

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Переходы металл – диэлектрик и эффекты электрон-электронного взаимодействия в двумерных электронных системах

А.А. Шашкин

Дается обзор и критический анализ экспериментальных результатов, относящихся к переходам металл–диэлектрик и аномальным свойствам двумерных электронных систем с сильным взаимодействием. Особое внимание уделено последним результатам, касающимся значительного увеличения спиновой восприимчивости и эффективной массы в кремниевых МОП-структурах с низким уровнем беспорядка.

PACS numbers: 71.30.+h, 73.40.Qv, 73.43.–f

Содержание

1. Введение (139).
 2. Фазовая диаграмма металл–диэлектрик в магнитном поле (141).
2.1. Всплывание делокализованных состояний в перпендикулярных магнитных полях. 2.2. Подобие диэлектрической фазы и фаз квантового эффекта Холла. 2.3 Краевые каналы и прямые измерения квантованной холловской проводимости. 2.4. Настоящий переход металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле и фазовая граница в параллельном магнитном поле.
 3. Многочастичные явления в двумерных электронных системах с низкой плотностью носителей (151).
3.1. Рост g вблизи перехода металл–диэлектрик и возможный ферромагнитный переход. 3.2. Раздельное определение эффективной массы и g -фактора. 3.3. Вигнеровский кристалл или ферромагнитная ферми-жидкость? С точки зрения теории.
 4. Заключение (159).
- Список литературы (159).

1. Введение

Электронная система называется двумерной, если электроны свободно перемещаются в плоскости, но их движение в направлении, перпендикулярном плоскости, ограничено потенциальной ямой и квантовано. В подобной системе при низкой плотности электронов реализуется предел сильного электрон-электронного взаимодействия — энергия взаимодействия намного превосхо-

дит кинетическую энергию. Сила взаимодействия характеризуется отношением кулоновской энергии и энергии Ферми: $r_s^* = E_{ee}/E_F$. Если эффективная масса электрона равна зонной массе, то в случае одной долины параметр взаимодействия r_s^* совпадает с радиусом Вигнера–Зейтца двумерной электронной системы, $r_s = 1/(\pi n_s)^{1/2} a_B$, и, следовательно, возрастает с уменьшением плотности электронов n_s (здесь a_B — радиус Бора в полупроводнике). Основное состояние такой системы может быть вигнеровским кристаллом, который характеризуется пространственным и спиновым порядком [1], ферромагнитной ферми-жидкостью со спонтанным спиновым упорядочением [2], парамагнитной ферми-жидкостью [3] и т.д. Для случая сильного взаимодействия ($r_s \gg 1$) на сегодняшний день аналитической теории нет. По данным численного моделирования [4], вигнеровская кристаллизация ожидается в чрезвычайно разреженном случае, когда r_s достигает примерно 35. Уточненные численные расчеты [5] предсказывают, что до кристаллизации, в диапазоне значений параметра взаимодействия $25 \leq r_s \leq 35$, основным состоянием системы является коррелированная ферромагнитная ферми-жидкость. 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. Возможно, что между вигнеровским кристаллом и парамагнитной ферми-жидкостью имеются и другие промежуточные фазы, помимо ферромагнитной ферми-жидкости.

Беспорядок, неизбежно присутствующий в реальных двумерных электронных системах, коренным образом меняет картину, изложенную выше, и значительно усложняет задачу. Согласно скейлинговой теории локализации [6], все электроны в бесконечной разупорядоченной двумерной системе без взаимодействия в нулевом магнитном поле при нулевой температуре локализованы. При конечных температурах различают режимы

А.А. Шашкин. Институт физики твердого тела РАН,
142432 Черноголовка, Московская обл., Российская Федерация
Тел. (095) 720-49-59 доб. 2-29-46
Факс (096) 524-97-01
E-mail: shashkin@issp.ac.ru

Статья поступила 16 июня 2004 г.,
после доработки 18 октября 2004 г.

сильной и слабой локализации: 1) в случае сильной локализации проводимость двумерной электронной системы носит активационный характер и ее удельное сопротивление расходится экспоненциально при $T \rightarrow 0$; 2) в противоположном случае слабой локализации удельное сопротивление растет с понижением температуры логарифмически, благодаря увеличенной вероятности рассеяния электронов на примесях назад в точку старта. Любопытно, что включение слабого взаимодействия между электронами ($r_s < 1$) содействует локализации [7]. Однако было предсказано, что в случае слабого беспорядка и $r_s \gtrsim 1$ возможно существование металлического основного состояния [8–10].

С точки зрения конкуренции между взаимодействием и беспорядком следует разделять пределы сильного и слабого беспорядка. Поскольку многие экспериментальные группы не уделяют этому должного внимания, в интерпретации данных возникла неразбериха. В сильно разупорядоченных электронных системах область низких концентраций недостижима из-за вмешательства сильной (андерсоновской) локализации (рис. 1). При более высоких электронных плотностях в многочисленных экспериментах (см., например, [11–13]) наблюдались логарифмические по температуре поправки к удельному сопротивлению, что свидетельствует в пользу теории слабой локализации. Очевидно, что экстраполяция этих малых поправок к $T = 0$ неоправдана, и потому эти эксперименты не могут служить подтверждением теории скейлинга. Эта теория вообще замечательна тем, что ее невозможно экспериментально верифицировать, поскольку все эксперименты неизбежно производятся на образцах конечного размера и при конечных температурах. По существу, работает теория скейлинга или нет — вопрос веры.

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. Таким

образом, эти эксперименты исключают возможность формирования в имеющихся образцах запиннированного вигнеровского кристалла и свидетельствуют в пользу существования в нулевом поле металлического состояния [14–16]. 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 бесконечно высоко [17, 18], вследствие чего основное состояние становится диэлектрическим. Было обнаружено, что для металлического состояния характерно сильное падение удельного сопротивления при понижении температуры [19–21]. Происхождение этого явления было отнесено к сильному электрон-электронному взаимодействию, однако физика явления оставалась неизвестной до самого последнего времени.

Прорыв в этом направлении произошел в последние четыре года. После того, как было обнаружено, что отношение спинового и циклотронного расщепления gm в кремниевых МОП-структурах значительно возрастает при низких n_s [22], 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 к нулю при конечной плотности электронов $n_s \approx 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, близкой к критической плотности перехода металл-диэлектрик n_c для этой электронной системы [23–25]. 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 [26, 27]. 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 [28]. 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, причина увеличения эффективной массы не связана со спином [29, 30]. Любопытно, что перечисленные явления сильнее выражены в кремниевых МОП-структурах, чем в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, хотя дробный квантовый эффект Холла, как правило, связываемый с электрон-электронным взаимодействием, в кремниевых МОП-структурах достоверно не обнаружен.

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 [23]. В этом состоит его качественное отличие от перехода, вызываемого локализацией в образцах с большим беспорядком, происходящего при концентрациях заметно более высоких, чем n_χ , которые к тому же зависят от степени беспорядка. Данный обзор посвящен результатам, относящимся к чистому режиму.

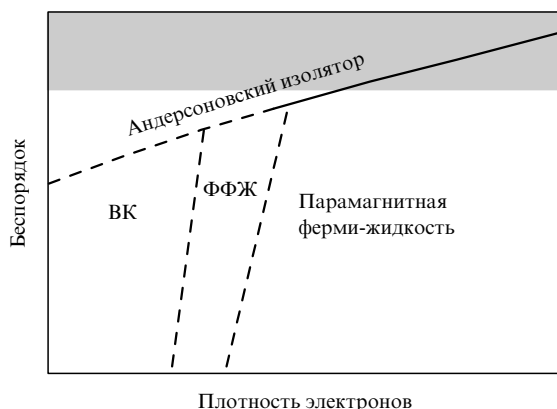


Рис. 1. Схематическая фазовая диаграмма в плоскости беспорядок — плотность электронов n_s . Между вигнеровским кристаллом (БК) и парамагнитной ферми-жидкостью имеется фаза ферромагнитной ферми-жидкости (ФФЖ) [5]. Серым показана область сильного беспорядка.

Имеется несколько хороших обзоров по этой теме, например [31, 32]. Однако эти работы либо уже устарели, либо избегают критики широко распространенных воззрений, таких, как, например теория скейлинга. В дальнейшем я излагаю основные экспериментальные результаты и даю общую картину перехода металл–диэлектрик и аномальных свойств двумерных электронных систем при низкой плотности электронов.

2. Фазовая диаграмма металл–диэлектрик в магнитном поле

В течение последнего десятилетия переходы металл–диэлектрик в перпендикулярных магнитных полях вызвали большой интерес. Экспериментальная деятельность была в значительной степени вызвана теоретическим предсказанием того, что магнитное поле способствует вигнеровской кристаллизации [33–37]. Главным образом изучалась диэлектрическая фаза при низкой плотности электронов, происхождение которой связывалось с возможным формированием вигнеровского кристалла [38–52]. Эта возможность, однако, была исключена в ходе изучения полной фазовой диаграммы металл–диэлектрик, включая состояния квантового эффекта Холла. Исследования показали, что все диэлектрические фазы в имеющихся образцах весьма похожи [14–16]. Любопытно, что есть ряд твердо установленных экспериментальных фактов, которые не привлекли большого внимания теоретиков. Среди прочего, это 1) осцилляции фазовой границы металл–диэлектрик в зависимости от перпендикулярного магнитного поля и 2) конечная ширина зоны делокализованных состояний на уровнях Ландау.

2.1. Всплывание делокализованных состояний в перпендикулярных магнитных полях

2.1.1. Обнаружение. Квантовый эффект Холла (квантование холловского сопротивления $\rho_{xy} = h/ve^2$ при целочисленных факторах заполнения ν в сочетании с обращением в нуль продольного сопротивления ρ_{xx}) [53], предполагающий существование делокализованных состояний на уровнях Ландау (см. раздел 2.3), 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 $B \rightarrow 0$ [17, 18]. Предполагаемая фазовая диаграмма изображена на вставке рис. 2а. Эквивалентная диаграмма в координатах беспорядок–обратный фактор заполнения ($1/\nu = eB/hcn_s$) получила известность как глобальная фазовая диаграмма квантового эффекта Холла [54]. Поскольку не предусматривалось никакого объединения делокализованных состояний, то было предсказано, что их прохождение через уровень Ферми вызовет квантование холловской проводимости в слабых магнитных полях [55, 56].

Уже первая попытка [14] построить экспериментально фазовую диаграмму металл–диэлектрик в кремниевых МОП-структурах с малым беспорядком при низких температурах привела к расхождению с теорией (рис. 2а). В этой работе для определения границы, соответствующей андерсоновскому переходу в режим

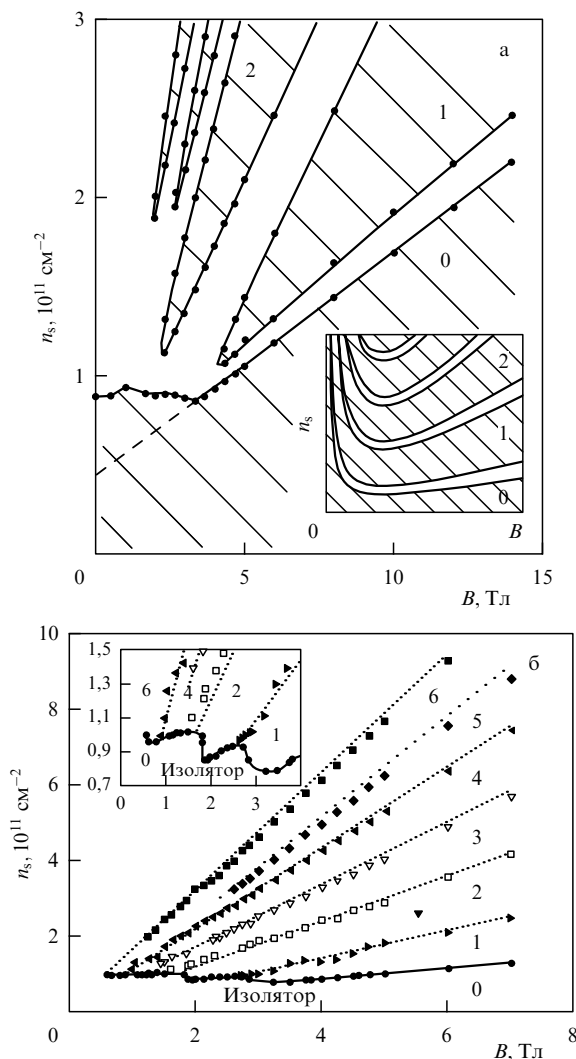


Рис. 2. (а) Фазовая диаграмма металл–диэлектрик в двумерной электронной системе с низким уровнем беспорядка в кремниевых МОП-структурах. Диаграмма построена с использованием критерия отсечки $\sigma_{xx} = e^2/20h$ при температуре $T \approx 25$ мК. Числа указывают безразмерную холловскую проводимость $\sigma_{xy}h/e^2$ в диэлектрических фазах. Наклон штриховой линии близок к $e/2hc$. На вставке схематично показана ожидаемая фазовая диаграмма. (Из работы [14].) (б) Схема делокализованных состояний в кремниевой МОП-структуре со слабым беспорядком, составленная по положению максимумов σ_{xx} . Числа обозначают σ_{xy} в единицах e^2/h . (Из работы [58].)

сильной локализации, использовался довольно условный критерий $\sigma_{xx} = e^2/20h$. Однако, во-первых, было показано, что фазовая граница мало чувствительна к выбору порога отсечки (см., например, [57]). Во-вторых, данное конкретное значение порога находится в согласии с результатами, полученными для состояний квантового Холла по обращению в нуль энергии активации в сочетании с исчезновением нелинейности вольт-амперных характеристик, как определено по экстраполяции данных из диэлектрической фазы [15]. (Отметим, что для фазовой границы, соответствующей самой низкой плотности электронов, последний метод приводит к меньшему значению порога $\sigma_{xx}^{-1} \approx 100$ кОм при температуре ≈ 25 мК.) Металлическая фаза окружает каждую из диэлектрических фаз, описываемых безразмерной холловской проводимостью $\sigma_{xy}h/e^2$, которая ведет подсчет числа квантовых уровней под уровнем Ферми (в случае

двухдолинных структур на кремнии (100), следует учитывать спиновое и долинное вырождения). Это свидетельствует, что делокализованные состояния действительно не исчезают скачком. Вместо этого, при уменьшении магнитного поля они всплывают вверх по энергии относительно центров уровней Ландау и объединяются, образуя металлическое состояние в пределе $B = 0$ (см. разделы 2.2 и 2.4). Кроме того, фазовая граница при низких электронных плотностях осциллирует как функция B с минимумами, соответствующими целочисленным факторам заполнения. Осцилляции фазовой границы проявляются в том, что при плотностях электронов, близких к границе перехода металл – диэлектрик при $B = 0$, амплитуда осцилляций магнетосопротивления расходуется, когда $T \rightarrow 0$ [38]; области, в которых магнетосопротивление расходится, называют возвратной диэлектрической фазой (см. раздел 2.2).

2.1.2. Другие методики и другие двумерные системы. 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 [15, 58] и от выбора двумерной системы [59, 60]. Она была подтверждена при использовании в качестве критерия перехода точки обращения в нуль энергии активации и исчезновения нелинейности вольт-амперных характеристик, определяемой по экстраполяции данных из диэлектрической фазы [15]. Этот метод позволяет определить положение андерсоновского перехода более точно. Кравченко и др. [58] использовали на аналогичных кремниевых МОП-структурах методику, предложенную в [61]. Они исследовали делокализованные состояния, отслеживая максимумы в продольной проводимости в плоскости (B, n_s) (рис. 2б), и обнаружили хорошее согласие с вышеперечисленными результатами. Похожее слияние, по крайней мере, двух нижних делокализованных состояний наблюдалось в более разупорядоченной двумерной дырочной системе в гетероструктуре GaAs/AlGaAs [59] (рис. 3а) и в квантовой яме Ge/SiGe [60] (рис. 3б). В первом случае положение делокализованных состояний определялось по пикам σ_{xx} или по не зависящим от температуры точкам пересечения ρ_{xx} . Во втором — либо по максимумам ρ_{xx} и/или $d\rho_{xy}/dB$, либо по точкам пересечения ρ_{xx} при различных температурах. Необходимо отметить, что в случае неудачного сочетания критерия определения фазовой границы и типа изучаемой двумерной системы может оказаться, что проследить фазовую диаграмму до достаточно слабых магнитных полей невозможно. В работе [61] изучение делокализованных состояний в сильно разупорядоченной двумерной электронной системе в гетероструктурах GaAs/AlGaAs производилось путем измерения максимумов продольной проводимости в плоскости (B, n_s) (рис. 3в). В этом эксперименте оказалось невозможным достичь искомой области фазовой диаграммы ниже 2 Тл из-за сильного затухания шубниковских осцилляций в низких магнитных полях. Это обстоятельство сводит на нет [62] утверждение Глозмана и др. о том, что делокализованные состояния не сливаются [61]. Поведение низшего делокализованного состояния на рис. 3в, которое с точки зрения Глозмана и др. [61] всплывает над

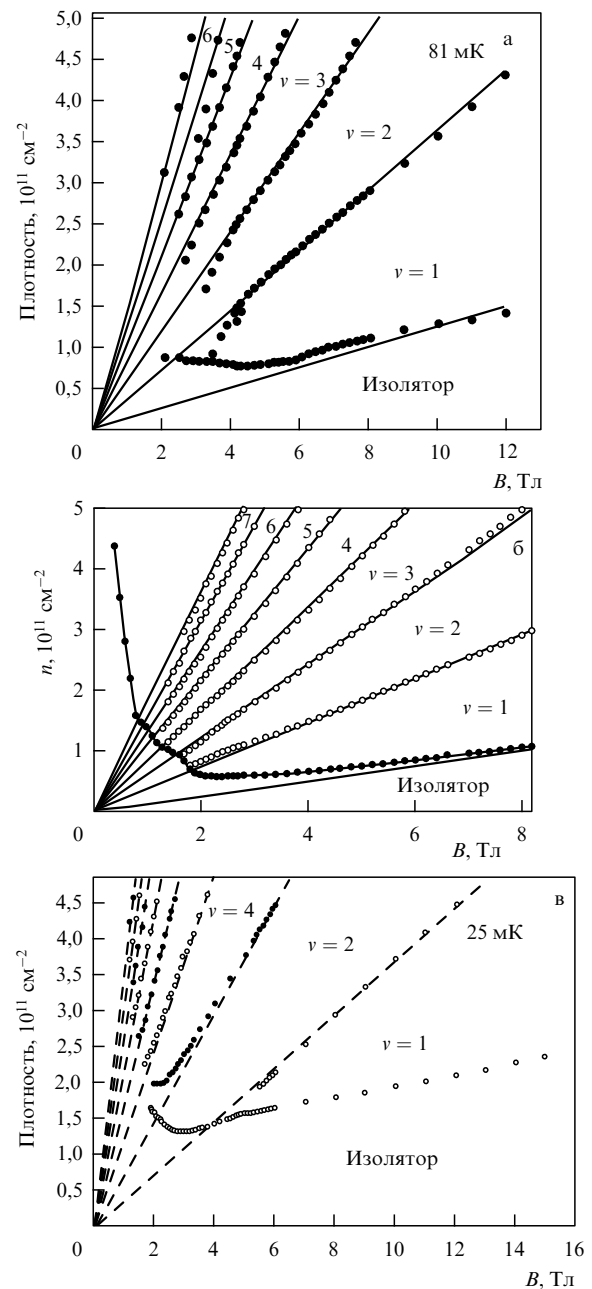


Рис. 3. (а) Схема делокализованных состояний для сильно разупорядоченной двумерной дырочной системы в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Каждая точка представляет собой либо отдельный пик в σ_{xx} , либо не зависящую от температуры точку пересечения кривых ρ_{xx} . Числа указывают значения $\sigma_{xy}h/e^2$. (Из работы [59].) (б) Схема делокализованных состояний в сильно разупорядоченной двумерной дырочной системе в квантовой яме Ge/SiGe. Пустые кружки указывают положение максимумов в ρ_{xx} и/или $d\rho_{xy}/dB$. Сплошные кружки соответствуют точкам пересечения ρ_{xx} при различных температурах. Числа указывают значения $\sigma_{xy}h/e^2$. (Из работы [60].) (в) Поведение делокализованных состояний, определенных как максимумы в σ_{xx} , в сильно разупорядоченной двумерной электронной системе в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Числа указывают σ_{xy} в единицах e^2/h . (Из работы [61].)

уровнем Ферми при $B \rightarrow 0$, объясняется всего лишь наличием минимума осцилляции фазовой границы при факторе заполнения $\nu = 2$, подобно минимуму при $\nu = 1$ на рис. 3а и случаю кремниевых МОП-структур (см. рис. 2). Такой минимум проявляется в том, что в ρ_{xx}

существует минимум при целом $\nu \geq 1$, зажатый между диэлектрической фазой [38, 63–67]. 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. Глозман и др. [61] обнаружили, что критерий пороговой отсечки дает горизонтальную фазовую границу вплоть до $B = 0$, что согласуется с данными для кремниевых МОП-структур (рис. 2а). В противоположность этому, Хильк и др. [60] использовали метод, основанный на температурных зависимостях ρ_{xx} , и обнаружили изгиб фазовой границы вверх (рис. 3б). Отметим, что обоснованность данных на рис. 3б для низшего делокализованного состояния в магнитных полях $\lesssim 1,5$ Тл сомнительна, поскольку анализируемая Хильком и др. [60] слабая температурная зависимость ρ_{xx} в этих условиях не может быть надежно отнесена ни к диэлектрику, ни к металлу. То же самое относится к похожим температурным зависимостям, наблюдавшимся, например в работах [68–74].

2.1.3. Режим слабого поля. 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 $T = 0$. В двумерных электронных системах с низкой плотностью носителей и достаточно слабым беспорядком удельное сопротивление ρ значительно понижается при уменьшении температуры, что позволяет использовать независимый подход к проблеме. При условии, что зависимость ρ от температуры достаточно сильна, состояния с $d\rho/dT > 0$ ($d\rho/dT < 0$) могут быть отнесены к металлической (диэлектрической) фазе [19–21, 75, 76]. Если экстраполяция температурных зависимостей ρ к $T = 0$ допустима, то кривая с $d\rho/dT = 0$ должна соответствовать переходу металл–диэлектрик. То, что эта методика и метод, основанный на обращении в нуль энергии активации в сочетании с исчезновением нелинейности вольт-амперных характеристик, которое определяется по экстраполяции данных из диэлектрической фазы, дают одинаковые результаты, является сильным аргументом в пользу существования настоящего перехода металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле [77] (см. раздел 2.4). Поскольку в более разупорядоченных двумерных системах металлическое ($d\rho/dT > 0$) поведение становится слабым (см., например, [78–85]) или вообще исчезает, экстраполяция этих слабых температурных зависимостей ρ к $T = 0$ с целью разграничить металл и диэлектрик является заведомо неоправданной. Если одна из методик не работает, необходим другой способ подтверждения результатов, полученных по второму методу. К сожалению, такого способа пока неизвестно. По этой причине остается неясным, существует ли настоящий переход металл–диэлектрик при $B = 0$ в сильно разупорядоченных двумерных электронных системах.

2.1.4. Осцилляции фазовой границы. Еще одним важным обстоятельством является то, что линия, ограничивающая на фазовой диаграмме диэлектрическую область с $\sigma_{xy} = 0$, осциллирует (см., например, рис. 2). Следует

отметить, что эти осцилляции сохраняются при уменьшении магнитных полей до значений, соответствующих заполнению высоких уровней Ландау, что видно также из осцилляций магнетосопротивления [38, 63, 67]. Период осцилляций включает следующие стадии: при уменьшении магнитного поля низшие делокализованные состояния следуют за уровнем Ландау, затем всплывают по энергии относительно его центра, и, наконец, сливаются с делокализованными состояниями следующего квантового уровня. В исходном варианте рассмотрения [17, 18, 54, 55] последняя стадия отсутствовала, что вело к расхождению между экспериментом и теорией. В последнее время теоретические усилия были сосредоточены на модификации глобальной фазовой диаграммы квантового эффекта Холла с целью добиться топологической совместимости с наблюдаемой фазовой диаграммой металл–диэлектрик. Было предсказано, что делокализованные состояния на уровне Ландау со спином вверх и спином вниз должны сливаться [86, 87] (рис. 4а). Однако с точки зрения наиболее низких делокализованных состояний топология фазовой диаграммы изменяется только для самого низшего уровня Ландау; кроме того, здесь состояния не всплывают перед слиянием. Исследования подтвердили, что смещение делокализованных состояний на уровнях Ландау относительно центров, вызванное перемешиванием уровней Ландау из-за беспорядка, действительно мало [88–93]. В рамках моделей сильной связи сначала было получено свидетельство

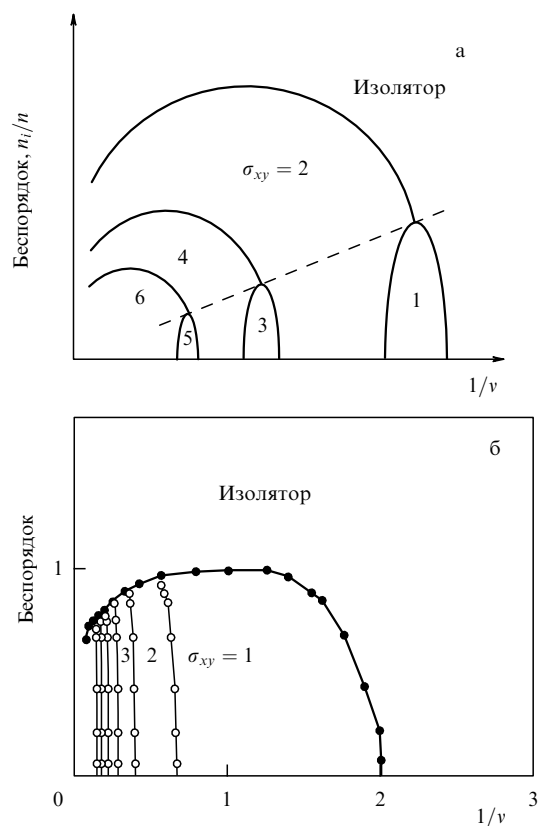


Рис. 4. (а) Схема модифицированной глобальной фазовой диаграммы квантового эффекта Холла в приближении среднего поля без учета зеемановского расщепления. Штриховая линия соответствует исчезновению обменно-увеличенного спинового расщепления. (Из работы [86].) (б) Фазовая диаграмма по результатам численных расчетов в рамках модели сильной связи. (Из работы [103].)

того, что делокализованные состояния исчезают [94–96], однако оно было подвергнуто критике в связи с сомнениями в уместности подобной решеточной модели при изучении системы континуума [97, 98]. Позже, в работах [99–101] было обнаружено всплывание делокализованных состояний без их слияния. Шенг и Венг [102, 103], напротив, получили объединение делокализованных состояний, хотя и без осциллирующего поведения самого нижнего состояния (рис. 4б). На сегодняшний день, явление осцилляций фазовой границы все еще не имеет теоретического описания.

В заключение этого раздела я хочу сделать несколько замечаний относительно других способов определения фазовой границы металл–диэлектрик. Была предпринята попытка найти фазовую границу в пределе $B = 0$ с помощью критерия $\sigma_{xy} = e^2/2h$ [104]. Однако при $B \rightarrow 0$ это значение σ_{xy} не является особым ни в каком смысле. Была предложена идея связать с переходом металл–диэлектрик минимум обратной сжимаемости [105]. Однако недавно было показано, что в нулевом магнитном поле этот минимум располагается при плотностях носителей, которые существенно выше перколяционного перехода металл–диэлектрик [106]. Например, в сильно разупорядоченных двумерных системах он может быть расположен вблизи точки пересечения кривых сопротивления при различных температурах [105], которая формально дает завышенное значение плотностей перехода металл–диэлектрик из-за подавления металлического поведения (см. раздел 2.4).

2.2. Подобие диэлектрической фазы и фаз квантового эффекта Холла

2.2.1. Способы сравнения и его результаты. Около десяти лет назад основное внимание исследователей было сосредоточено на диэлектрической фазе при низких плотностях электронов как на вероятном кандидате на реализацию вигнеровского кристалла. Предполагалось, что упоминавшееся выше возвратное поведение есть следствие противоборства между квантовым эффектом Холла и запиннированным вигнеровским кристаллом [38, 39]. Другим бесспорным доводом было сильно нелинейное поведение вольт-амперных характеристик в диэлектрической фазе, которое связывалось с депиннингом вигнеровского кристалла [40, 41]. Аналогичные свойства диэлектрической фазы в двумерных электронных (вблизи $\nu = 1/5$) [42–49] и дырочных (вблизи $\nu = 1/3$) [50–52] системах в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с относительно слабым беспорядком также приписывались запиннированному вигнеровскому кристаллу, перемежающемуся фазой дробного квантового эффекта Холла. Обсуждался и иной сценарий, связанный с перколяционным переходом металл–диэлектрик [57, 107, 108]. Для того чтобы различить два этих варианта, было произведено сравнение поведения активационной энергии и вольт-амперных характеристик в диэлектрической фазе и в фазах квантового Холла [15, 16, 109].

В отличие от диэлектрической фазы при низких плотностях электронов, вольт-амперные характеристики в фазах квантового эффекта Холла определяются по-разному в геометрии Корбино и в холловской геометрии. В первом случае бездиссипативный холловский ток не дает вклада в диссипативный ток, пропорциональный σ_{xx} , что позволяет производить непосредственные измерения вольт-амперных характеристик для любых ди-

электрических фаз. Во втором случае два токовых канала соединены краевыми каналами (см. раздел 2.3), и вольт-амперные характеристики соответствуют кривым пробоя квантового эффекта Холла. Диссипативный ток обратного рассеяния I , текущий между противоположными краевыми каналами, уравнивается холловским током, связанным с продольным напряжением V_{xx} и текущим по заполненным уровням Ландау. Благодаря тому, что значения σ_{xy} квантованы, возможно определение значения $I = \sigma_{xy} V_{xx}$ и холловского напряжения $V = I_{sd}/\sigma_{xy}$ исходя из экспериментальных зависимостей V_{xx} от тока исток–сток I_{sd} в режиме пробоя, при условии, что $\sigma_{xx} \ll \sigma_{xy}$. Зависимость $V(I)$ является вольт-амперной характеристикой, которая эквивалентна случаю геометрии Корбино [15] (рис. 5). Оказалось, что не только все вольт-амперные кривые для различных диэлектрических фаз сходны друг с другом, но и их поведение вблизи фазовых границ металл–диэлектрик одинаково (рис. 6а). Зависимость критического напряжения V_c от расстояния до фазовой границы близка к квадратичной [41, 57]. 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 (рис. 6б). Величина E_a определяется по температурной зависимости проводимости в линейной области вольт-амперных характеристик. Эта зависимость является активационной при не слишком низких температурах [110]; однако

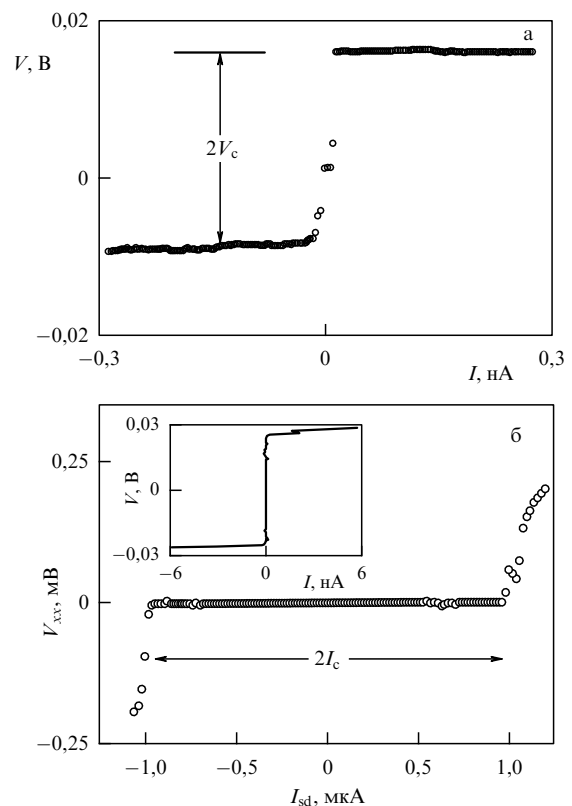


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики в кремниевой МОП-структуре со слабым беспорядком при $B = 12$ Тл и $T \approx 25$ мК в (а) диэлектрической фазе при низкой плотности носителей $n_s = 1,74 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и (б) в диэлектрической фазе с $\sigma_{xy}/e^2 = 1$ при $n_s = 2,83 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В случае (б) измеренная характеристика пробоя $V_{xx}(I_{sd})$ преобразована в вольт-амперную характеристику (вставка). (Из работы [15].)

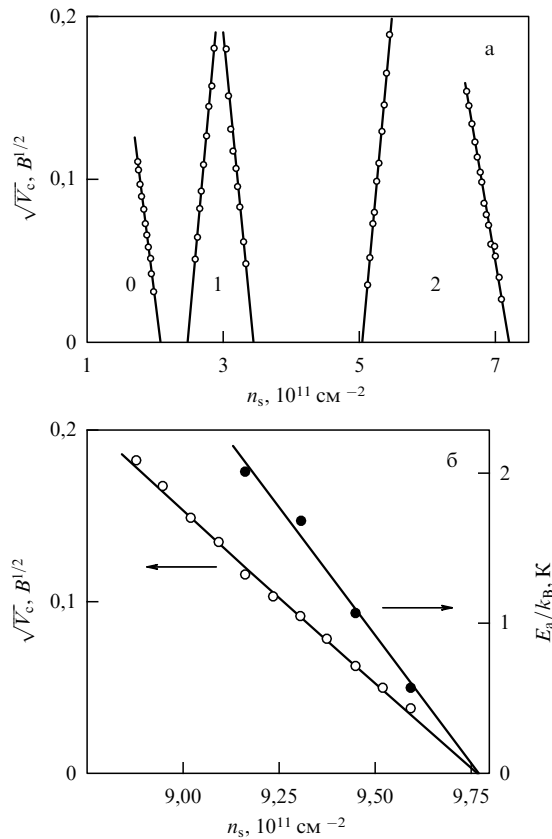


Рис. 6. (а) Квадратный корень из критического напряжения как функция плотности электронов на фазовых границах, соответствующих $\sigma_{xy}h/e^2 = 0, 1$ и 2 при $B = 12$ Тл для двумерной электронной системы со слабым беспорядком в кремниевой МОП-структуре. (б) Поведение критического напряжения и энергии активации вблизи фазовой границы в поле $B = 16$ Тл. (Из работы [15].)

она превращается в прыжковую проводимость с переменной длиной прыжка по мере того, как $T \rightarrow 0$ (см. далее). Энергия активации линейно зависит от расстояния от фазовой границы, что отражает постоянство термодинамической плотности состояний вблизи точки перехода (см. также раздел 2.4). Пороговое поведение вольт-амперных характеристик связано с пробоем в диэлектрической фазе. Пробой возникает при условии, что локализованные электроны, находящиеся на уровне Ферми, набирают в электрическом поле V_c/d на расстоянии масштаба длины локализации L достаточно энергии, чтобы попасть на порог подвижности [15, 111]:

$$\frac{eV_c L}{d} = |E_c - E_F|, \quad (1)$$

где d — размер образца в соответствующем направлении. 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 $s = 4/3$ [112]. Значения длины локализации практически совпадают в окрестностях всех фазовых границ металл–диэлектрик, что означает, что все диэлектрические фазы похожи друг на друга даже количественно. Следует отметить, что, поскольку локализационная длина в уравнении (1) мала по сравнению с размерами образца, положение фазовой границы, определяемое

по обращению этой величины в бесконечность, относится к бесконечной двумерной системе. Обращение E_a и V_c в нуль в одной и той же точке (рис. 6б) означает, что возможные смещения порога подвижности из-за конечных размеров образца малы, что, в свою очередь, подтверждает обоснованность экстраполяции к пределу $L \rightarrow \infty$.

По результатам исследований с использованием данной методики можно сделать выводы:

1) поскольку не наблюдается существенных изменений транспортных свойств, запиннигованный вигнеровский кристалл не может быть причиной существования диэлектрической фазы при малых плотностях электронов в имеющихся образцах кремниевых МОП-структур со слабым беспорядком;

2) фазовая диаграмма металл–диэлектрик, изображенная на рис. 2а, получила подтверждение и обоснование;

3) получены свидетельства в поддержку существования перехода металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле (см. раздел 2.4);

4) ширина зоны делокализованных состояний на уровне Ландау конечна.

Все эти выводы верны также для случая относительно слабо разупорядоченных двумерных систем в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с тем отличием, что там фигурируют фазы дробного эффекта Холла. Тем не менее топология фазовой диаграммы остается неизменной, включая осциллирующее поведение линии границы диэлектрической фазы, соответствующей низкой электронной плотности (рис. 7). Как указано в работе [16], перколяционный сценарий перехода в диэлектрическую фазу, соответствующую низкой электронной плотности в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, находит дополнительное подтверждение в результатах исследований высокочастотной проводимости [113] и времяза разрешенной люминесценции двумерных электронов [114].

2.2.2. Конечная ширина зоны делокализованных состояний. Два десятилетия назад было предсказано, что локализационная длина расходится степенным образом вблизи единственного значения энергии E^* , которое соответствует центру уровня Ландау [115–117]: $L(E) \propto |E - E^*|^{-s}$. Идея проверить это предсказание с помощью измерений σ_{xx} при низких температурах [118] быстро развилась в представление об однопараметрическом скейлинге [119]. Была выдвинута гипотеза, что компоненты тензора магнетосопротивления определяются единственным параметром — отношением длины сбоя фазы $L_d(T) \propto T^{-p/2}$ (здесь p — показатель степени, соответствующий времени неупругого рассеяния) и длины локализации. Считалось, что гипотеза подтверждается измерениями температурных зависимостей ширины ΔB пика в ρ_{xx} (или в σ_{xx}) и максимума $d\rho_{xy}/dB$ в сильно разупорядоченной двумерной электронной системе в гетероструктурах InGaAs/InP. В этих экспериментах была получена зависимость $\Delta B \propto T^\kappa$ при $\kappa = p/2s \approx 0,4$ [120]. Позже для других двумерных систем, других уровней Ландау и других степеней беспорядка были обнаружены как отклонения от степенного закона, так и другие значения показателя степени в диапазоне от $\kappa = 0,15$ до $\kappa = 1$ [65, 68, 69, 121–140]. Существенно, что скейлинговый анализ этих экспериментальных данных основан на двух неподтвержденных

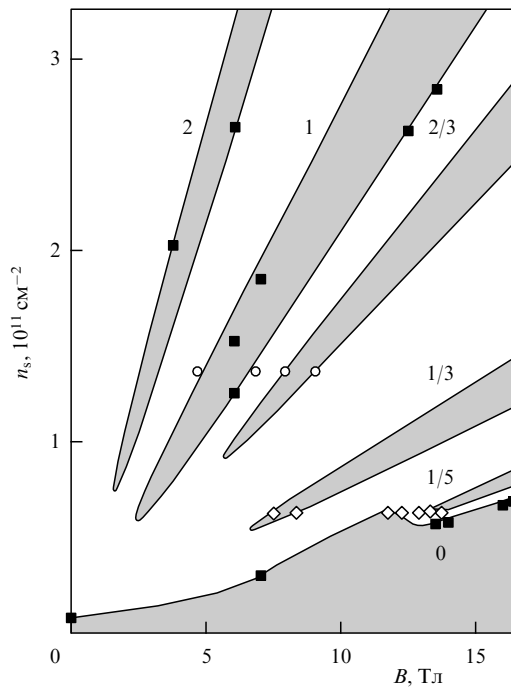


Рис. 7. Фазовая диаграмма металл–диэлектрик в двумерной электронной системе в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с относительно слабым беспорядком. Точки, соответствующие фазовым границам, получены двумя способами: 1) на двух образцах при использовании в качестве критерия перехода точки обращения в нуль энергии активации и исчезновения нелинейности вольт-амперных характеристик, определяемой по экстраполяции данных из диэлектрической фазы (кружки и квадраты), и 2) на одном образце из работы [113] при использовании в качестве критерия порога отсечки $\sigma_{xx}^{-1} = 10$ МОм при температуре $T \approx 25$ мК, полученного в соответствии с методикой 1) (ромбы). Сплошные линии показывают ожидаемое из экспериментальной положение границ. Числа указывают значения $\sigma_{xy}h/e^2$ для разных диэлектрических фаз. (Из работы [16].)

предположениях: 1) ширина зоны делокализованных состояний на уровнях Ландау равна нулю; 2) термодинамическая плотность состояний в области скейлинга постоянна. Если хотя бы одно из предположений неверно, то следует ожидать, как минимум, занижения экспериментального значения показателя степени κ .

Методика, основанная на обращении в нуль энергии активации и исчезновении нелинейности вольт-амперных характеристик, показывает, что первое из этих предположений не обосновано. Более того, согласно [15], измерения ширины пика ρ_{xx} как функции температуры в кремниевых МОП-структурах со слабым беспорядком дают линейную зависимость, которая экстраполируется при $T \rightarrow 0$ к конечной ширине пика (рис. 8). Очень похожие температурные (и частотные) зависимости наблюдались в сильно разупорядоченных двумерных системах в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [141, 142] и Ge/SiGe [66, 143]. Следует заметить, что если данные работ, которые претендуют на наблюдение скейлинга, построить в линейном масштабе вместо логарифмического, то обнаружится аналогичная картина (см., например, рис. 9); то, что ширина пика при $T \rightarrow 0$ имеет конечное значение еще более заметно в данных работ [123–125]. Причина этой неоднозначности весьма проста: в пределах точности эксперимента трудно (особенно в логарифмическом масштабе) сделать выбор между различными аппроксимациями экспериментальных данных

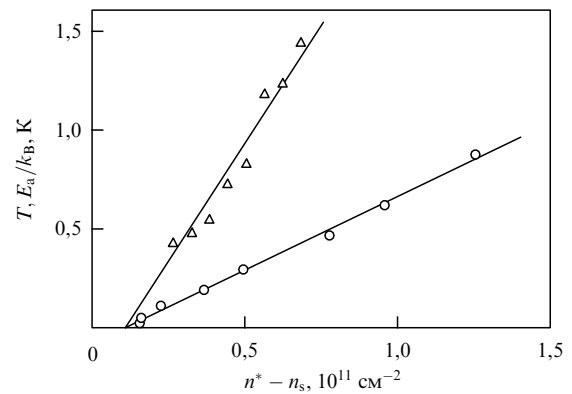


Рис. 8. Температурная зависимость ширины $n^* - n_s$ на половине высоты пика ρ_{xx} , отсчитанной от плотности n^* , соответствующей $v^* = 2,5$ (кружки), и поведение энергии активации (треугольники) в кремниевой МОП-структуре со слабым беспорядком в поле $B = 14$ Тл. (Из работы [15].)

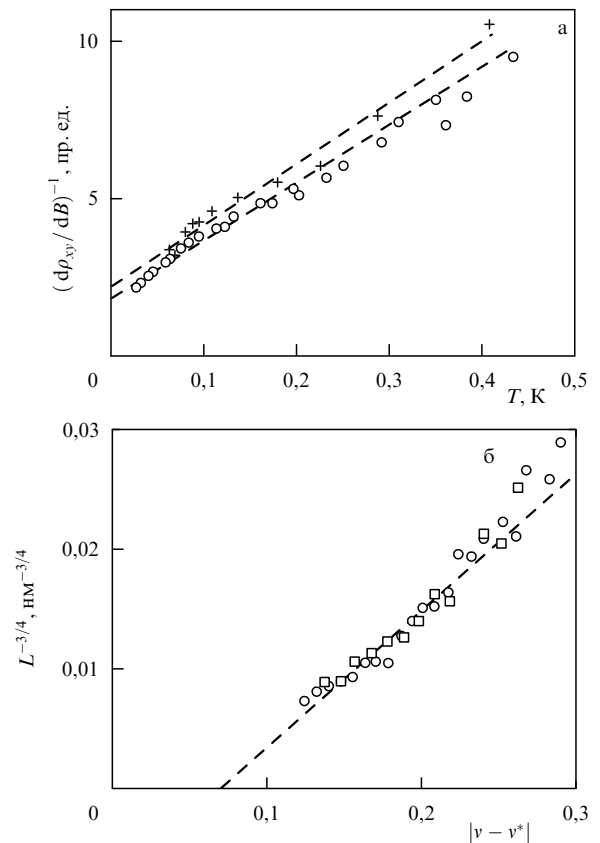


Рис. 9. (а) Температурная зависимость ширины пика ρ_{xx} , определенная по максимуму $d\rho_{xy}/dB$ при $v^* = 1,5$ в сильно разупорядоченной двумерной электронной системе в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Различные символы соответствуют разным опытам. Штриховые линии — линейная аппроксимация данных (экспериментальные данные из работы [126]). (б) Длина локализации, определенная по высокочастотной проводимости в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, в сильно разупорядоченной двумерной электронной системе в гетероструктурах GaAs/AlGaAs как функция отклонения фактора заполнения от $v^* = 2,5$ (квадраты) и от $v^* = 3,5$ (кружки) по направлению к плато $v = 3$. Штриховая линия — линейная аппроксимация, ожидаемая из классической теории перколяции с показателем степени $s = 4/3$ (экспериментальные данные из работы [138]).

степенными функциями с показателем степени, отличными от единицы, и линейными зависимостями, которые не обязаны проходить через начало координат.

Имеющиеся данные, приведенные в упомянутых выше экспериментальных работах, не позволяют пока проверить справедливость обоих предположений, но весьма вероятно, что качественных различий между всеми этими результатами нет. По существу, они могут быть описаны линейной (или степенной с показателем степени чуть меньше единицы) температурной зависимостью, которая имеет конечный сдвиг из нуля при $T = 0$. Имеется следующее простое альтернативное объяснение температурной зависимости ширины пика в ρ_{xx} как следствия теплового уширения. В рамках перколяционной картины, если активационная энергия $E_a \sim k_B T$, проводимость составляет величину порядка максимума σ_{xx} , таким образом, величина $\sim k_B T$ дает тепловой сдвиг эффективного порога подвижности, соответствующего ширине пика σ_{xx} [15]. Несмотря на то что идея теплового уширения фактически игнорировалась в литературе в поиске не столь тривиальных интерпретаций, по-видимому, не существует экспериментальных данных, выходящих за ее пределы, которые бы говорили в пользу гипотезы однопараметрического скейлинга. Раз зависимость от температуры ширины пика в ρ_{xx} не связана с поведением длины локализации, то нет никакой экспериментальной поддержки численным расчетам длины локализации, которые дают показатель степени $s \approx 2$, несколько превышающий $s = 4/3$ в классической задаче перколяции (см., например, работу [144]). Последнее значение для s , как и поведение локализационной длины, показанное на рис. 6, недавно было подтверждено измерениями высокочастотной проводимости в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка [138] (рис. 9б).

Таким образом, обнаружение конечной ширины зоны, соответствующей делокализованным состояниям на уровнях Ландау [15, 16], что прямо противоречит скейлинговой теории, является твердо установленным экспериментальным фактом. Удивительно, но за десять лет не появилось его теоретического анализа.

2.2.3. Холловский диэлектрик. Глубоко внутри диэлектрической фазы при низкой температуре двумерная система находится в режиме прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка, в котором проводимость σ_{xx} мала по сравнению со своим значением в пике [112]. В этом случае было предсказано, что отклонение $\Delta\sigma_{xy}$ проводимости σ_{xy} от ее квантового значения в сильных магнитных полях намного меньше, чем $\sigma_{xx} \propto \exp[-(T_0/T)^{1/2}]$ [145]: $\Delta\sigma_{xy} \propto \sigma_{xx}^\gamma$ с показателем степени $\gamma \approx 1,5$; отметим, что такая зависимость отличается от простого линейного соотношения, характерного для активационного режима, которое вытекает из примерно одинакового поведения при изменении температуры ширины пика ρ_{xx} и максимума $d\rho_{xy}/dB$. Позже при вычислении коэффициентов магнитотранспорта при $T = 0$ в диэлектрической фазе со стремящимися к нулю σ_{xx} и σ_{xy} было обнаружено, что ρ_{xy} остается конечным, тогда как ρ_{xx} расходится [146, 147]. Такое поведение ρ_{xx} и ρ_{xy} указывает на квадратичную связь проводимостей:

$$\sigma_{xy} \propto \sigma_{xx}^2. \quad (2)$$

Более того, было показано, что ρ_{xy} близко к классическому значению $B/n_s e c$ [148], что говорит в пользу существования фазы холловского диэлектрика [54].

Значения ρ_{xy} , близкие к $B/n_s e c$, были экспериментально обнаружены в диэлектрической фазе, соответствующей низкой плотности носителей, при этом отклонения от классической линии Холла были отнесены на счет возможного подмешивания ρ_{xx} [43, 63, 149–154]. Таким образом, отличие фазы холловского диэлектрика от фаз квантового Холла — отсутствие делокализованных состояний под уровнем Ферми — становится очевидным, когда выражается в терминах ρ_{xx} и ρ_{xy} .

Как было обнаружено эмпирически в кремниевых МОП-структурах с малым беспорядком, пик σ_{xx} , соответствующий низшему фактору заполнения, в координатах $(\sigma_{xy}, \sigma_{xx})$ образует кривую, близкую к полукругу с центром в $(e^2/2h, 0)$ [39, 108, 154]. Закон полукруга для пика, соответствующего низшему ν , был воспроизведен в сильно разупорядоченной двумерной дырочной системе в квантовой яме Ge/SiGe [72, 73]. В этих работах было показано, что закон полукруга происходит непосредственно из процедуры инверсии тензора проводимости/сопротивления:

$$\sigma_{xx}^2 + \left(\sigma_{xy} - \frac{e^2}{2h}\right)^2 = \left(\frac{e^2}{2h}\right)^2 + \frac{1 - \rho_{xy}e^2/h}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}, \quad (3)$$

поскольку рассматриваемый (узкий) пик σ_{xx} расположен при факторе заполнения всего лишь чуть меньше $\nu = 1$ (см., например, рис. 2), где ρ_{xy} все еще близко к h/e^2 . Хотя этот факт согласуется с теориями [155–159], по-видимому, закон полукруга не является универсальным, если рассматривать пики σ_{xx} другой высоты, соответствующие более высоким ν [39, 123, 154, 160].

2.3. Краевые каналы и прямые измерения квантованной холловской проводимости

Уровни Ландау в двумерной электронной системе в квантующем магнитном поле на краях образца загигают вверх из-за потенциала границ, и там, где они пересекают уровень Ферми, образуются краевые каналы (см., например, [161]). В связи с этим 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 [162]; само собой разумеется, конечное значение σ_{xy} доказывало бы существование делокализованных состояний на уровнях Ландау [155, 161]. Эти представления были подвергнуты сомнению в модели краевых токов [163]. 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 холловская проводимость или нет, были необходимы прямые измерения σ_{xy} , исключающие возможность шунтирования со стороны краевых токов. Такие измерения, эквивалентные мысленному эксперименту Лафлина [164, 165], были произведены с помощью образца в геометрии Корбино, которая позволяет отделить объемный вклад в общий ток [166–173]. Развертка магнитного поля, посредством возникающего при этом азимутального электрического поля, вызывает холловский перенос заряда под уровнем Ферми между границами образца Корбино. Если $\sigma_{xx} \rightarrow 0$, то разряд возникающего напряжения не происходит, и можно определить перенесенный заряд:

$$Q = \sigma_{xy} \pi r_{\text{eff}}^2 c^{-1} \delta B, \quad (4)$$

где r_{eff} — эффективный радиус. Индуцированное напряжение $V = Q/C$, которое ограничено благодаря большой шунтирующей емкости, меняется линейно с магнитным полем, при этом наклон зависимости в состояниях квантового Холла определяется величиной σ_{xy} до тех пор, пока не возникает пробой бездиссипативного холловского состояния (рис. 10). Тот факт, что точность квантования σ_{xy} (около 1 %) оказывается хуже, чем для ρ_{xy} , может быть связан с непостоянством эффективной площади для не очень однородного образца. Таким образом, 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 [174]. Это дает важный вклад в модель краевых токов.

С экспериментальной точки зрения, все явления, связанные с краевыми каналами, происходят из-за того, что электрохимические потенциалы различных краевых каналов, включая состояние в объеме образца, приходят в равновесие медленно (на макроскопических расстояниях). Поскольку установление равновесия происходит на краях на уровне Ферми, использование модели краевых состояний оправдано. Она успешно описывает

явления, наблюдаемые в обычных транспортных экспериментах, включая нелокальное сопротивление и эффекты, связанные с контактами/резервуарами (см., например, [175]). Однако конкретный вид профиля потенциала на краю и распределения тока можно определить только с помощью неразрушающей методики, обеспечивающей пространственное разрешение получаемых данных [176–194]; отметим, что многие образцы, которые по данным таких исследований оказались неоднородными, демонстрируют весьма хорошие магнитотранспортные характеристики. 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 ограничивающий потенциал изменяется на масштабе ≈ 10 мкм, были получены в оптических экспериментах по измерению холловского фотонапряжения на стандартных образцах холловской геометрии [183] (рис. 11а). Поскольку холловское электрическое поле почти постоянно (даже если имеется некоторое его увеличение около краев образца [176]), вклад со стороны краевых токов для некоторых образцов может быть заметным.

В случае мягкого ограничивающего потенциала краевые каналы известны как сжимаемые и несжимаемые полосы, положение которых в пространстве определяется градиентом электронной плотности [195]. Явление очень похоже на давно известный пинч-эффект для холловского тока: при наличии градиента электронной плотности, холловский ток течет в основном в узких каналах (несжимаемых полосках), соответствующих минимуму σ_{xx} ; при этом их положение в образце определяется, например, магнитным полем [181, 182, 196–199]. Когда пинч-эффект холловского тока возникает на краю, то ситуация оказывается полностью идентичной случаю, рассмотренному в работе [195]. Каналы холловского тока на краю образца исследовались с использованием одноэлектронного транзистора в качестве датчика локального значения σ_{xx} [184] (рис. 11б). Прикладывая отрицательное напряжение к боковому затвору, экспериментаторы сдвигали край двумерной электронной системы по направлению к датчику, производя таким образом сканирование локального значения σ_{xx} по прямой поперек края образца. Ток через одноэлектронный транзистор поддерживался постоянным с помощью цепи обратной связи, которая контролировала его потенциал относительно двумерной электронной системы. Усиление флуктуаций в сигнале обратной связи означает, что σ_{xx} стремится к нулю.

С точки зрения предыдущих частей этого раздела, незначительность влияния краевых каналов в транспортных экспериментах проверяется обычным образом — по совпадению результатов в холловской геометрии и геометрии Корбино.

2.4. Настоящий переход металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле и фазовая граница в параллельном магнитном поле

Как было сказано выше, наличие делокализованных состояний в квантующих магнитных полях установлено двумя независимыми экспериментальными методами:

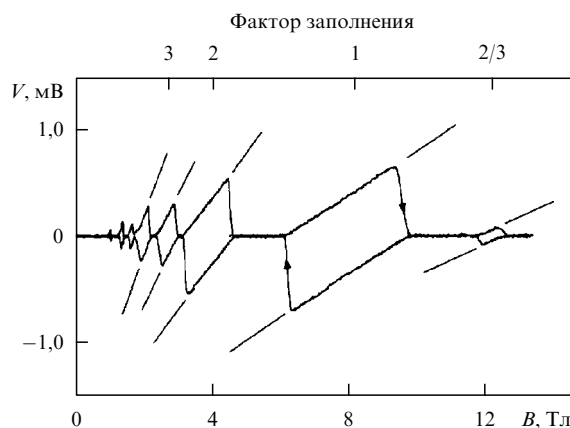


Рис. 10. Напряжение на образце гетероструктуры GaAs/AlGaAs в геометрии Корбино при развертке магнитного поля вверх и вниз. Прямые линии показывают ожидаемые наклоны для $\nu = 2/3, 1, 2, 3$ и 4. (Из работы [168].)

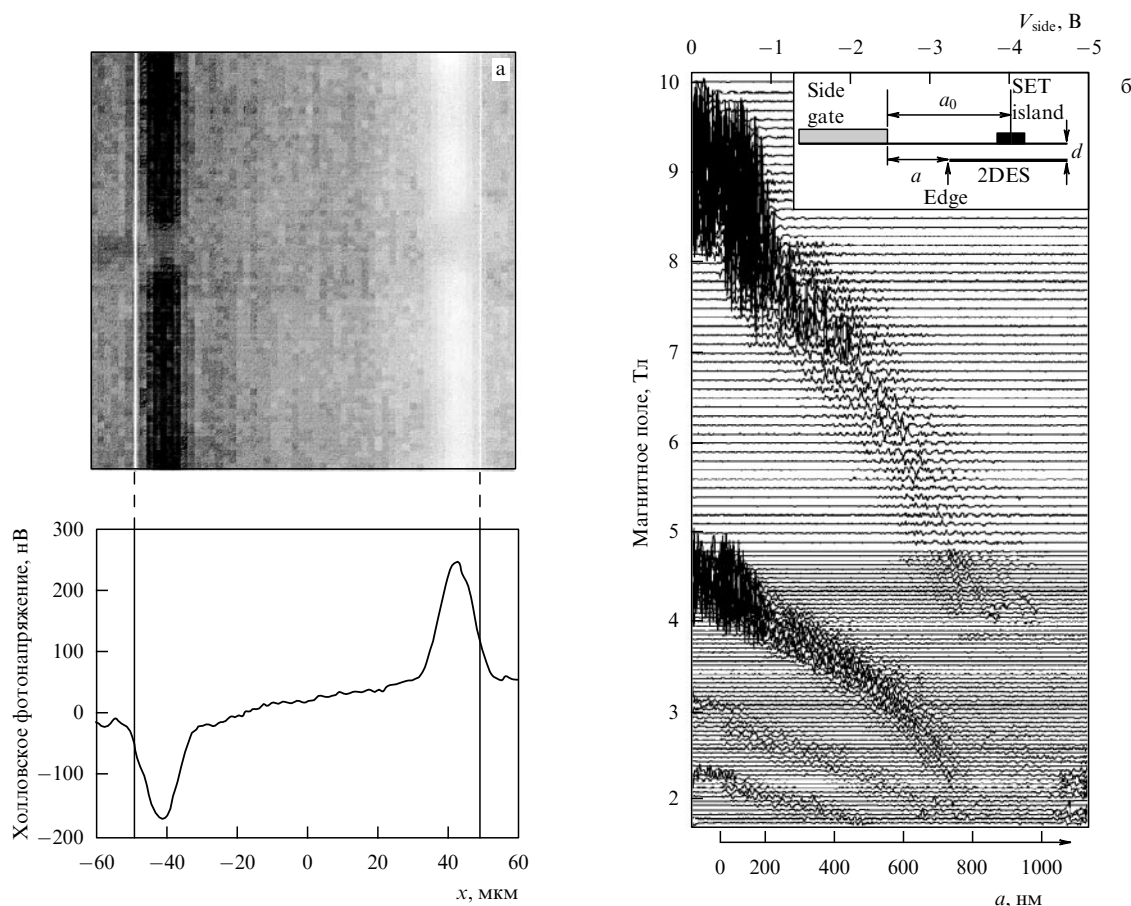


Рис. 11. (а) Изображение холловского фотонапряжения в расположенном вблизи поверхности гетеропереходе GaAs/AlGaAs при $\nu = 2$ (вверху) и горизонтальный профиль поперек этого изображения (внизу). Размер пятна 5 мкм. Границы образца указаны вертикальными линиями. (Из работы [183].) (б) Записи флуктуационной части сигнала обратной связи как функции напряжения на боковом затворе V_{side} , сдвигающего край гетероструктуры GaAs/AlGaAs в различных магнитных полях. Усиление флуктуаций в сигнале обратной связи указывает на обращение в нуль σ_{xx} , что соответствует холловским токовым каналам (несжимаемые полоски) для $\nu = 1, 2, 3$ и 4. (Из работы [184].) 2DES — двумерная электронная система, SET island — одноэлектронный транзистор, Side gate — боковой затвор, Edge — край.

1) по квантованию σ_{xy} и 2) по обращению в нуль энергии активации и исчезновению нелинейности вольт-амперных характеристик, полученному по экстраполяции из диэлектрической фазы. Теория, в общем и целом, находится в согласии с этими наблюдениями, несмотря на наличие проблем, связанных с конечной шириной зон делокализованных состояний на уровнях Ландау. В случае нулевого магнитного поля, наоборот, ожидается, что делокализованных состояний не существует, по крайней мере, в двумерных электронных системах со слабым взаимодействием. Однако второй экспериментальный критерий 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) [19–21, 75, 76]. Следует отметить, что в окрестности перехода зависимости $\rho(T)$ следуют скейлинговому закону с показателем степени $\kappa \approx 1$, что согласуется с идеей теплового уширения/сдвига эффективного порога подвижности в диэлектрической фазе на

величину $\sim k_B T$ (см. раздел 2.2). 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 [200–202] (рис. 12а). Эта линия разделяет кривые с положительной и отрицательной производной $d\rho/dT$ почти симметрично при температурах выше 0,2 К [203]. Предполагая, что она остается горизонтальной вплоть до $T = 0$, можно определить критическую точку n_c , которая оказывается соответствующей удельному сопротивлению $\rho \approx 3h/e^2$ [31].

Недавно оба имеющихся критерия были одновременно использованы на переходе металл–диэлектрик в двумерных кремниевых МОП-структурах со слабым беспорядком [77, 202]. В нулевом магнитном поле оба метода дают одну и ту же критическую плотность (рис. 12б и 13б). Поскольку одна из методик не зависит от температуры, их согласие убедительно свидетельствует в пользу существования настоящего перехода металл–диэлектрик при $B = 0$. Это также укрепляет уверенность, что кривая с нулевой производной $d\rho/dT$ останется горизонтальной (или, по крайней мере, сохра-

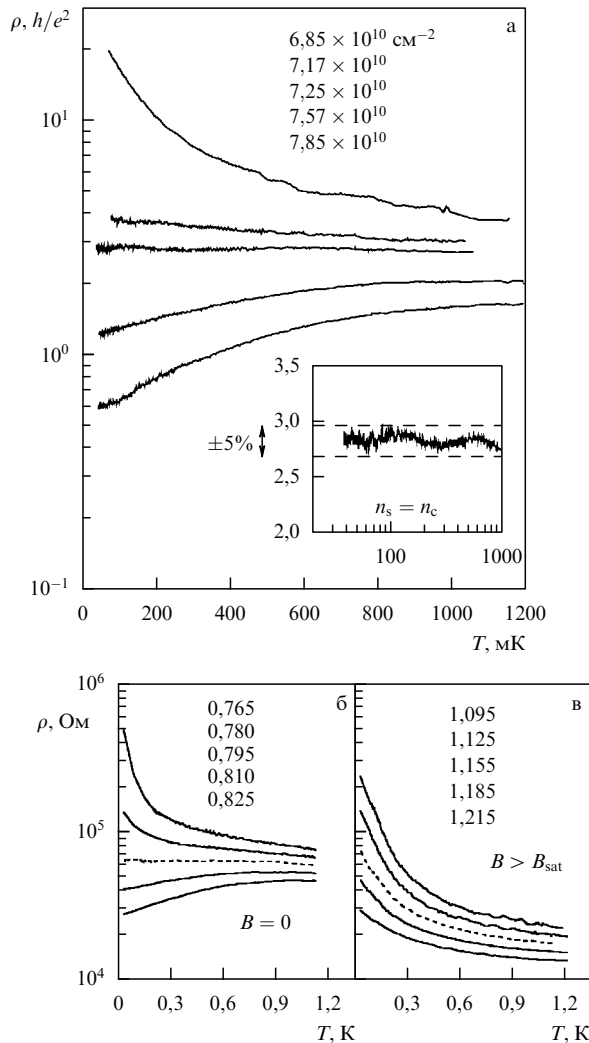


Рис. 12. (а) Удельное сопротивление как функция температуры при разных плотностях электронов в кремниевой МОП-структуре со слабым беспорядком. На вставке показана средняя кривая в увеличенном масштабе. (Из работы [201].) (б, в) Температурная зависимость удельного сопротивления кремниевой МОП-структуры со слабым беспорядком при разных плотностях электронов вблизи перехода металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле (б) и в параллельном магнитном поле 4 Тл (в). Плотности электронов указаны в единицах 10^{11} см^{-2} . (Из работы [77].)

нит конечное значение сопротивления) вплоть до нулевой температуры. Дополнительное подтверждение существования настоящего перехода металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле дают магнитные измерения (см. следующий раздел).

В присутствии параллельного магнитного поля $B_{||}$ ситуация кардинально меняется. С увеличением параллельного поля точка перехода $n_c(B_{||})$, определяемая по обращению в нуль нелинейности и энергии активации, сдвигается в сторону более высоких плотностей электронов приблизительно линейным образом. Когда поле превышает критическое значение $B_c \approx 3 \text{ Тл}$, зависимость насыщается к точке, лежащей примерно в 1,5 раза выше, чем в нулевом поле. Заметим, что аналогичное подавление металлического состояния наблюдалось при использовании критерия пороговой отсечки $\rho = 100 \text{ кОм}$ [108]. В металлической фазе насыщение сопротивления в параллельном магнитном поле означает полную спино-

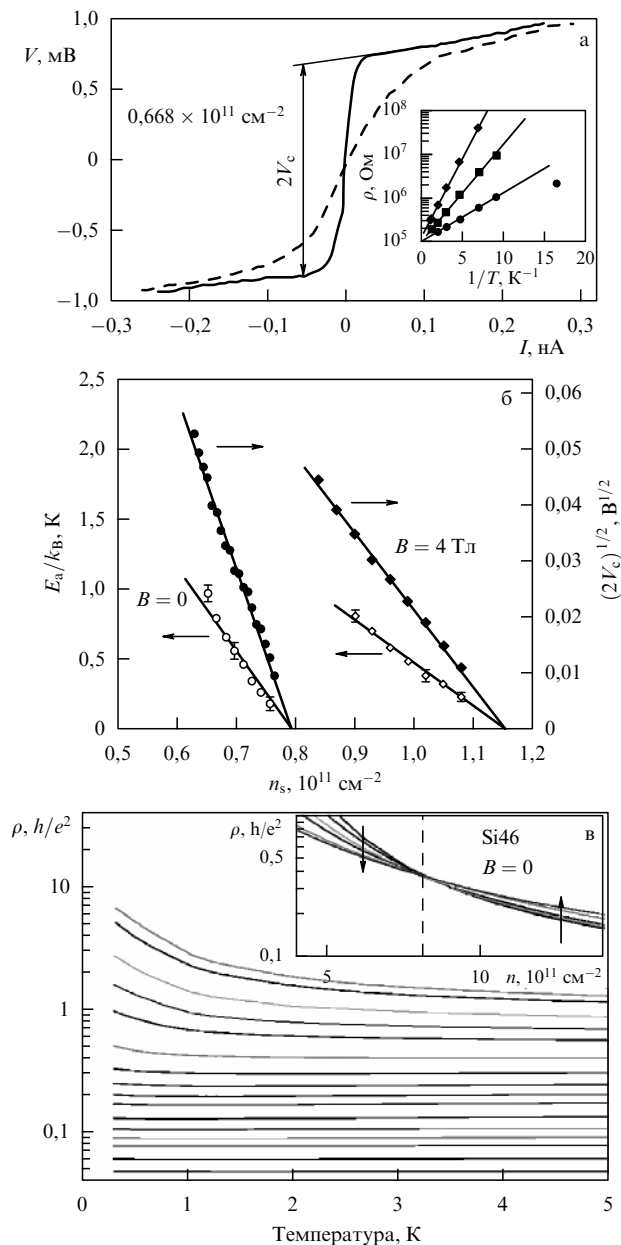


Рис. 13. (а) Вольт-амперные характеристики в нулевом магнитном поле при $T \approx 30 \text{ мК}$ (сплошная линия) и $T \approx 211 \text{ мК}$ (штриховая линия) для той же кремниевой МОП-структуры, что и на рис. 12б, в; отметим, что пороговое напряжение практически не зависит от температуры. На вставке показана температурная зависимость удельного сопротивления в диэлектрической фазе при различных значениях $B_{||}$ и n_s . (Из работы [77].) (б) Энергия активации и квадратный корень из порогового напряжения в зависимости от плотности электронов в нулевом магнитном поле (кружки) и в параллельном поле 4 Тл (ромбы). Критические плотности соответствуют пунктирным линиям на рис. 12б, в. (Из работы [77].) (в) Удельное сопротивление как функция температуры в сильно разупорядоченной кремниевой МОП-структуре при следующих плотностях электронов: 3,85, 4,13, 4,83, 5,53, 6,23, 7,63, 9,03, 10,4, 11,8, 13,2, 16,0, 18,8, 21,6, 24,4, 30,0 и $37,0 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На вставке показаны изотермы $\rho(n_s)$. (Из работы [85].)

вую поляризацию двумерных электронов, как следует из анализа осцилляций Шубникова–де Гааза в наклонном магнитном поле [204–206]. Можно ожидать, что в параллельном поле $B_{||} > B_c$ двумерная электронная система поляризована по спину и что наблюдаемый

сдвиг фазовой границы является спиновым эффектом. При определенной таким методом критической плотности $n_c(B_{\parallel})$ исчезает экспоненциальная расходимость удельного сопротивления при $T \rightarrow 0$, однако $d\rho/dT$ остается отрицательной, по крайней мере, для $B_{\parallel} > B_c$ (рис. 12в и 13б). В противоположность случаю нулевого магнитного поля, кривые $\rho(T)$ на рис. 12в не только не имеют симметрии относительно средней кривой, но и обладают отрицательной производной $d\rho/dT$ 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 для $B_{\parallel} > B_c$. Вследствие 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 (см. раздел 2.1). В этом случае металлическое ($d\rho/dT > 0$) поведение тоже подавлено [78–85] 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 (рис. 13в). Следует заметить, что из-за его простоты метод производной широко используется для описания металлических ($d\rho/dT > 0$) и диэлектрических ($d\rho/dT < 0$) температурных зависимостей в ограниченном температурном интервале. Чтобы избежать путаницы с металлическими и диэлектрическими фазами, следует использовать альтернативные методы определения точки перехода металл–диэлектрик. Такие методики, включая обращение в нуль энергии активации и шумовые измерения, применялись к сильно разупорядоченным двумерным системам [202, 207, 208]. Они обе, будучи аналогичными друг другу, дают для критической плотности перехода металл–диэлектрик более низкие значения по сравнению с получаемыми при формальном использовании критерия производной. Это всего лишь отражает тот факт, что металлическое ($d\rho/dT > 0$) поведение подавляется, причем критическая плотность n_c , естественно, увеличивается с ростом беспорядка (см. рис. 1).

3. Многочастичные явления в двумерных электронных системах с низкой плотностью носителей

Падение сопротивления при понижении температуры для слабо разупорядоченных двумерных электронных систем в кремниевых МОП-структурах в нулевом магнитном поле оказалось гораздо более сильным, чем уменьшение металлического $\rho(T)$, которое следует из теорий, учитывающих только зависимость экранировки от температуры [209–212]. По этой причине оно рассматривалось как проявление сильного электрон-электронного взаимодействия [19]. 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 [22]. Эксперименты также пока-

зали, что этот рост происходит благодаря увеличению эффективной массы при низкой плотности электронов и что имеется связь этого явления с аномальным ростом удельного сопротивления с температурой [28]. С точки зрения теории квантовых фазовых переходов при $T = 0$ как расходящаяся длина локализации указывает на приближение к переходу со стороны диэлектрической фазы, так и увеличение массы за счет взаимодействия может оказаться аналогичным индикатором со стороны металлической фазы.

3.1. Рост gm вблизи перехода металл–диэлектрик и возможный ферромагнитный переход

3.1.1. Биения осцилляций Шубникова–де Гааза. Электрон-электронные взаимодействия вызывают перенормировку параметров ферми-жидкости, включая эффективную массу и g -фактор [3]. 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 $n \geq 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в кремниевых МОП-структурах наблюдалось умеренное увеличение gm не более чем в 2,5 раза [204, 213, 214], 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 [22] (рис. 14). За исключением минимума, соответствующего долинному расщеплению при $\nu = 1$, вблизи перехода металл–диэлектрик (который в рассматриваемых образцах происходил при $n_c \approx 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$) 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, $gm/2m_e = 0,19$. Это явление не может быть объяснено с точки зрения многочастичного увеличения спиновых щелей в перпендикулярном магнитном поле [215–219], поскольку для исчезновения циклотронных щелей в широком диапазоне магнитных полей необходим большой g -фактор, не зависящий от магнитного поля. Таким образом, подразумевается, что произведение gm практически не зависит от поля и примерно равно его увеличенному многочастичному значению в нулевом поле (см. раздел 3.2). 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 эксперимен-

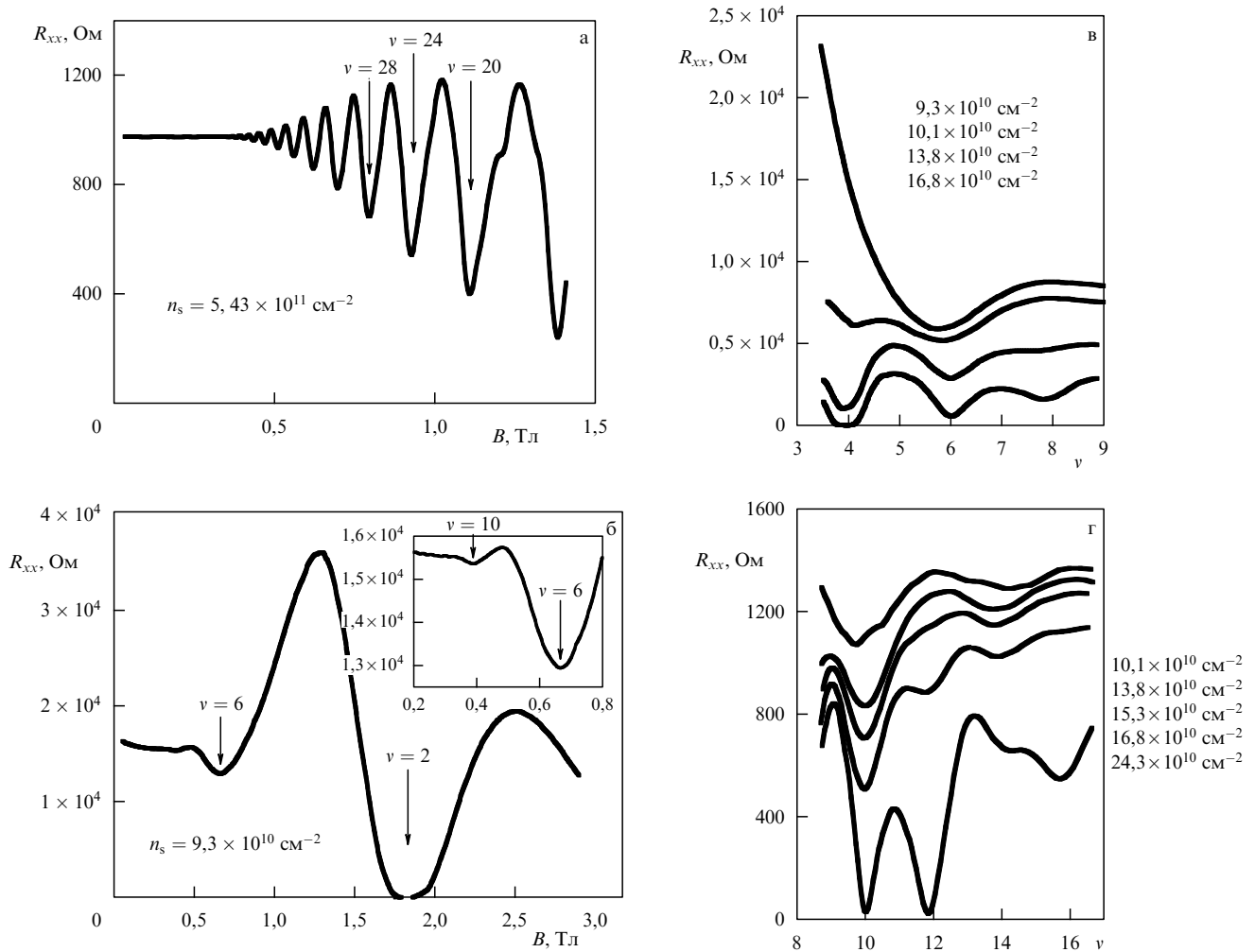


Рис. 14. (а, б) Осцилляции Шубникова–де Гааза в кремниевой МОП-структуре со слабым беспорядком при температуре $T \approx 40$ мК при высоких (а) и низких (б) плотностях электронов. (в, г) Эволюция осцилляций Шубникова–де Гааза при изменении плотности электронов n в двух диапазонах фактора заполнения. Для ясности графики при различных n сдвинуты на произвольную величину вдоль оси ординат. (Из работы [22].)

тах по магнитотранспорту в параллельном магнитном поле.

3.1.2. Скейлинг магнетосопротивления в параллельном поле и другие методики. 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 [220–222] (рис. 15а). Как уже говорилось в разделе 2.4, поле насыщения B_c соответствует началу полной спиновой поляризации электронной системы [204–206].

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 $\rho(B_{||})$ перестает зависеть от температуры) и построенные в зависимости от $B_{||}/B_c$, ложатся на одну кривую; при этом скейлинговый параметр B_c нормируется в соответствии с полем насыщения/поляризации [23] (рис. 15б, в). Скейлинг нарушается по мере приближения к переходу металл–диэлектрик, где магнетосопротивление сильно зависит от температуры даже при самых низких температурах, достижимых в условиях эксперимента. Отметим, что обнаруженная скейлинговая зависимость достаточно хорошо описывается теоретической зависимостью $\rho/\rho(0)$ от степени спиновой поляризации $\xi = g\mu_B B_{||}/\pi\hbar^2 n_s = B_{||}/B_c$, которая возникает благодаря зависимости экранировки случайного потенциала от спиновой поляризации [223]. Поле B_c с высокой точностью пропорционально отклонению электронной плотности от ее критического значения: $B_c \propto (n_s - n_c)$ (рис. 16а). 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 (рис. 16б), который вытекает из зависимости $B_c(n_s)$, согласуется с

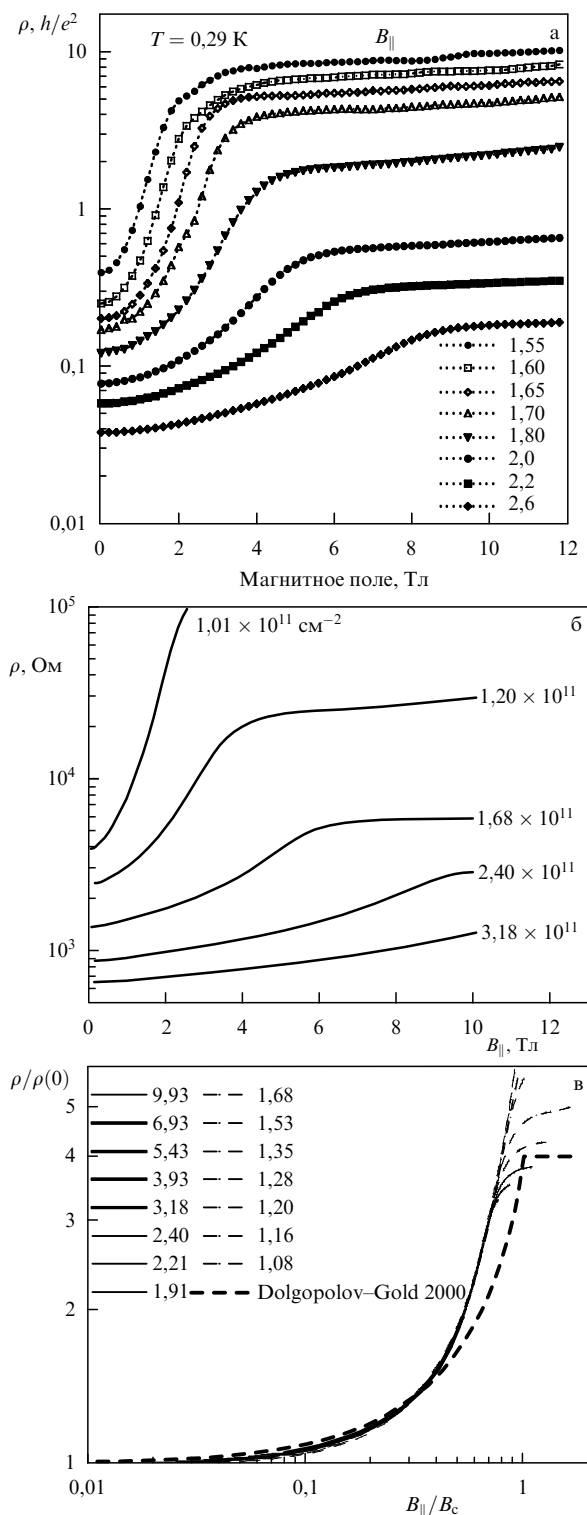


Рис. 15. (а) Удельное сопротивление как функция магнитного поля, измеренное в кремниевой МОП-структуре со слабым беспорядком. Различные символы соответствуют затворным напряжениям от 1,55 до 2,6 В или плотностям от $1,01$ до $2,17 \times 10^{11}$ см $^{-2}$. (Из работы [221].) (б) Магнетосопротивление при низкой температуре в двумерной электронной системе со слабым беспорядком в кремниевых МОП-структурах в параллельном магнитном поле при различных плотностях электронов выше критической плотности n_c перехода металл–диэлектрик при $B = 0$. (Из работы [23].) (в) Кривые нормированного магнетосопротивления в зависимости от $B_{||}/B_c$. Плотности электронов указаны в 10^{11} см $^{-2}$. Штриховой линией показано нормированное магнетосопротивление, рассчитанное Долгополовым и Голдом [223]. (Из работы [23].)

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_s близкой к n_c свидетельствует в пользу существования в этой электронной системе ферромагнитного перехода, указывая тем самым, что переход металл–диэлектрик управляется взаимодействием [23]. Это означает, что на фазовой диаграмме рис. 1 достигнута окрестность одной из трикритических точек (см. раздел 3.3).

Аналогичное заключение о возможности спонтанной спиновой поляризации было сделано на основе скейлинга данных по магнетопроводимости в аналогичных образцах при других плотностях электронов и температурах [24]. 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 [224] (рис. 16в). 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 [25]. Кроме прочего, это показывает, что плотность электронов $n_s \approx 8 \times 10^{10}$ см $^{-2}$ не меняется от образца к образцу, в отличие от критической плотности перехода металл–диэлектрик n_c . Очевидно, спиновая восприимчивость $\chi \propto gm$ будет расходить при $n_s = n_c$, только если оправдана экстраполяция $B_c(n_s)$ к нулю. Для проверки оправданности этой экстраполяции необходимы точные данные, полученные при более низких электронных плотностях, более низких температурах и на гораздо менее разупорядоченных образцах [25, 225, 226].

Термодинамические исследования спиновой восприимчивости, основанные на измерении изменения химического потенциала с параллельным магнитным полем $d\mu/dB_{||}$, были выполнены на сильно разупорядоченных (как следует из существенно больших плотностей перехода металл–диэлектрик, см. рис. 16г, ср. рис. 16в) кремниевых МОП-структурах [227]. По сравнению с чистым режимом, полученная зависимость поля поляризации B_c от n_s на рис. 16г смещена к заметно более высоким плотностям электронов из-за наличия локальных моментов в хвосте зоны [222, 227–229]. Таким образом, влияние хвоста зоны становится ключевым фактором в экспериментах в параллельном поле в сильно разупорядоченных двумерных электронных системах.

3.1.3. Другие двумерные системы. Аналогичное увеличение спиновой восприимчивости было обнаружено в гетероструктурах GaAs/AlGaAs с низкой плотностью электронов при анализе осцилляций Шубникова–де Гааза [27] (рис. 17а). Толщина двумерной системы в гетероструктурах GaAs/AlGaAs относительно велика, поэтому эффективная масса возрастает в параллельном поле [27, 230–234]. Как следствие, величина поля поляризации, определяемая из магнетосопротивления в параллельном поле, значительно уменьшается при увеличении плотности электронов. Если не принимать во внимание это уменьшение, то можно считать, что оба набора данных определяют зависимость $B_c(n_s)$, критическое поведение которой не столь очевидно. Возможно, это происходит потому, что самая низкая из эксперимен-

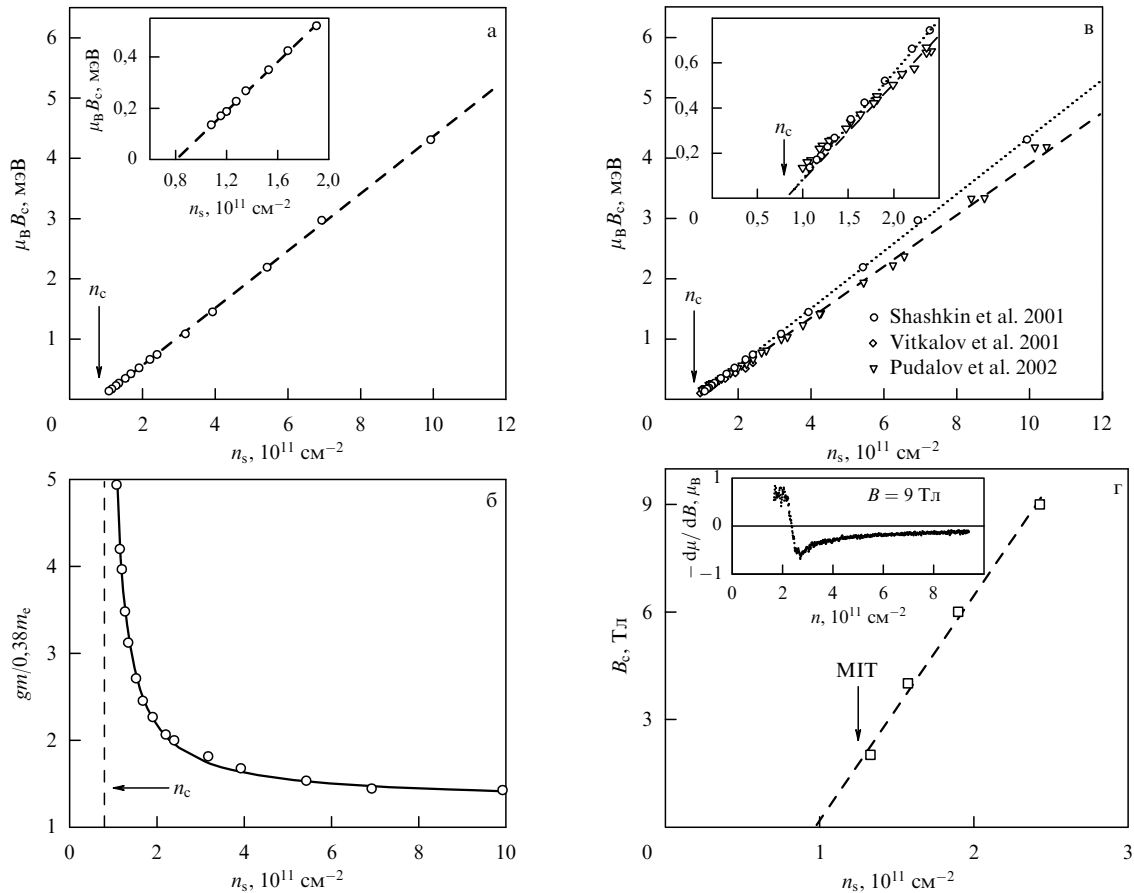


Рис. 16. (а) Зависимость поля B_c от плотности электронов в кремниевой МОП-структуре со слабым беспорядком. Штриховой линией показана линейная аппроксимация. (Из работы [23].) (б) Произведение $g\mu$ как функция плотности электронов, полученное из данных для B_c . (Из работы [23].) (в) Поле поляризации как функция плотности электронов по данным различных групп [23, 24, 224]. Указана критическая плотность n_c для образцов из работы [23]. (Из работы [25].) (г) Поле поляризации как функция плотности электронов в сильно разупорядоченной кремниевой МОП-структуре, определенное по $d\mu/dB_{||} = 0$ при температуре 0,2 К. Штриховая линия — линейная аппроксимация данных. Указана оценка положения перехода металл — диэлектрик (MIT). На вставке показана производная $d\mu/dB_{||}$ как функция плотности электронов в параллельном магнитном поле 9 Тл при температуре 100 мК (экспериментальные данные из работы [227]).

тально достижимых плотностей все еще весьма высока. Из-за меньшей эффективной массы, большей диэлектрической проницаемости и отсутствия долинного вырождения ожидается, что та же сила взаимодействия в двумерной электронной системе в гетероструктурах GaAs/AlGaAs будет достигнута при плотностях на два порядка ниже, чем в кремниевых МОП-структурах. Существование критической области ожидается при плотностях $n_s < 10^9 \text{ см}^{-2}$, которые на сегодняшний день недоступны в имеющихся образцах гетероструктур GaAs/AlGaAs.

Влияния орбитальных эффектов в параллельных магнитных полях можно избежать, используя узкие квантовые ямы. Двумерная электронная система в узких квантовых ямах AlAs похожа на системы в кремниевых МОП-структурах, за исключением того, что в ней нет долинного вырождения [235]. Доступные минимальные плотности электронов в узких квантовых ямах AlAs с сильным беспорядком значительно выше критической области, которая ожидается при плотностях $n_s < 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (рис. 176). Отметим, что данные, относящиеся к диэлектрической фазе, отражают физику локальных моментов в хвосте зоны [222, 227–229], которая отлична от физики металлической фазы.

Очень похожая на кремниевые МОП-структуры, двумерная электронная система в квантовых ямах Si/SiGe отличается большей диэлектрической проницаемостью и наличием спейсера. Более того, она отличается от всех остальных систем рассеянием на удаленных примесях, на что указывает малое магнетосопротивление в параллельном поле [236]. В этой электронной системе было обнаружено аналогичное увеличение спиновой восприимчивости при низких плотностях притом, что самая низкая из доступных плотностей также значительно выше критической области, ожидаемой при $n_s < 4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [237]. 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 (см. рис. 1), скрывают возможное критическое поведение спиновой восприимчивости.

3.2. Раздельное определение эффективной массы и g -фактора

3.2.1. Наклон металлической температурной зависимости проводимости в нулевом магнитном поле. Значительное увеличение спиновой восприимчивости $\chi \propto g\mu$ при низ-

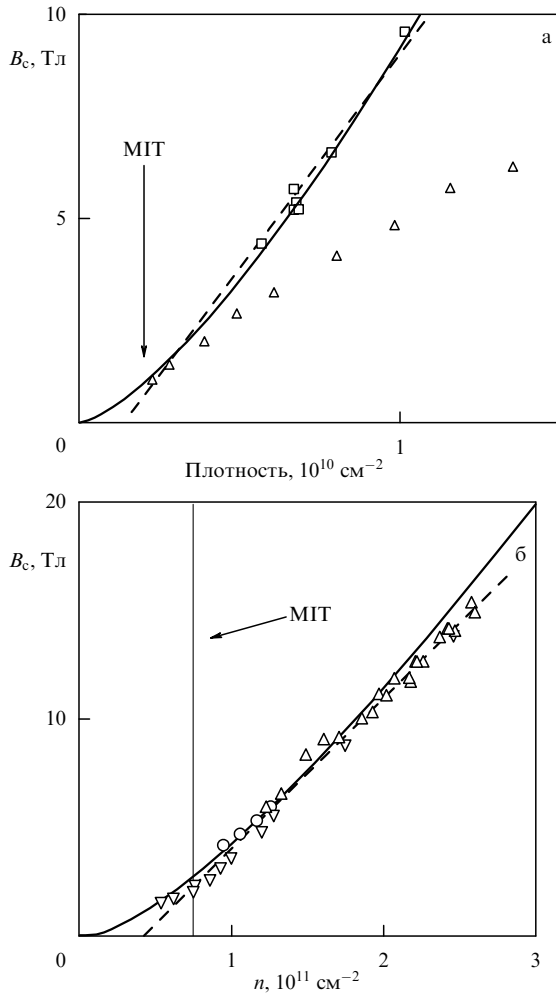


Рис. 17. (а) Данные по B_c как функция плотности электронов, полученные по осцилляциям Шубникова–де Гааза (квадраты) и по магнетосопротивлению в параллельном поле (треугольники), в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с низкой концентрацией носителей. Сравните аппроксимацию степенной функцией $B_c \propto n^{1.4}$ (сплошная линия) с линейной аппроксимацией (штриховая линия). Указана оценка положения перехода металл–диэлектрик (MIT) (экспериментальные данные из работы [27]). (б) Зависимость B_c от плотности электронов, полученная по измерениям магнетосопротивления в параллельном поле в сильно разупорядоченных образцах узких квантовых ям AlAs. Сплошная линия — результат вычислений по квантовому методу Монте-Карло для двумерной электронной системы без беспорядка [5]. Штриховой линией показана линейная аппроксимация. Указана оценка положения перехода металл–диэлектрик (MIT). (Из работы [235].)

ких плотностях электронов может быть, в принципе, вызвано ростом либо g , либо m , либо и того, и другого. Эффективная масса и g -фактор были определены раздельно с помощью недавно появившейся теории зависящих от температуры поправок к проводимости, благодаря электрон-электронному взаимодействию [238]. Отметим, что ее главным преимуществом по сравнению с теориями экранировки, зависящей от температуры [209–212], является то, что новая теория включает аккуратный учет спиновых обменных эффектов. В промежуточном диапазоне температур предсказываемая зависимость $\sigma(T)$ линейна:

$$\frac{\sigma(T)}{\sigma_0} = 1 - A^* k_B T, \quad A^* = -\frac{(1 + 8F_0^a) gm}{\pi \hbar^2 n_s}, \quad (5)$$

где σ_0 — значение, получаемое экстраполяцией линейного участка зависимости $\sigma(T)$ к $T = 0$ и коэффициент 8 ожидается для температур ниже энергии долинного расщепления в кремниевых МОП-структурах. Наклон A^* зависит от постоянных ферми-жидкости F_0^a и F_1^s , которые определяют перенормировку g и m : $g/g_0 = 1/(1 + F_0^a)$ и $m/m_b = 1 + F_1^s$. Используя эти соотношения, можно получить как g , так и m исходя из данных для наклона A^* и произведения gm [28].

Для достаточно малых отклонений $|\sigma/\sigma_0 - 1|$ зависимость приведенной проводимости σ/σ_0 от температуры линейна в довольно широком диапазоне температур при различных плотностях электронов выше критической плотности n_c перехода металл–диэлектрик (рис. 18а). Обратная величина наклона $1/A^*$ и значение $\mu_B B_c$ близки в широком диапазоне плотностей электронов (рис. 18б). Более того, данные для $1/A^*$ 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 A^* в (5).

Перенормировки g/g_0 и m/m_b 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 (рис. 18в). В области высоких n_s увеличение как g , так и m относительно невелико, обе величины медленно растут с уменьшением плотности электронов в согласии с предшествующими результатами [239]. Перенормировка g -фактора доминирует над перенормировкой эффективной массы в согласии с теоретическими исследованиями [240–242]. Напротив, 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.

Обычно, предполагается, что параметр взаимодействия $r_s^* = E_{ee}/E_F$ и радиус Вигнера–Зейтца $r_s = 1/(\pi n_s)^{1/2} a_B$ совпадают. Обнаружение значительно увеличенной эффективной массы нарушает эквивалентность r_s^* и r_s , поскольку они связаны посредством массы, зависящей от n_s : $r_s^* = 2(m/m_b)r_s$, где множитель 2 возникает из-за долинного вырождения в кремниевых МОП-структурах. Таким образом, по мере приближения к переходу металл–диэлектрик в кремниевых МОП-структурах со слабым беспорядком параметр взаимодействия r_s^* растет намного быстрее, чем r_s , достигая значений $r_s^* > 50$ [28].

В аналогичных экспериментах по проверке теории [238] в других двумерных системах были обнаружены значения F_0^a для металлического наклона зависимостей $\sigma(T)$, намного превышающие ожидаемый предел стонеровской неустойчивости $F_0^a = -1$ [243–246]. Относительно небольшое увеличение g -фактора показывает, что влияние спинового обмена не слишком выражено. С экспериментальной точки зрения, это порождает проблему сравнения различных теорий. Формально, несмотря на возможную неопределенность теоретических значений коэффициентов, как теории экранировки, зависящей от температуры [209–212], так и теория [238]

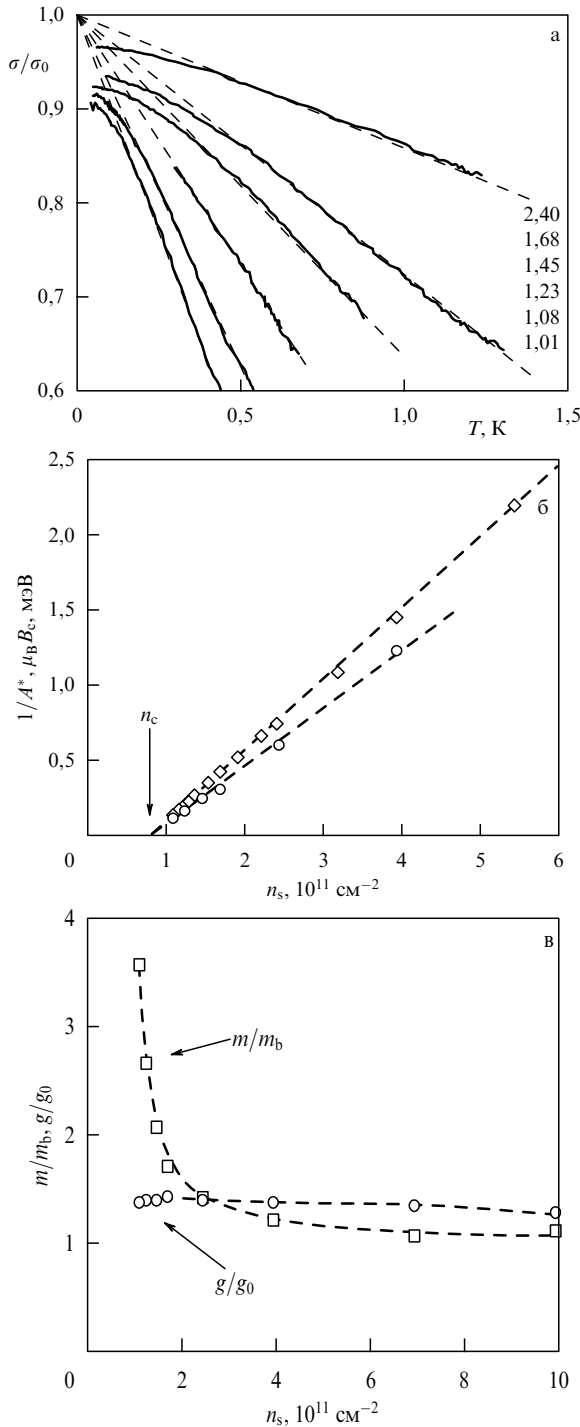


Рис. 18. (а) Температурная зависимость приведенной проводимости в кремниевой МОП-структуре со слабым беспорядком при различных плотностях электронов (указанных в единицах 10^{11} см^{-2}) выше критической плотности перехода металл–диэлектрик. Штриховые линии — аппроксимации к линейному участку зависимости. (б) Обратная величина наклона $1/A^*$ (кружки) и поле поляризации B_c (ромбы) в зависимости от плотности электронов. Штриховые линии — линейные аппроксимации, экстраполяция которых идет к критической плотности перехода металл–диэлектрик. (в) Эффективная масса и g -фактор, определенные посредством анализа температурной зависимости проводимости и магнетосопротивления в параллельном поле, как функция плотности электронов. Штриховые линии показывают ожидаемое из эксперимента поведение. (Из работы [28].)

описывают имеющиеся экспериментальные данные достаточно хорошо [247, 248]. Чтобы провести различие между ними, необходимо более подробное сравнение с экспериментом. Заметим, что во всех теориях наклон A^* в (5) пропорционален эффективной массе, так что вывод о значительном увеличении эффективной массы при низкой плотности электронов в кремниевых МОП-структурах со слабым беспорядком не зависит от конкретной теории.

3.2.2. Зависимость от температуры амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза в слабых полях. Существование значительного увеличения эффективной массы было проверено с помощью анализа температурной зависимости осцилляций Шубникова–де Гааза. Использовалась методика, аналогичная предложенной Смитом и Стайлзом [214], но она была применена при существенно более низких плотностях электронов и температурах [29]. 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:

$$\frac{A(T)}{A_0} = \frac{2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c}{\sinh(2\pi^2 k_B T / \hbar \omega_c)},$$

$$A_0 = 4 \exp\left(-\frac{2\pi^2 k_B T_D}{\hbar \omega_c}\right), \quad (6)$$

где $\omega_c = eB_{\perp}/mc$ — циклотронная частота и T_D — температура Дингла (рис. 19а). Зависимость эффективной массы от плотности электронов, получаемая этим методом, хорошо согласуется с результатами методики, описанной в предыдущем разделе (рис. 19б). Совпадение результатов, полученных по двум независимым методикам, свидетельствует в пользу справедливости обеих и подтверждает обоснованность применения уравнения (6) 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 $\xi = (B_{\perp}^2 + B_{\parallel}^2)^{1/2}/B_c$ (рис. 19в). Таким образом, зависимость $m(n_s)$ является устойчивой, а само увеличение массы не связано со спинами электронов и обменными эффектами.

Аналогичный анализ осцилляций Шубникова–де Гааза в кремниевых МОП-структурах с низкой плотностью электронов, проведенный при высоких температурах $T > 0,3 \text{ K}$, когда сопротивление (и, следовательно, T_D) сильно зависит от температуры, позволяет оценить эффективную массу и g -фактор (последний вычисляется на основе известного значения gm) [224] (рис. 20). Два набора данных получены на основе разных предположений: один для температуры Дингла, не зависящей от температуры; другой для случая, когда температура Дингла линейно растет с температурой. Слишком большой разброс данных не позволяет определить, какая из величин (g , m или обе) ответственна за рост спиновой восприимчивости. Следует заметить, что попытка улучшить оценку эффективной массы, обосновывая применение

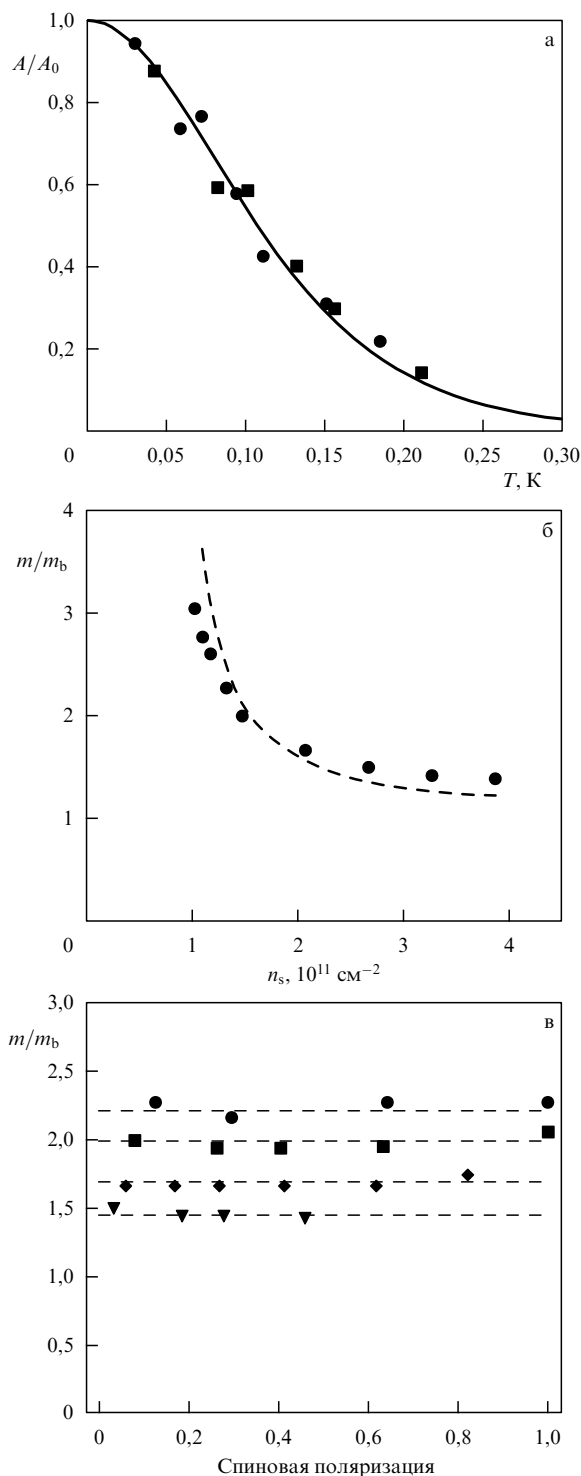


Рис. 19. (а) Изменение амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза в области слабых полей в кремниевой МОП-структуре со слабым беспорядком с изменением температуры при $n_s = 1,17 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для номеров осцилляций $\nu = 10$ (кружки) и $\nu = 14$ (квадраты). Величина T для данных при $\nu = 10$ уменьшена в 1,4 раза. Сплошная линия — аппроксимация согласно (6). (б) Зависимость эффективной массы от плотности электронов, определенная посредством осцилляций Шубникова–де Гааза (кружки) и анализа $\sigma(T)$ и $\rho(B_{\parallel})$ (штриховая линия). (в) Зависимость эффективной массы от степени спиновой поляризации для следующих плотностей электронов (в единицах 10^{11} см^{-2}): 1,32 (кружки), 1,47 (квадраты), 2,07 (ромбы) и 2,67 (треугольники). Штриховые линии показывают ожидаемое из эксперимента поведение. (Из работы [29].)

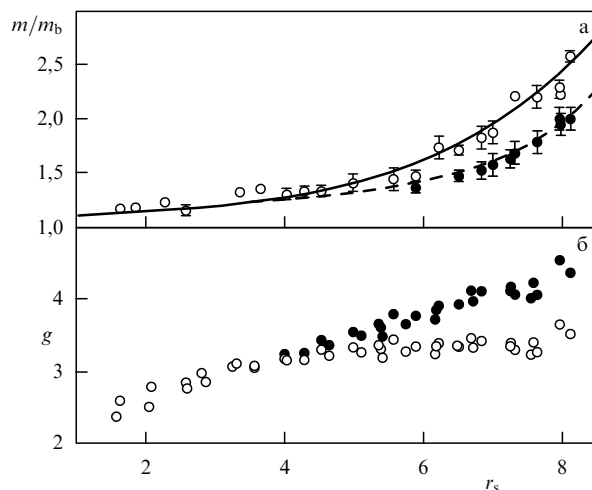


Рис. 20. Эффективная масса и g -фактор в кремниевой МОП-структуре с низкой плотностью электронов как функция r_s . Разные символы соответствуют двум различным предположениям, сделанным для оценки m из осцилляций Шубникова–де Гааза при высокой температуре: температура Дингла T_D не зависит от температуры (пустые кружки) и температура Дингла возрастает линейно с температурой (сплошные кружки). Сплошная и штриховая линии на рис. а — полиномиальные аппроксимации. (Из работы [224].)

ние формулы Лифшица–Косевича с T_D , зависящей от температуры [249], вела бы, напротив, к большим отклонениям получаемых значений массы от результатов, полученных в пределе низких температур (ср. рис. 19б и 20).

Анализ зависимости от температуры амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза в двумерной электронной системе с низкой плотностью носителей в узких квантовых ямах AlAs показал умеренный рост как эффективной массы, так и g -фактора, определенного по известной величине gm [235]. Такое поведение g и m похоже на наблюдаемое в кремниевых МОП-структурах при высокой плотности электронов. Это показывает, что вряд ли значительное увеличение эффективной массы при низкой плотности электронов в кремниевых МОП-структурах происходит из-за долинного вырождения, хотя самые низкие из доступных плотностей в узких квантовых ямах AlAs все еще слишком высоки. Любопытно, что наблюдаемые значения g/g_0 в пределе высоких плотностей электронов в квантовых ямах AlAs значительно превосходят как величину $g/g_0 = 1$, так и значения, наблюдаемые в кремниевых МОП-структурах. Рост спиновой восприимчивости при долинной поляризации, вызванной деформацией, который был обнаружен в квантовых ямах AlAs при высокой плотности электронов [250], вероятно, связан с увеличением g -фактора.

3.2.3. Спиновые и циклотронные щели в сильных магнитных полях. Результаты, касающиеся значительного роста эффективной массы, согласуются также с данными о спиновых и циклотронных щелях, полученными методами емкостной спектроскопии в магнитном поле. Эта методика основана на определении скачков химического потенциала в двумерной электронной системе, возникающих при прохождении фактором заполнения щелей в спектре. Провал в магнетоемкости при целочисленном факторе заполнения напрямую связан со скачком хими-

ческого потенциала при прохождении соответствующей щели в спектре двумерной электронной системы [251, 252]:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} + \frac{1}{A_g e^2 dn_s/d\mu}, \quad (7)$$

где C_0 — геометрическая емкость и A_g — площадь образца. Скачок химического потенциала определяется интегрированием провала магнетоемкости при низкой температуре, когда магнетоемкость насытилась и не зависит больше от температуры [253]. Заметим, что обычные измерения активационной энергии дают величину щели подвижности, которая может отличаться от щели в энергетическом спектре. Это серьезный недостаток по сравнению с прямым определением щели методом емкостной спектроскопии.

Фактор Ланде g , определяемый по этой методике, близок к своему значению в объемном кремнии и не меняется при изменении фактора заполнения [254], вопреки теории увеличения щелей за счет обмена [215–219]. Циклотронное расщепление соответствует эффективной массе, значительно увеличенной при низких плотностях электронов (рис. 21). Таким образом, в сильных магнитных полях влияние спинового обмена по-прежнему не является выраженным.

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 ν [253, 254]. Это напоминает поведение спиновой щели в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [255, 256], при этом и та, и другая щель линейно растут при увеличении перпендикулярного магнитного поля.

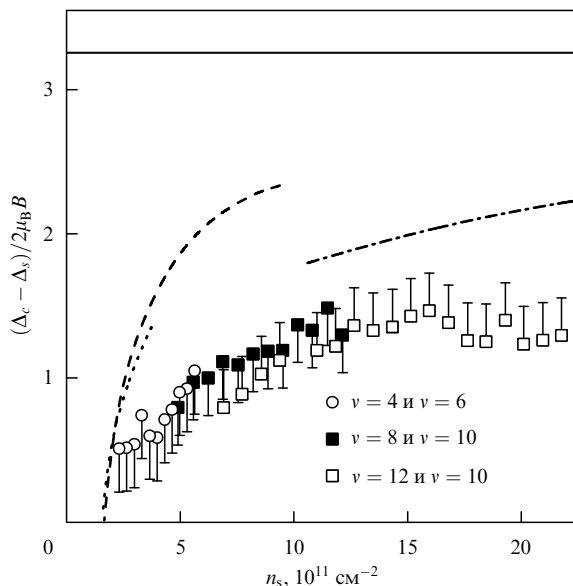


Рис. 21. Разность нормированных величин циклотронной и спиновой щелей в зависимости от плотности электронов в перпендикулярном магнитном поле в кремниевых МОП-структурах. Вклад от конечной ширины уровня указан символами систематической ошибки. Для сравнения показано значение $m_c/m - g$, определенное по данным работ [28] (штриховая линия), [29] (пунктир), и [214] (штрихпунктир), а также с использованием зонной массы электрона и g -фактора объемного кремния (сплошная линия). (Из работы [254].)

3.3. Вигнеровский кристалл или ферромагнитная ферми-жидкость?

С точки зрения теории

Как говорилось выше, экспериментальные данные, полученные на кремниевых МОП-структурах со слабым беспорядком, указывают, что при приближении с металлической стороны переход металл–диэлектрик управляется взаимодействием. С диэлектрической стороны, наоборот, он по-прежнему является классическим перколяционным переходом без существенного влияния со стороны взаимодействия. Можно сделать вывод, что на фазовой диаграмме рис. 1 система находится в окрестности одной из трикритических точек. Этот вывод согласуется с тем, что параметр взаимодействия r_s^* при низких плотностях электронов превышает теоретическую оценку порога, при котором должна начаться вигнеровская кристаллизация, несмотря на то, что все еще не вполне ясно, должна ли предшествовать кристаллизации какая-то промежуточная фаза, например, ферромагнитная ферми-жидкость.

Существует два подхода к обсуждаемому вопросу. В первом случае используется модель ферми-жидкости, распространяемая на относительно большие значения r_s^* . Этот подход приводит к заключению, что перенормировка g велика по сравнению с перенормировкой m [240–242]. В пределе высоких r_s^* можно ожидать появления расхождений g -фактора, соответствующей стонеровской неустойчивости. Эти предсказания противоречат экспериментальным результатам. Во-первых, поведение системы с низкой плотностью в режиме со значительно увеличенной восприимчивостью — вблизи начала спонтанной спиновой поляризации и вигнеровской кристаллизации — определяется не g -фактором, а эффективной массой через параметр взаимодействия r_s^* . Во-вторых, невозможно объяснить нечувствительность увеличения эффективной массы к спиновым обменным эффектам. Эти разногласия снижают шансы на появление фазы ферромагнитной ферми-жидкости до кристаллизации электронов. Вообще говоря, даже если спиновый обмен мал, влияние спиновых эффектов все еще может сказаться ближе к точке начала вигнеровской кристаллизации, где энергия Ферми может продолжить снижаться под влиянием увеличения массы.

Другой теоретический подход не основывается на представлении о ферми-жидкости. По аналогии с ^3He было предсказано существование промежуточной фазы между ферми-жидкостью и вигнеровским кристаллом, возникающей благодаря частичному разделению однородных фаз [257]. Было предсказано также, что вблизи точки кристаллизации перенормировка m доминирует над g и что эффективная масса, возможно, стремится к бесконечности в точке перехода и растет с увеличением магнитного поля [258]. Значительный рост эффективной массы вблизи точки кристаллизации электронов следует также из вариационного метода Гутцвиллера [259], который был применен к кремниевым МОП-структурам Долгополовым [260], а также из динамической теории среднего поля [261]. Хотя резкий рост массы и находится в согласии с данными эксперимента, предсказываемая зависимость m от степени спиновой поляризации экспериментом не подтверждается.

В завершение этого раздела, я бы хотел добавить несколько замечаний об идеях, основанных на теории ферми-жидкости. Было предложено связать наблюдае-

мый рост эффективной массы с возможным образованием состояния связанных долин в двухдолинных электронных системах [262, 263]. Однако это находится в противоречии с тем, что похожие результаты были получены и в однодолинных электронных системах. Было высказано предположение, что, возможно, в спектре $E(k)$ формируется плато на уровне Ферми, что ведет к расходящейся эффективной массе (см., например, работу [264]). На сегодняшний день, однако, зависимость эффективной массы от температуры, которая вытекает из формирования плато, не согласуется с имеющимися экспериментальными данными. Предсказание, что плотность электронов, при которой эффективная масса демонстрирует резкий рост, зависит от степени беспорядка [265], не подтверждается экспериментальными данными, полученными на имеющихся образцах. В конце концов, можно просто следовать классическому подходу, вводя параметры ферми-жидкости феноменологически как физически наблюдаемые величины, значения которых определяются экспериментально.

4. Заключение

Критический анализ данных, касающихся двумерных электронных систем, показывает, что следствия скейлинговой теории локализации не подтверждаются экспериментом. Основными проблемами, требующими внимания теоретиков, являются конечная ширина делокализованных состояний на уровнях Ландау и настоящий переход металл–диэлектрик в нулевом магнитном поле, существование которого в случае двумерных электронных систем с низким беспорядком убедительно поддерживается экспериментальными данными, хотя в случае сильного беспорядка вопрос остается открытым. Также до сих пор нет теоретического объяснения осцилляции фазовой границы металл–диэлектрик в зависимости от перпендикулярного магнитного поля.

В течение четырех последних лет произошел существенный прогресс в понимании металлического состояния сильно взаимодействующих двумерных электронных систем с низким беспорядком. Это состояние отличается сильной металлической температурной зависимостью удельного сопротивления, вызванной влиянием электрон-электронного взаимодействия. Спиновая восприимчивость, измеренная в кремниевых МОП-структурах со слабым беспорядком с использованием различных экспериментальных методик, демонстрирует резкий рост и, возможно, расходимость при конечной, не зависящей от образца плотности электронов n_c вблизи критической плотности перехода металл–диэлектрик n_c . Это свидетельствует, что переход металл–диэлектрик в чистых двумерных системах происходит под влиянием взаимодействия. В отличие от стонеровской неустойчивости, рост спиновой восприимчивости в данном случае вызван увеличением эффективной массы, а не g -фактора. Эффективная масса не зависит от степени спиновой поляризации; это означает, что спиновый обмен не является причиной ее роста. Аналогичный рост спиновой восприимчивости наблюдается в других двумерных системах. Вопрос, приводит ли он к спонтанной спиновой поляризации при конечной плотности носителей, остается пока открытым.

Я благодарен И.Л. Алейнеру, М.В.С. Dharma-wardana, В.Т. Долгополову, М.М. Фоглеру, В.Ф. Гантма-

херу, Д. Heiman, С.В. Кравченко, D.N. Sheng и А. Widom за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства образования и науки.

Список литературы

1. Wigner E *Phys. Rev.* **46** 1002 (1934)
2. Stoner E C FRS *Rep. Prog. Phys.* **11** 43 (1946)
3. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **32** 59 (1957)
4. Tanatar B, Ceperley D M *Phys. Rev. B* **39** 5005 (1989)
5. Attacalite C et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 256601 (2002)
6. Abrahams E et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 673 (1979)
7. Altshuler B L, Aronov A G, Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **44** 1288 (1980)
8. Финкельштейн А М *ЖЭТФ* **84** 168 (1983)
9. Finkelstein A M *Z. Phys. B* **56** 189 (1984)
10. Castellani C et al. *Phys. Rev. B* **30** 527 (1984)
11. Dolan G J, Osheroff D D *Phys. Rev. Lett.* **43** 721 (1979)
12. Bishop D J, Tsui D C, Dynes R C *Phys. Rev. Lett.* **44** 1153 (1980)
13. Uren M J, Davies R A, Pepper M J. *Phys. C: Solid State Phys.* **13** L985 (1980)
14. Shashkin A A, Kravchenko G V, Dolgoplov V T *Письма в ЖЭТФ* **58** 215 (1993)
15. Shashkin A A, Dolgoplov V T, Kravchenko G V *Phys. Rev. B* **49** 14486 (1994)
16. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 3141 (1994)
17. Khmel'nitskii D E *Phys. Lett. A* **106** 182 (1984)
18. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **52** 2304 (1984)
19. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **50** 8039 (1994)
20. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **51** 7038 (1995)
21. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 4938 (1996)
22. Kravchenko S V et al. *Solid State Commun.* **116** 495 (2000)
23. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 086801 (2001)
24. Vitkalov S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 086401 (2001)
25. Kravchenko S V, Shashkin A A, Dolgoplov V T *Phys. Rev. Lett.* **89** 219701 (2002)
26. Gao X P A et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 016801 (2002)
27. Zhu J et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 056805 (2003)
28. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **66** 073303 (2002)
29. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 046403 (2003)
30. Shashkin A A et al. *J. Phys. A: Math. Gen.* **36** 9237 (2003)
31. Abrahams E, Kravchenko S V, Sarachik M P *Rev. Mod. Phys.* **73** 251 (2001)
32. Kravchenko S V, Sarachik M P *Rep. Prog. Phys.* **67** 1 (2004)
33. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 26 (1975)
34. Tsukada M J. *Phys. Soc. Jpn.* **42** 391 (1977)
35. Maki K, Zotos X *Phys. Rev. B* **28** 4349 (1983)
36. Lam P K, Girvin S M *Phys. Rev. B* **30** 473 (1984)
37. Levesque D, Weiss J J, MacDonald A H *Phys. Rev. B* **30** 1056 (1984)
38. D'Iorio M, Pudalov V M, Semenchinsky S G *Phys. Lett. A* **150** 422 (1990)
39. Kravchenko S V, Perenboom J A A J, Pudalov V M *Phys. Rev. B* **44** 13513 (1991)
40. D'Iorio M, Pudalov V M, Semenchinsky S G *Phys. Rev. B* **46** 15992 (1992)
41. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 1866 (1993)
42. Willett R L et al. *Phys. Rev. B* **38** 7881 (1988)
43. Goldman V J, Shayegan M, Tsui D C *Phys. Rev. Lett.* **61** 881 (1988)
44. Andrei E Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **60** 2765 (1988)
45. Willett R L et al. *Phys. Rev. B* **40** 6432 (1989)
46. Jiang H W et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 633 (1990)
47. Goldman V J et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 2189 (1990)
48. Williams F I B et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 3285 (1991)
49. Jiang H W et al. *Phys. Rev. B* **44** 8107 (1991)
50. Santos M B et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1188 (1992)
51. Santos M B et al. *Phys. Rev. B* **46** 13639 (1992)
52. Manoharan H C, Shayegan M *Phys. Rev. B* **50** 17662 (1994)
53. v. Klitzing K, Dorda G, Pepper M *Phys. Rev. Lett.* **45** 494 (1980)
54. Kivelson S, Lee D-H, Zhang S-C *Phys. Rev. B* **46** 2223 (1992)
55. Khmel'nitskii D E *Helv. Phys. Acta* **65** 164 (1992)
56. Huckestein B *Phys. Rev. Lett.* **84** 3141 (2000)
57. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. B* **46** 13303 (1992)
58. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 910 (1995)

59. Dultz S C, Jiang H W, Schaff W J *Phys. Rev. B* **58** R7532 (1998)
60. Hilke M et al. *Phys. Rev. B* **62** 6940 (2000)
61. Glozman I, Johnson C E, Jiang H W *Phys. Rev. Lett.* **74** 594 (1995)
62. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2248 (1995)
63. Pudalov V M, D'Iorio M, Campbell J W *Письма в ЖЭТФ* **57** 592 (1993)
64. Jiang H W et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 1439 (1993)
65. Shahar D, Tsui D C, Cunningham J E *Phys. Rev. B* **52** R14372 (1995)
66. Hilke M et al. *Phys. Rev. B* **56** R15545 (1997)
67. Sakr M R et al. *Phys. Rev. B* **64** 161308 (2001)
68. Wang T et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 709 (1994)
69. Hughes R J F et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **6** 4763 (1994)
70. Song S-H et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 2200 (1997)
71. Lee C H et al. *Phys. Rev. B* **58** 10629 (1998)
72. Hilke M et al. *Nature* **395** 675 (1998)
73. Hilke M et al. *Europhys. Lett.* **46** 775 (1999)
74. Hanein Y et al. *Nature* **400** 735 (1999)
75. Popović D, Fowler A B, Washburn S *Phys. Rev. Lett.* **79** 1543 (1997)
76. Coleridge P T et al. *Phys. Rev. B* **56** R12764 (1997)
77. Shashkin A A, Kravchenko S V, Klapwijk T M *Phys. Rev. Lett.* **87** 266402 (2001)
78. Papadakis S J, Shayegan M *Phys. Rev. B* **57** R15068 (1998)
79. Hanein Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 1288 (1998)
80. Simmons M Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 1292 (1998)
81. Mills A P (Jr) et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 2805 (1999)
82. Yoon J et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 1744 (1999)
83. Simmons M Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 2489 (2000)
84. Noh H et al. *Phys. Rev. B* **68** 165308 (2003)
85. Pudalov V M et al., cond-mat/0103087
86. Fogler M M, Shklovskii B I *Phys. Rev. B* **52** 17366 (1995)
87. Tikofsky A M, Kivelson S A *Phys. Rev. B* **53** R13275 (1996)
88. Ando T *J. Phys. Soc. Jpn.* **53** 3126 (1984)
89. Shahbazyan T V, Raikh M E *Phys. Rev. Lett.* **75** 304 (1995)
90. Kagalovsky V, Horovitz B, Avishai Y *Phys. Rev. B* **52** R17044 (1995)
91. Gramada A, Raikh M E *Phys. Rev. B* **54** 1928 (1996)
92. Haldane F D M, Yang K *Phys. Rev. Lett.* **78** 298 (1997)
93. Fogler M M *Phys. Rev. B* **57** 11947 (1998)
94. Liu D Z, Xie X C, Niu Q *Phys. Rev. Lett.* **76** 975 (1996)
95. Xie X C et al. *Phys. Rev. B* **54** 4966 (1996)
96. Hatsugai Y, Ishibashi K, Morita Y *Phys. Rev. Lett.* **83** 2246 (1999)
97. Yang K, Bhatt R N *Phys. Rev. Lett.* **76** 1316 (1996)
98. Yang K, Bhatt R N *Phys. Rev. B* **59** 8144 (1999)
99. Koschny Th, Potempa H, Schweitzer L *Phys. Rev. Lett.* **86** 3863 (2001)
100. Pereira A L C, Schulz P A *Phys. Rev. B* **66** 155323 (2002)
101. Koschny Th, Schweitzer L *Phys. Rev. B* **67** 195307 (2003)
102. Sheng D N, Weng Z Y *Phys. Rev. Lett.* **78** 318 (1997)
103. Sheng D N, Weng Z Y *Phys. Rev. B* **62** 15363 (2000)
104. Okamoto T, Shinohara Y, Kawaji S *Phys. Rev. B* **52** 11109 (1995)
105. Dultz S C, Jiang H W *Phys. Rev. Lett.* **84** 4689 (2000)
106. Fogler M M *Phys. Rev. B* **69** 121409(R) (2004)
107. Dolgoplov V T, Kravchenko G V, Shashkin A A *Письма в ЖЭТФ* **55** 146 (1992)
108. Dolgoplov V T et al. *Письма в ЖЭТФ* **55** 701 (1992)
109. Dolgoplov V T et al. *Письма в ЖЭТФ* **62** 152 (1995)
110. Adkins C J, Pollitt S, Pepper M J *J. Phys. Colloq. (Paris)* **37** (C4) 343 (1976)
111. Polyakov D G, Shklovskii B I *Phys. Rev. B* **48** 11167 (1993)
112. Shklovskii B I, Efros A L *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (New York: Springer-Verlag, 1984)
113. Li Y P, PhD Thesis (Princeton, NJ: Princeton Univ., 1994)
114. Кукушкин И В, Тимофеев Б Б *УФН* **163** (7) 1 (1993)
115. Iordansky S V *Solid State Commun.* **43** 1 (1982)
116. Ando T *J. Phys. Soc. Jpn.* **52** 1740 (1983)
117. Aoki H J *Phys. C: Solid State Phys.* **16** 1893 (1983)
118. Aoki H, Ando T *Phys. Rev. Lett.* **54** 831 (1985)
119. Pruisken A M M *Phys. Rev. Lett.* **61** 1297 (1988)
120. Wei H P et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 1294 (1988)
121. Wakabayashi J, Yamane M, Kawaji S *J. Phys. Soc. Jpn.* **58** 1903 (1989)
122. Koch S et al. *Phys. Rev. B* **43** 6828 (1991)
123. Долгополов В Т и др. *ЖЭТФ* **99** 201 (1991)
124. Koch S et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 883 (1991)
125. Koch S et al. *Phys. Rev. B* **46** 1596 (1992)
126. Wei H P et al. *Phys. Rev. B* **45** 3926 (1992)
127. Hwang S W et al. *Phys. Rev. B* **48** 11416 (1993)
128. Engel L W et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2638 (1993)
129. Wei H P, Engel L W, Tsui D C *Phys. Rev. B* **50** 14609 (1994)
130. Wong L W et al. *Phys. Rev. B* **51** 18033 (1995)
131. Shahar D et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 4511 (1995)
132. Pan W et al. *Phys. Rev. B* **55** 15431 (1997)
133. Shahar D et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 479 (1997)
134. Coleridge P T *Phys. Rev. B* **60** 4493 (1999)
135. van Schaijk R T F et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1567 (2000)
136. Dunford R B et al. *Physica E* **6** 297 (2000)
137. Dunford R B et al. *Physica B* **298** 496 (2001)
138. Hohls F, Zeitler U, Haug R J *Phys. Rev. Lett.* **86** 5124 (2001)
139. Hohls F, Zeitler U, Haug R J *Phys. Rev. Lett.* **88** 036802 (2002)
140. Hohls F et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 276801 (2002)
141. Balaban N Q, Meirav U, Bar-Joseph I *Phys. Rev. Lett.* **81** 4967 (1998)
142. Shahar D et al. *Solid State Commun.* **107** 19 (1998)
143. Arapov Y G et al. *Nanotechnology* **13** 86 (2002)
144. Huckestein B *Rev. Mod. Phys.* **67** 357 (1995)
145. Wysokinski K I, Brenig W Z *Phys. B* **54** 11 (1983)
146. Viehweger O, Efetov K B *J. Phys.: Condens. Matter* **2** 7049 (1990)
147. Viehweger O, Efetov K B *Phys. Rev. B* **44** 1168 (1991)
148. Zhang S-C, Kivelson S, Lee D-H *Phys. Rev. Lett.* **69** 1252 (1992)
149. Wakabayashi J et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **57** 3678 (1988)
150. Dorozhkin S I et al. *Письма в ЖЭТФ* **57** 55 (1993)
151. Goldman V J et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 647 (1993)
152. Sajoto T et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 2321 (1993)
153. Kravchenko S V, Furneaux J E, Pudalov V M *Phys. Rev. B* **49** 2250 (1994)
154. Pudalov V M, D'Iorio M, Campbell J W *Surf. Sci.* **305** 107 (1994)
155. Levine H, Libby S B, Pruisken A M M *Phys. Rev. Lett.* **51** 1915 (1983)
156. Хмельницкий Д Е *Письма в ЖЭТФ* **38** 454 (1983)
157. Dykhne A M, Ruzin I M *Phys. Rev. B* **50** 2369 (1994)
158. Ruzin I, Feng S *Phys. Rev. Lett.* **74** 154 (1995)
159. Burgess C P, Dib R, Dolan B P *Phys. Rev. B* **62** 15359 (2000)
160. Wei H P, Tsui D C, Pruisken A M M *Phys. Rev. B* **33** 1488 (1986)
161. Halperin B I *Phys. Rev. B* **25** 2185 (1982)
162. Prange R E, Girvin S M (Eds) *The Quantum Hall Effect* (New York: Springer-Verlag, 1987)
163. Büttiker M *Phys. Rev. B* **38** 9375 (1988)
164. Laughlin R B *Phys. Rev. B* **23** 5632 (1981)
165. Widom A, Clark T D J *J. Phys. D: Appl. Phys.* **15** L181 (1982)
166. Долгополов В Т, Житенев Н Б, Шашкин А А *Письма в ЖЭТФ* **52** 826 (1990)
167. Dolgoplov V T, Zhitenev N B, Shashkin A A *Europhys. Lett.* **14** 255 (1991)
168. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. B* **46** 12560 (1992)
169. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. B* **48** 8480 (1993)
170. Jeanneret B et al. *Phys. Rev. B* **51** 9752 (1995)
171. Watts J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 4220 (1998)
172. Honold M M et al. *Phys. Rev. B* **59** R10417 (1999)
173. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 5566 (2001)
174. Dolgoplov V T, Kravchenko G V, Shashkin A A *Solid State Commun.* **78** 999 (1991)
175. Haug R J *Semicond. Sci. Technol.* **8** 131 (1993)
176. Fontein P F et al. *Phys. Rev. B* **43** 12090 (1991)
177. Kent A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 1684 (1992)
178. Merz R et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 651 (1993)
179. Shashkin A A et al. *Semicond. Sci. Technol.* **9** 2110 (1994)
180. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **49** 5379 (1994)
181. van Haren R J F, Blom F A P, Wolter J H *Phys. Rev. Lett.* **74** 1198 (1995)
182. van Haren R J F et al. *Phys. Rev. B* **52** 5760 (1995)
183. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 5114 (1997)
184. Wei Y Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 1674 (1998)
185. Tessmer S H et al. *Nature* **392** 51 (1998)
186. McCormick K L et al. *Phys. Rev. B* **59** 4654 (1999)
187. Yacoby A et al. *Solid State Commun.* **111** 1 (1999)

188. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **60** R16307 (1999)
189. Zhitenev N B et al. *Nature* **404** 473 (2000)
190. Finkelstein G et al. *Science* **289** 90 (2000)
191. Finkelstein G et al. *Phys. Rev. B* **61** R16323 (2000)
192. Woodside M T et al. *Phys. Rev. B* **64** 041310 (2001)
193. van Zalinge H et al. *Phys. Rev. B* **64** 235303 (2001)
194. Glicofridis P I et al. *Phys. Rev. B* **65** 121312(R) (2002)
195. Chklovskii D B, Shklovskii B I, Glazman L I *Phys. Rev. B* **46** 4026 (1992)
196. Ebert G, von Klitzing K, Weimann G *J. Phys. C: Solid State Phys.* **18** L257 (1985)
197. Пудалов В М, Семенчинский С Г *Письма в ЖЭТФ* **42** 188 (1985)
198. Шашкин А А, Долгополов В Т, Дорожкин С И *ЖЭТФ* **91** 1897 (1986)
199. Wiegiers S A J et al. *Phys. Rev. B* **59** 7323 (1999)
200. Sarachik M P, Kravchenko S V *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **96** 5900 (1999)
201. Kravchenko S V, Klapwijk T M *Phys. Rev. Lett.* **84** 2909 (2000)
202. Jaroszyński J, Popović D, Klapwijk T M *Phys. Rev. Lett.* **89** 276401 (2002)
203. Simonian D, Kravchenko S V, Sarachik M P *Phys. Rev. B* **55** R13421 (1997)
204. Okamoto T et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3875 (1999)
205. Vitkalov S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2164 (2000)
206. Vitkalov S A, Sarachik M P, Klapwijk T M *Phys. Rev. B* **64** 073101 (2001)
207. Bogdanovich S, Popović D *Phys. Rev. Lett.* **88** 236401 (2002)
208. Leturcq R et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 076402 (2003)
209. Stern F *Phys. Rev. Lett.* **44** 1469 (1980)
210. Gold A, Dolgoplov V T *Phys. Rev. B* **33** 1076 (1986)
211. Das Sarma S *Phys. Rev. B* **33** 5401 (1986)
212. Das Sarma S, Hwang E H *Phys. Rev. Lett.* **83** 164 (1999)
213. Fang F F, Stiles P J *Phys. Rev.* **174** 823 (1968)
214. Smith J L, Stiles P J *Phys. Rev. Lett.* **29** 102 (1972)
215. Ando T, Uemura Y J. *Phys. Soc. Jpn.* **37** 1044 (1974)
216. Бычков Ю А, Иорданский С В, Элиашберг Г М *Письма в ЖЭТФ* **33** 152 (1981)
217. Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **30** 5655 (1984)
218. MacDonald A H, Oji H C A, Liu K L *Phys. Rev. B* **34** 2681 (1986)
219. Smith A P, MacDonald A H, Gumbs G *Phys. Rev. B* **45** 8829 (1992)
220. Simonian D et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2304 (1997)
221. Pudalov V M et al. *Письма в ЖЭТФ* **65** 887 (1997)
222. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 076401 (2002)
223. Dolgoplov V T, Gold A *Письма в ЖЭТФ* **71** 42 (2000)
224. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 196404 (2002)
225. Vitkalov S A, Sarachik M P, Klapwijk T M *Phys. Rev. B* **65** 201106(R) (2002)
226. Sarachik M P, Vitkalov S A *J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. A* **72** 53 (2003)
227. Prus O et al. *Phys. Rev. B* **67** 205407 (2003)
228. Dolgoplov V T, Gold A *Phys. Rev. Lett.* **89** 129701 (2002)
229. Gold A, Dolgoplov V T *J. Phys.: Condens. Matter* **14** 7091 (2002)
230. Batke E, Tu C W *Phys. Rev. B* **34** 3027 (1986)
231. Das Sarma S, Hwang E H *Phys. Rev. Lett.* **84** 5596 (2000)
232. Tutuc E, Melinte S, Shayegan M *Phys. Rev. Lett.* **88** 036805 (2002)
233. Noh H et al. *Phys. Rev. B* **68** 165308 (2003)
234. Tutuc E et al. *Phys. Rev. B* **67** 241309(R) (2003)
235. Vakili K et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 226401 (2004)
236. Dolgoplov V T et al. *Superlattices Microstruct.* **33** 271 (2003)
237. Okamoto T et al. *Phys. Rev. B* **69** 041202(R) (2004)
238. Zala G, Narozhny B N, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **64** 214204 (2001)
239. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
240. Iwamoto N *Phys. Rev. B* **43** 2174 (1991)
241. Kwon Y, Ceperley D M, Martin R M *Phys. Rev. B* **50** 1684 (1994)
242. Chen G-H, Raikh M E *Phys. Rev. B* **60** 4826 (1999)
243. Proskuryakov Y Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 076406 (2002)
244. Coleridge P T, Sachrajda A S, Zawadzki P *Phys. Rev. B* **65** 125328 (2002)
245. Vitkalov S A et al. *Phys. Rev. B* **67** 113310 (2003)
246. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 126403 (2003)
247. Das Sarma S, Hwang E H *Phys. Rev. Lett.* **93** 269703 (2004)
248. Shashkin A A, Dolgoplov V T, Kravchenko S V *Phys. Rev. Lett.* **93** 269705 (2004)
249. Martin G W, Maslov D L, Reizer M Yu *Phys. Rev. B* **68** 241309(R) (2003)
250. Shkolnikov Y P et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 246804 (2004)
251. Smith T P et al. *Phys. Rev. B* **32** 2696 (1985)
252. Пудалов В М, Семенчинский С Г *Письма в ЖЭТФ* **44** 526 (1986)
253. Khrapai V S, Shashkin A A, Dolgoplov V T *Phys. Rev. B* **67** 113305 (2003)
254. Khrapai V S, Shashkin A A, Dolgoplov V T *Phys. Rev. Lett.* **91** 126404 (2003)
255. Usher A et al. *Phys. Rev. B* **41** 1129 (1990)
256. Dolgoplov V T et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 729 (1997)
257. Spivak B *Phys. Rev. B* **67** 125205 (2003)
258. Spivak B *Phys. Rev. B* **64** 085317 (2001)
259. Brinkman W F, Rice T M *Phys. Rev. B* **2** 4302 (1970)
260. Долгополов В Т *Письма в ЖЭТФ* **76** 437 (2002)
261. Tanasković D et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 066603 (2003)
262. Dharma-wardana M W C *Europhys. Lett.* **67** 552 (2004)
263. Dharma-wardana M W C, Perrot F *Phys. Rev. B* **70** 035308 (2004)
264. Ходель В А, Шагинян В Р *Письма в ЖЭТФ* **51** 488 (1990)
265. Asgari R, Davoudi B, Tanatar B *Solid State Commun.* **130** 13 (2004)

Metal–insulator transitions and the effects of electron–electron interactions in two-dimensional electronic systems

A.A. Shashkin

*Institute of Solid State Physics, Russian Academy of Sciences
Chernogolovka, 142432 Moscow Region, Russian Federation
Tel. (7-095) 720-49 59 ext. 2-29 46
Fax (7-096) 524-97 01
E-mail: shashkin@issp.ac.ru*

Experimental results on the metal-insulator transitions and the anomalous properties of strongly interacting two-dimensional electron systems are reviewed and critically analyzed. Special attention is given to recent results for the strongly enhanced spin susceptibility and effective mass in low-disordered silicon MOSFETs.

PACS numbers: **71.30.+h**, **73.40.Qv**, **73.43.-f**

Bibliography — 265 references

Received 16 June 2004, revised 18 October 2004

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (2) 139–161 (2005)

Physics–Uspekhi **48** (2) (2005)