимизировать сопротивление контактов, были сделаны узкие щели в металлизации затвора, что позволяет поддерживать высокую электронную плотность рядом с контактами, не зависимо от плотности в основной части образца.

В разделе 4.1 описаны результаты измерений спиновой восприимчивости Паули при низких плотностях электронов в параллельных магнитных полях. Экспериментальные низкотемпературные кривые $d\mu/dB_{\parallel}(n_s)$, отнормированные магнитным полем, коллапсируют в частично поляризованном режиме на одну скейлинговую кривую, интегрирование которой по n_s дает спиновую восприимчивость $\chi = M/B$. Этот метод измерения спиновой восприимчивости, будучи наиболее прямым, однако страдает от возможного влияния неизвестного диамагнитного вклада в измеряемую $d\mu/dB_{\parallel}$, который возникает из-за конечной ширины двумерного электронного слоя. Чтобы проверить, что это влияние пренебрежимо мало в исследуемых образцах, используются еще два независимых метода определения χ . Второй метод основан на определении электронной плотности n_p , при которой $d\mu/dB_{\parallel} = 0$ и которая соответствует началу полной спиновой поляризации. Величина $n_p(B_{\parallel})$ может быть легко пересчитана в $\chi(n_s)$ посредством $\chi = \mu_B n_p / B_{\parallel}$. Отметим, что в контрасте с величиной $d\mu/dB_{\parallel}$, плотность n_p практически не меняется из-за возможного влияния диамагнитного сдвига. Третий метод измерения n_p и χ , нечувствительный к диамагнитному сдвигу, основан на анализе магнетоемкости. По мере того как магнитное поле увеличивается, ступенька возникает на кривых $C(n_s)$ и сдвигается в более высокие электронные плотности. Эта ступенька соответствует резкому изменению термодинамической плотности состояний, когда электронные спины становятся полностью поляризованными.

Отличное согласие между результатами для спиновой восприимчивости Паули, полученными всеми методами, устанавливает, что возможное влияние диамагнитного сдвига мало. Поэтому, справедливость данных, включая данные при наименьших электронных плотностях, оправдана. Хорошее согласие между результатами термодинамических и транспортных измерений усиливает доверие к транспортным данным и подтверждает, что полная спиновая поляризация наступает в поле B_c . Отметим, однако, что свидетельство фазового перехода может быть получено только из термодинамических измерений. Данные измерений магнетизации достигают меньших плотностей, чем транспортные данные, и достигаются бóльшие величины χ , превышающие величину χ_0 в отсутствие взаимодействия почти на порядок. Спиновая восприимчивость Паули ведет себя критически вблизи критической плотности n_c для перехода металл-диэлектрик в нулевом магнитном поле: $\chi \propto n_s / (n_s - n_c)$. Это свидетельствует в пользу наступления спонтанной спиновой поляризации (или Вигнеровский кристалл, или ферромагнитная

жидкость) при низких n_s , хотя в имеющихся в настоящее время образцах образование хвоста локализованных состояний при $n_s \lesssim n_c$ скрывает природу фазы при низкой плотности. Другими словами, до сих пор достигим только начинающийся переход в новую фазу.

Данные для $B_c(n_s)$, полученные из измерений магнетизации и магнетоемкости, совпадают и хорошо описываются общей линейной аппроксимацией, которая экстраполируется в плотность n_χ вблизи n_c . Подчеркнем, что в пределе низких магнитных полей ($B_{\parallel} < 1.5$ Т) скачок в $d\mu/dB_{\parallel}$ сдвигается в изолирующий режим. Это не позволяет достичь более близкой окрестности n_χ : основываясь на данных, полученных в режиме сильной локализации, нельзя делать выводы касательно свойств чистой металлической электронной системы, рассматриваемой здесь. Тот факт, что линейная зависимость $B_c(n_s)$ сохраняется до наименьших достигнутых в эксперименте электронных плотностей, подтверждает, что всегда исследуется чистый металлический режим.

В разделе 4.2 обсуждаются аналогичные измерения термодинамической магнетизации в кремниевых МОП структурах со слабым беспорядком при нецелых факторах заполнения в перпендикулярных и наклонных магнитных полях, которые позволяют напрямую определить спектральные характеристики (g -фактор и циклотронную массу) без каких-либо подгоночных процедур или параметров. По сравнению с ранее использованными измерительными методами, замечательное преимущество нового метода — это то, что он позволяет исследовать спектр двумерной электронной системы, когда уровень Ферми лежит вне спектральных щелей, так что избегаются эффекты взаимодействия между квазичастицами, принадлежащими к разным энергетическим уровням (межуровневое взаимодействие). Хотя внутриуровневое взаимодействие, как обнаружено, сильно влияет на магнетизацию, извлекаемые g -фактор и циклотронная масса нечувствительны к нему. Поэтому, измеряемые спектральные характеристики, вероятно, идентичны с характеристиками непрерывного спектра, и сравнение с ранее найденными величинами g -фактора и эффективной массы является справедливым.

Легко получить эффективный g -фактор из данных для $\partial\mu/\partial B$. Он равен (в единицах магнетона Бора) разнице между $\partial\mu/\partial B$ для электронов со спином вниз (\downarrow) и спином вверх (\uparrow), принадлежащих к тому же уровню Ландау: $\mu_B g = (\partial\mu/\partial B)_{\downarrow} - (\partial\mu/\partial B)_{\uparrow}$. Достаточно далеко от $\nu = 2$ зависимости для $\nu < 2$ и $\nu > 2$ становятся параллельными друг другу. Это гарантирует, что на так полученные g не влияют долинные расщепле-

ние и эффекты внутриуровневого взаимодействия. Последние дают одинаковый вклад в зависимости со спином вверх и спином вниз и, вследствие этого, сокращаются. Беспорядок также дает одинаковый вклад в $\partial\mu/\partial B$ по обе стороны от $\nu = 2$: в магнитных полях до ≈ 3 Т имеются широкие области факторов заполнения, где емкость (т.е. плотность состояний) симметрична относительно $\nu = 2$; кроме того, близость емкости к геометрической свидетельствует, что поправки, вызванные беспорядком, малы. В меньших магнитных полях, однако, электрон-дырочная симметрия относительно $\nu = 2$ нарушается, что устанавливает нижнюю границу для диапазона магнитных полей (и, следовательно, электронных плотностей). Отметим, что температура размывает зависимости аналогично беспорядку: при более высоких температурах емкость при полужелтых факторах заполнения уменьшается, что ведет к ухудшению точности метода.

Тот же самый метод может быть использован для определения циклотронной массы в наклонных магнитных полях, достаточно сильных, чтобы полностью поляризовать электронные спины. Если (и только если) спиновое расщепление превышает циклотронное расщепление, щель при $\nu = 2$ лежит между уровнями Ландау $0 \uparrow$ и $1 \uparrow$, и разность $(\partial\mu/\partial B)_{N=1} - (\partial\mu/\partial B)_{N=0}$ равна $2\mu_B (m_e/m) \cos \phi$, где ϕ — угол наклона поля. Раз электронные спины полностью поляризованы при факторах заполнения выше $\nu = 2$, угол наклона является автоматически достаточно большим для того, чтобы пересечение уровней произошло. Область исследуемых электронных плотностей ограничена сверху условием, что электроны должны быть полностью поляризованы по спину, тогда как максимальное магнитное поле, при котором могла быть приложена модуляция, есть только 8 Т, способное поляризовать электронные спины вплоть до $n_s^* \approx 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Полученные данные хорошо согласуются с g -фактором и эффективной массой из транспортных измерений и со спиновой восприимчивостью Паули, полученной измерениями магнетизации в параллельных магнитных полях, даже если наименьшие электронные плотности, достигнутые в обсуждаемом эксперименте, до некоторой степени выше. Таким образом, в отличие от стонеровского сценария, именно эффективная масса ответственна за драматически увеличенную спиновую восприимчивость при низких электронных плотностях.

В **пятой главе** полученные экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими ожиданиями. Вся совокупность экспериментальных данных не может быть

объяснена существующими теориями. Конкретный механизм, лежащий в основе увеличения спиновой восприимчивости и эффективной массы, остается неясным.

В Заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

Основные результаты работы

1. Экспериментальные исследования фазовой диаграммы металл-диэлектрик в перпендикулярном магнитном поле для двумерных электронных систем со слабым беспорядком показывают, что по мере уменьшения магнитного поля делокализованные состояния на уровнях Ландау всплывают вверх по энергии относительно центров уровней Ландау и сливаются, создавая в пределе нулевого магнитного поля металлическое состояние.

2. Согласие двух методов — анализ сильных температурных зависимостей сопротивления для двумерных электронных систем с низким уровнем беспорядка в кремниевых МОП структурах в нулевом магнитном поле и обращение в нуль энергии активации и исчезновение нелинейности вольтамперных характеристик, полученное по экстраполяции из диэлектрической фазы — свидетельствует в пользу существования настоящего перехода металл-диэлектрик в нулевом магнитном поле. Критический анализ данных, касающихся двумерных электронных систем, показывает, что следствия скейлинговой теории локализации не подтверждаются экспериментом. Основными проблемами, требующими внимания теоретиков, являются конечная ширина зоны делокализованных состояний на уровнях Ландау и настоящий переход металл-диэлектрик в нулевом магнитном поле, существование которого в случае двумерных электронных систем с низким беспорядком сильно поддерживается экспериментальными данными, хотя в случае сильного беспорядка вопрос остается открытым. Также, до сих пор нет теоретического объяснения осцилляций фазовой границы металл-диэлектрик в зависимости от перпендикулярного магнитного поля.

3. Транспортные и термодинамические измерения показывают, что для сильно взаимодействующих двумерных электронных систем с низким уровнем беспорядка в кремниевых МОП структурах спиновая восприимчивость Паули обнаруживает критическое

поведение, характерное для существования фазового перехода, при электронной плотности n_χ . Аналогичный рост спиновой восприимчивости наблюдается и в других двумерных системах.

4. Близость величины n_χ к критической плотности n_c для перехода металл-диэлектрик указывает на то, что переход металл-диэлектрик в кремниевых образцах с очень слабым случайным потенциалом — свойство чистой двумерной системы и вызывается взаимодействием. Природа фазы при низкой плотности ($n_s < n_\chi$) остается неясной, поскольку даже в самых чистых из имеющихся в настоящее время образцов она скрыта остаточным беспорядком в электронной системе.

5. В отличие от стонеровской неустойчивости, рост спиновой восприимчивости вызван увеличением эффективной массы, а не g -фактора. Сильная металлическая температурная зависимость удельного сопротивления связана с увеличенной взаимодействием эффективной массой.

6. Увеличенная эффективная масса не зависит от степени спиновой поляризации, так что происхождение этого увеличения не имеет отношения к спиновым обменным эффектам.

Публикации по теме диссертации

1. A. A. Shashkin, G. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, Floating up of the extended states of Landau levels in a two-dimensional electron gas in silicon MOSFET's. Письма в ЖЭТФ **58**, 215 (1993).
2. A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, G. V. Kravchenko, Insulating phases in a 2D electron system of high-mobility Si MOSFET's. Phys. Rev. B **49**, 14486 (1994).
3. A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, G. V. Kravchenko, M. Wendel, R. Schuster, J. P. Kotthaus, R. J. Haug, K. von Klitzing, K. Ploog, H. Nickel, W. Schlapp, Percolation metal-insulator transitions in the two-dimensional electron system of AlGaAs/GaAs heterostructures. Phys. Rev. Lett. **73**, 3141 (1994).
4. S. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, D. A. Bloore, T. M. Klapwijk, Shubnikov-de Haas oscillations near the metal-insulator transition in a two-dimensional electron system in silicon. Solid State Commun. **116**, 495 (2000).
5. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, T. M. Klapwijk, Indication of the ferromagnetic instability in a dilute two-dimensional electron system. Phys. Rev. Lett. **87**, 086801 (2001).
6. S. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, Comment on "Low-density spin susceptibility and effective mass of mobile electrons in Si inversion layers" (paper by V. M. Pudalov et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002)). Phys. Rev. Lett. **89**, 219701 (2002).
7. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, T. M. Klapwijk, Sharp increase of the effective mass near the critical density in a metallic two-dimensional electron system. Phys. Rev. B **66**, 073303 (2002).
8. A. A. Shashkin, M. Rahimi, S. Anissimova, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, T. M. Klapwijk, Spin-independent origin of the strongly enhanced effective mass in a dilute 2D electron system. Phys. Rev. Lett. **91**, 046403 (2003).

9. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, T. M. Klapwijk, Sharply increasing effective mass: a precursor of a spontaneous spin polarization in a dilute two-dimensional electron system. *J. Phys. A: Math. Gen.* **36**, 9237 (2003).
10. А. А. Шашкин, Переходы металл-диэлектрик и эффекты электрон-электронного взаимодействия в двумерных электронных системах. *УФН* **175**, 139 (2005).
11. V. T. Dolgoplov, G. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, Metal-insulator transition in Si inversion layers in the extreme quantum limit. *Phys. Rev. B* **46**, 13303 (1992).
12. A. A. Shashkin, G. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, S. V. Kravchenko, J. E. Furneaux, Comment on “Fate of the delocalized states in a vanishing magnetic field” (paper by I. Glazman et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 594 (1995)). *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2248 (1995).
13. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, T. M. Klapwijk, Metal-insulator transition in a 2D electron gas: Equivalence of two approaches for determining the critical point. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 266402 (2001).
14. V. T. Dolgoplov, G. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, Percolation metal-insulator transition in a 2D electron gas of Si MOSFET under the ultra-quantum limit condition. *Письма в ЖЭТФ* **55**, 146 (1992).
15. V. T. Dolgoplov, G. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, Properties of electron insulating phase in Si inversion layers at low temperatures. *Письма в ЖЭТФ* **55**, 701 (1992).
16. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, G. V. Kravchenko, C. J. Emeleus, T. E. Whall, Metal-insulator transition in a two-dimensional hole gas of Si/SiGe heterostructures. Quantum or classical percolation? *Письма в ЖЭТФ* **62**, 152 (1995).
17. В. Т. Долгополов, А. А. Шашкин, Б. К. Медведев, В. Г. Мокеров, Скейлинг в условиях целочисленного квантового эффекта Холла. *ЖЭТФ* **99**, 201 (1991).
18. В. Т. Долгополов, Н. Б. Житенев, А. А. Шашкин, Прямое экспериментальное до-

казательство существования делокализованных состояний под уровнем Ферми в условиях квантового эффекта Холла. Письма в ЖЭТФ **52**, 826 (1990).

19. V. T. Dolgoplov, N. B. Zhitenev, A. A. Shashkin, New method for determining Hall conductivity in IQHE regime. *Europhys. Lett.* **14**, 255 (1991).

20. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, N. B. Zhitenev, S. I. Dorozhkin, K. von Klitzing, Quantum Hall effect in the absence of edge currents. *Phys. Rev. B* **46**, 12560 (1992).

21. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, G. V. Kravchenko, S. I. Dorozhkin, K. von Klitzing, Charge transfer in an inhomogeneous 2D electron system in the arrangement of Laughlin's "gedanken" experiment. *Phys. Rev. B* **48**, 8480 (1993).

22. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, J. M. Broto, H. Rakoto, S. Askenazy, Quantization of the Hall conductivity well beyond the adiabatic limit in pulsed magnetic fields. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5566 (2001).

23. V. T. Dolgoplov, G. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, Magnetoresistance of 2D systems with slow electron exchange between quantum levels. *Solid State Commun.* **78**, 999 (1991).

24. A. A. Shashkin, A. J. Kent, P. A. Harrison, K. R. Strickland, L. Eaves, M. Henini, Photoresistance imaging of quantum Hall devices. *Semicond. Sci. Technol.* **9**, 2110 (1994).

25. A. A. Shashkin, A. J. Kent, P. A. Harrison, L. Eaves, M. Henini, Edge channels and the quantum-Hall-effect breakdown. *Phys. Rev. B* **49**, 5379 (1994).

26. A. A. Shashkin, A. J. Kent, J. R. Owers-Bradley, A. J. Cross, P. Hawker, M. Henini, Hall photovoltage imaging of the edge of a quantum Hall device. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5114 (1997).

27. A. A. Shashkin, A. J. Kent, P. Hawker, M. Henini, Time-resolved imaging of the boundary excitations of a two-dimensional electron gas in a magnetic field. *Phys. Rev. B* **60**, R16307 (1999).

28. A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, S. I. Дорожкин, Шнурование холловского тока при нелинейных условиях в двумерной электронной системе в квантующем магнитном поле. *ЖЭТФ* **91**, 1897 (1986).

29. V. T. Dolgoplov, E. V. Deviatov, A. A. Shashkin, U. Wieser, U. Kunze, G. Abstreiter, K. Brunner, Remote-doping scattering and the local field corrections in the 2D electron system in a modulation-doped Si/SiGe quantum well. *Superlattices Microstruct.* **33**, 271 (2003).

30. A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, S. V. Kravchenko, Comment on “Interaction effects in conductivity of Si inversion layers at intermediate temperatures” (paper by V. M. Pudalov et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 126403 (2003)). *Phys. Rev. Lett.* **93**, 269705 (2004).

31. A. A. Shashkin, E. V. Deviatov, V. T. Dolgoplov, A. A. Kapustin, S. Anissimova, A. Venkatesan, S. V. Kravchenko, T. M. Klapwijk, Conductivity of a spin-polarized two-dimensional electron liquid in the ballistic regime. *Phys. Rev. B* **73**, 115420 (2006).

32. V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, Strong enhancement of the valley splitting in a two-dimensional electron system in silicon. *Phys. Rev. B* **67**, 113305 (2003).

33. V. S. Khrapai, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, Direct measurements of the spin and the cyclotron gaps in a 2D electron system in silicon. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 126404 (2003).

34. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, A. V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J. P. Kotthaus, M. Holland, Direct measurements of the spin gap in the two-dimensional electron gas of AlGaAs-GaAs heterojunctions. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 729 (1997).

35. A. A. Shashkin, S. Anissimova, M. R. Sakr, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, T. M. Klapwijk, Pauli spin susceptibility of a strongly correlated two-dimensional electron liquid. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 036403 (2006).

36. S. Anissimova, A. Venkatesan, A. A. Shashkin, M. R. Sakr, S. V. Kravchenko, T. M. Klapwijk, Magnetization of a strongly interacting two-dimensional electron system in perpendicular magnetic fields. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 046409 (2006).

Литература

- [1] D. E. Khmel'nitskii, Phys. Lett. A **106**, 182 (1984).
- [2] R. B. Laughlin, Phys. Rev. Lett. **52**, 2304 (1984).
- [3] S. V. Kravchenko, G. V. Kravchenko, J. E. Furneaux, V. M. Pudalov, M. D'Iorio, Phys. Rev. B **50**, 8039 (1994).
- [4] X. P. A. Gao, A. P. Mills Jr., A. P. Ramirez, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Phys. Rev. Lett. **89**, 016801 (2002).
- [5] J. Zhu, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, K. W. West, Phys. Rev. Lett. **90**, 056805 (2003).
- [6] K. von Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- [7] S. Kivelson, D. H. Lee, S. C. Zhang, Phys. Rev. B **46**, 2223 (1992).
- [8] R. B. Laughlin, Phys. Rev. B **23**, 5632 (1981).
- [9] A. Widom, T. D. Clark, J. Phys. D **15**, L181 (1982).
- [10] S. V. Kravchenko, T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **84**, 2909 (2000).
- [11] D. Simonian, S. V. Kravchenko, M. P. Sarachik, Phys. Rev. B **55**, R13421 (1997).
- [12] F. Stern, Phys. Rev. Lett. **44**, 1469 (1980).
- [13] A. Gold, V. T. Dolgoplov, Phys. Rev. B **33**, 1076 (1986).
- [14] T. Okamoto, K. Hosoya, S. Kawaji, A. Yagi, Phys. Rev. Lett. **82**, 3875 (1999).
- [15] D. Simonian, S. V. Kravchenko, M. P. Sarachik, V. M. Pudalov, Phys. Rev. Lett. **79**, 2304 (1997).
- [16] V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer, Письма в ЖЭТФ **65**, 887 (1997).
- [17] S. A. Vitkalov, H. Zheng, K. M. Mertes, M. P. Sarachik, T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **85**, 2164 (2000).
- [18] S. A. Vitkalov, H. Zheng, K. M. Mertes, M. P. Sarachik, T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **87**, 086401 (2001).
- [19] V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima, N. Butch, E. M. Dizhur, G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
- [20] G. Zala, B. N. Narozhny, I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **64**, 214204 (2001).
- [21] O. Prus, Y. Yaish, M. Reznikov, U. Sivan, V. Pudalov, Phys. Rev. B **67**, 205407 (2003).

[22] V. T. Dolgoplov, A. Gold, Phys. Rev. Lett. **89**, 129701 (2002).

[23] A. Gold, V. T. Dolgoplov, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 7091 (2002).