

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проекты РФФИ # 97-02-16829 и # 98-02-16632

Коллективные эффекты в транспортных свойствах двумерных электронных систем

В. Т. Долгополов

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 31 января 2002 г.

После переработки 21 февраля 2002 г.

Изложены результаты экспериментального исследования нетрадиционных проявлений коллективных эффектов в транспортных свойствах двумерных электронных систем.

PACS: 73.21.Fg, 73.43.-f

1. Постановка задачи

Интерес к исследованию сильно коррелированных электронных систем обусловлен тем, что теоретические предсказания в условиях сильного взаимодействия базируются, в основном, на численных модельных расчетах с малым числом частиц. В качестве объекта для экспериментального исследования сильно коррелированной электронной жидкости исключительно удобны двумерные электронные системы, поскольку энергия межчастичного взаимодействия $E_C = e^2 n_s^{1/2} / \epsilon$ (где e и n_s – заряд и концентрация электронов) является параметром, контролируемым в эксперименте. Хрестоматийными примерами проявления кулоновского взаимодействия в двумерных электронных системах служат дробный квантовый эффект Холла [1] и обменно увеличенная спиновая щель [2]. В отсутствие магнитного поля параметром, определяющим силу взаимодействия, является радиус Вигнера-Зейтца, определяемый как $r_s = 1/a_B n_s^{1/2}$ (где a_B – боровский радиус), задающий соотношение между кулоновской и фермиевской энергиями. Прогресс в изготовлении полупроводниковых гетероструктур, достигнутый в последние годы, позволил существенно уменьшить плотность заряженных частиц в высокоподвижной ферми-жидкости и достичь рекордных значений $r_s \sim 40$ [3, 4]. Ниже мы рассмотрим только результаты экспериментов на двойных квантовых ямах и на кремниевых полевых структурах.

Транспортные свойства двухслойных систем обладают многочисленными особенностями, значи-

тельная часть которых, традиционно относимая к одноэлектронным проявлениям, может быть понята в приближении Хартри. Следовательно, первым шагом на пути исследования двухслойных электронных систем должно быть разделение одночастичных и обменно-корреляционных эффектов. Как будет показано ниже, детальное понимание одночастичных свойств позволяет идентифицировать новую фазу, возникающую в двухслойной электронной системе при факторе заполнения $\nu = 2$.

Кремниевые полевые структуры не являются рекордсменами по достижимым значениям r_s (в них $r_s < 9$), однако двухдолинность электронного спектра и сравнительно малая протяженность электронной волновой функции в z -направлении делает их вполне конкурентоспособными объектами для исследования обменно-корреляционных эффектов.

2. Двухслойные электронные системы

2.1. Индуцированная нормальным магнитным полем реконструкция электронных волновых функций. Появление новой степени свободы в двухслойных электронных системах требует введения и нового квантового числа, указывающего, к какому из слоев относится электрон. Формально это число может рассматриваться как проекция фиктивного спина (изоспина) на выделенную ось. Наличие нового квантового числа в условиях сильного межслоевого взаимодействия электронов приводит к особенностям в дробном [5–9] и целочисленном [10, 11] квантовом эффекте Холла, а также к появлению новых ветвей возбуждений [12] и новых квазичастиц [13–

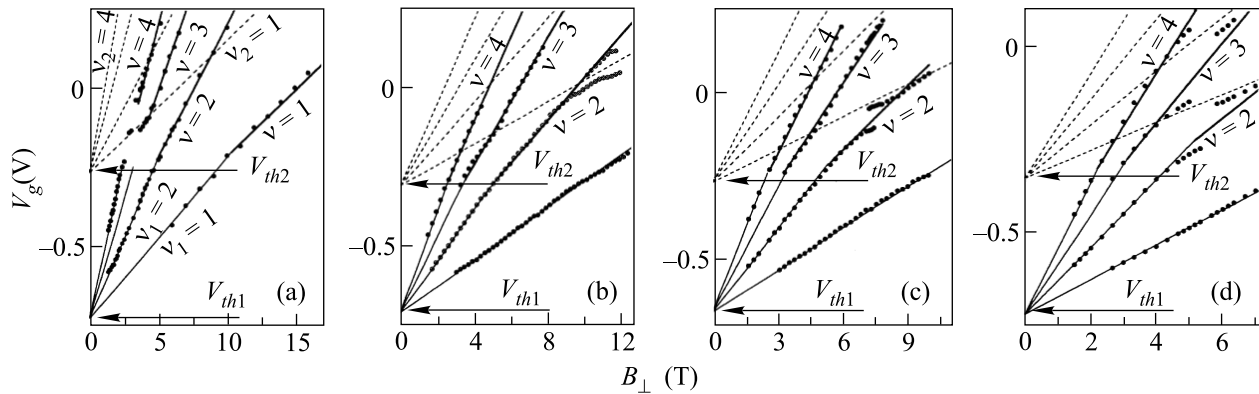


Рис.2. Положение щелей электронного спектра двухслойной электронной системы на плоскости (V_g, B) (точки); (a) – магнитное поле нормально плоскости, (b), (c), (d) – угол наклона магнитного поля 30° , 45° и 60° , соответственно

имеются электроны двух подзон: нижней подзоны, с центром тяжести электронного распределения, расположенным в дальней от затвора части ямы, и верхней подзоны, электроны которой находятся ближе к затвору. После введения квантующего магнитного поля, соответствующего фактору заполнения $\nu = 4$, исходное распределение электронов заполнило бы более трех квантовых уровней в дальней подзоне и менее одного в ближней, хотя суммарное количество электронов отвечает четырем полностью заполненным уровням. В общем случае частично заполненные уровни будут отвечать разным энергиям, поэтому равновесное распределение устанавливается переносом части электронов из подзоны в подзону. Следовательно, частично заполненные уровни имеют тенденцию прикалываться к ферми-уровню и даже при целочисленном заполнении электронная система будет обладать диссипативной проводимостью.

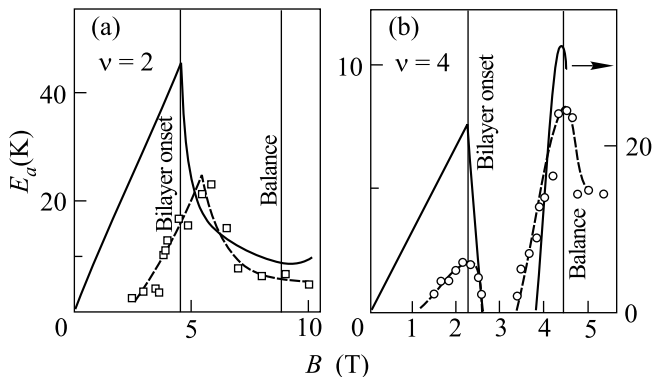


Рис.3. Энергия активации в зависимости от магнитного поля для факторов заполнения $\nu = 2$ и $\nu = 4$. Сплошные линии – расчет, штриховые кривые проведены по экспериментальным точкам

Приведенное выше рассуждение справедливо при выполнении двух условий. Во-первых, электронная система должна быть “мягкой” ($\alpha > 1$). Это условие нарушается при приближении к точке баланса, в которой яма, и распределение электронов совершенно симметричны, поскольку в этой точке $\alpha = 0$. Справедливость изложенных соображений демонстрирует рис.3, где проведено сравнение вычисленной щели для $\nu = 4$ с экспериментально измеренной. Видно, что качественно расчет соответствует эксперименту. Количественное расхождение легко объясняется конечной шириной квантовых уровней.

Второе условие более серьезно. Недиагональные матричные элементы возмущения, вызванного переносом электронов из одной подзоны в другую, должны обратиться в нуль. Другими словами, перенос небольшого количества электронов между подзонами не должен возмущать движение остальных электронов в z -направлении. Последнее возможно только в том случае, если волновые функции начального и конечного состояний соответствуют различным уровням Ландау. Для рассмотренного выше переноса электронов с нулевого на первый уровень Ландау ($\nu = 4$) это условие выполняется. В противном случае ($\nu = 1, 2$, например) произойдет реконструкция волновых функций в z -направлении и ферми-уровень окажется в щели. Рассчитанная из подобных соображений щель для $\nu = 2$ показана сплошной линией на рис.3. Как видно из рисунка, расчетная и экспериментальная кривые демонстрируют качественно одинаковое поведение.

Любопытно сравнить распределение электронной плотности в z -направлении до и после индуцированной квантующим магнитным полем реконструкции (см. рис.4). На вставке к рисунку показаны квадра-

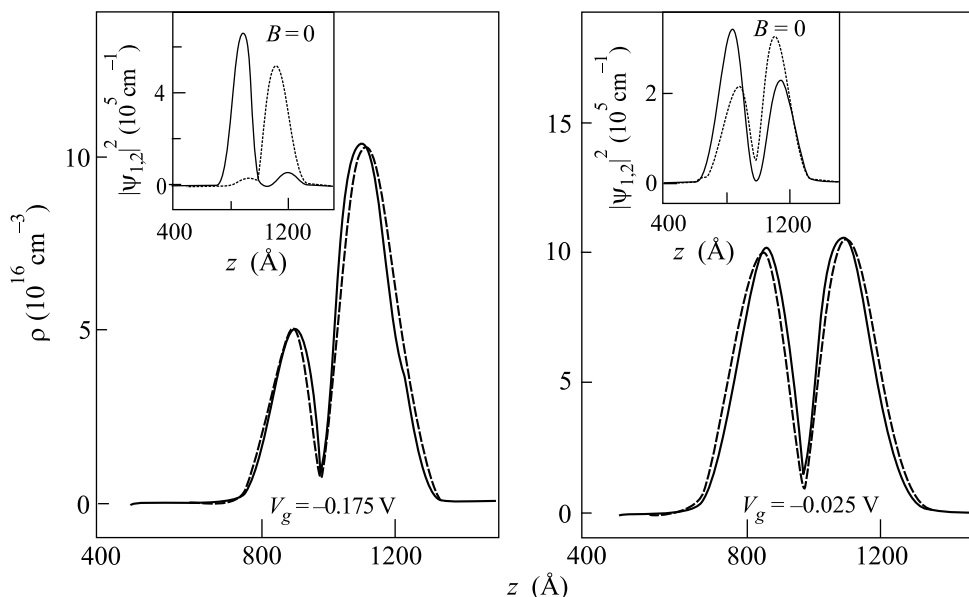


Рис.4. Распределение электронной плотности в квантовой яме до (штриховые кривые) и после (сплошная линия) реконструкции волновых функций при различных V_g . На вставках показан квадрат модуля электронных волновых функций для двух нижних подзон в нулевом магнитном поле

ты модуля электронных волновых функций до реконструкции. Электроны нижней подзоны преимущественно находятся в дальней от затвора части ямы, а центр тяжести электронного распределения в верхней подзоне сдвинут вперед. Общее распределение плотности в нулевом магнитном поле показано штриховой линией на основном рисунке. После введения квантующего магнитного поля заполненной оказывается только одна подзона с гибридной волновой функцией, захватывающей обе части ямы. Соответствующее распределение электронной плотности показано на рис.4 сплошной линией. Из рисунка видно, что реконструкция волновых функций действительно сопровождается незначительной деформацией электронной плотности.

2.2. Независимая экспериментальная проверка. Изложенные соображения легко могут быть подвергнуты экспериментальной проверке [19]. Действительно, при добавлении к квантующей нормальной компоненте параллельного магнитного поля сформулированное выше второе условие будет нарушено при произвольном факторе заполнения. Следовательно, существование частично заполненных квантовых уровней при целочисленном общем заполнении будет исключено.

Вдалеке от точки баланса результатом межподзонного туннелирования является смещение электрона в z -направлении. При наличии параллельной компоненты магнитного поля смещение в z -направлении

связано со сдвигом центра одноэлектронной волновой функции в плоскости (X, Y) [20]. Сдвинутые одноэлектронные волновые функции разных уровней Ландау не ортогональны, а значит, недиагональный матричный элемент не равен нулю.

В качестве иллюстрации мы приводим на рис.5а зависимости энергии активации от магнитного поля для фиксированного фактора заполнения $\nu = 4$ при следующих углах между направлением магнитного поля и нормалью: 0° (кружки), 30° (ромбы), 45° (квадраты) и 60° (треугольники). Уже при угле в 30° в том интервале магнитных полей, где в нулевом магнитном поле щель отсутствовала, открывается общая для двуслойной системы спектральная щель, почти не изменяющаяся при дальнейшем увеличении угла наклона магнитного поля. Экспериментальную зависимость можно сравнить с расчетом, базирующимся на учете сдвига волновых функций в плоскости при туннелировании в параллельном магнитном поле (рис.5б). Расчет и в этом случае дает прекрасное качественное согласие с экспериментом.

Результат приведенных выше экспериментов может быть сформулирован следующим образом: мы научились выделять и идентифицировать одночастичные эффекты в спектре “мягкой” двуслойной электронной системы в квантующем магнитном поле. Дополнительные спектральные особенности, наблюдаемые в исследуемой двойной квантовой яме в наклонном магнитном поле, должны быть интерпре-

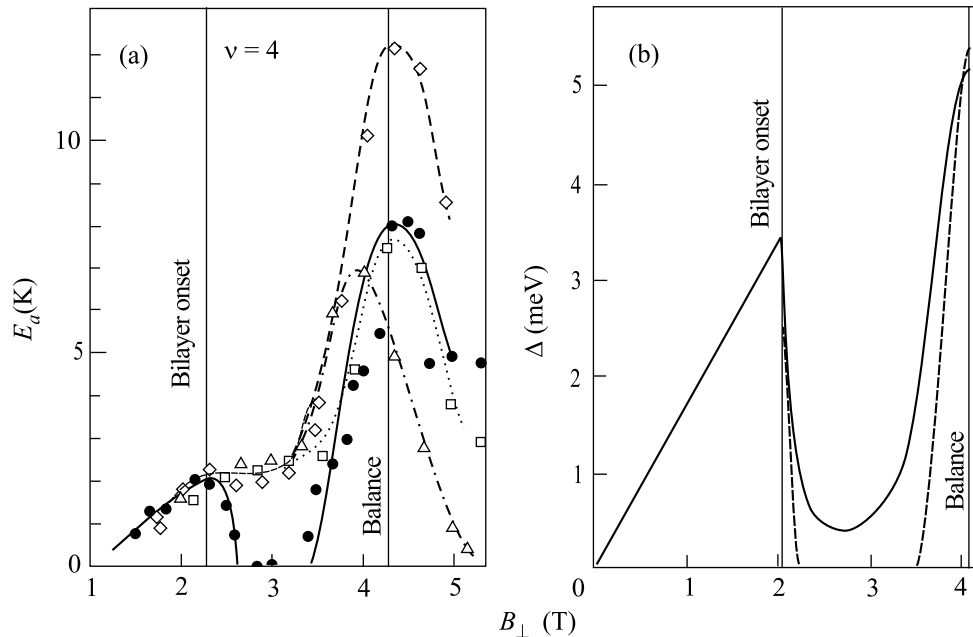


Рис.5. Экспериментальные (а) и расчетные (б) (для угла наклона в 0° и 30°) зависимости энергии активации от нормальной компоненты магнитного поля

тированы как следствие проявления многочастичных эффектов.

2.3. Наклонная антиферромагнитная фаза. В квантующем магнитном поле двухслойная электронная система имеет в пределах каждого уровня Ландау два характерных масштаба энергии: спиновое (зеемановское) и изоспиновое (симметрично-антисимметричное) расщепления, соотношение между которыми и определяет состояние системы при заданном факторе заполнения. Кулоновское взаимодействие между электронами задает еще одну характерную энергию, которая обычно значительно превышает обе одночастичные энергии.

В простейшей одночастичной картине увеличение магнитного поля при факторе заполнения $\nu = 2$ вызывает переход от неполяризованного основного состояния к полностью поляризованному по спину (ферромагнитному), если зеемановская энергия $\mu g B$ сравнивается с энергией симметрично-антисимметричного расщепления Δ_{SAS} . Учет электрон-электронного взаимодействия [15, 21–24] приводит, во-первых, к сдвигу области перехода в более слабые магнитные поля

$$\mu g B \approx \Delta_{SAS}^2 / E_C, \quad \Delta_{SAS} \ll E_C, \quad (1)$$

во-вторых, к смешиванию в окрестности точки (1) двух низших состояний электронной системы с образованием нового основного состояния – наклонной антиферромагнитной фазы – в промежутке между не-

поляризованной по спину и ферромагнитной фазами. Новая фаза характеризуется антиферромагнитными спиновыми корреляциями в плоскости. В пределах существования нового основного состояния двухслойной системы средняя величина проекции спина электронов на направление магнитного поля меняется непрерывно от $S_z = 0$ на границе с неполяризованной фазой до $S_z = 1/2$ на границе с ферромагнитным состоянием.

Существование наклонной антиферромагнитной фазы предсказано и в несимметричной (несбалансированной) двуслойной системе [24]. Более того, введение разбаланса внешним электрическим полем позволяет непрерывно изменять такие параметры образца, как профиль ямы и разница в энергиях двух нижних уровней размерного квантования. Наклонная антиферромагнитная фаза в магнитном поле, не параллельном нормали, теоретически не рассматривалась, хотя наклон поля, безусловно, должен облегчать ее образование.

В экспериментальных работах [25, 26] при помощи обратного неупругого рассеяния света исследована спиновая структура длинноволновых возбуждений в спектре симметричных двойных квантовых ям в нормальном [25] и наклонном [26] магнитных полях в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$. В эксперименте косвенно обнаружено смягчение низколежащей моды возбуждений до нулевой энергии [25], что свидетельствует о переходе в новое состояние, проме-

жуточное между неполяризованным по спину и ферромагнитным. Кроме того, температурная зависимость возбуждений в спектре новой фазы говорит в пользу существования предсказанного в [22] перехода Костерлица-Таулеса в наклонной антиферромагнитной фазе.

В транспортных экспериментах [27, 28] обнаружена точка резкого падения активационной энергии при зеемановской энергии, значительно меньшей, чем Δ_{SAS} . Следует отметить, что проводимость содержит информацию только о заряженных возбуждениях. Более того, в квантующем магнитном поле только о возбуждениях с большим импульсом. Поэтому вопрос о том, можно ли заметить смену спиновой ориентации основного состояния при исследовании проводимости, оставался до последнего времени открытым. В теоретической работе [29] показано, что энергия заряженных возбуждений имеет минимум примерно в середине области, занимаемой наклонной антиферромагнитной фазой.

Действительно, в эксперименте такой минимум возникает при факторе заполнения $\nu = 2$ в наклонном магнитном поле (см. рис.2). Уже при угле наклона в 30° точки, соответствующие $\nu = 2$, демонстрируют расщепление в окрестности баланса (рис.2). Как видно из рис.2, с увеличением угла наклона центр расщепления смещается в сторону более отрицательных затворных напряжений.

Зная из численного расчета и измерений [30, 31] величину $\Delta_{SAS} = 1.3$ мэВ и пользуясь уравнением (1), мы можем оценить кулоновскую энергию в окрестности точки баланса $E_C \sim 6$ мэВ. Это значение меньше, чем $e^2/\epsilon l = 15$ мэВ (где l – магнитная длина), благодаря размытию волновых функций в z -направлении. Отметим, что появление в одном магнитном поле двух экспериментальных точек, отмечающих максимальные значения активационной энергии (рис.2), указывает на конкуренцию между двумя основными состояниями в нашей двухслойной системе.

Поведение активационной энергии для $\nu = 2$ при различных углах наклона магнитного поля показано на рис.6. При напряжениях затвора $V_{th1} < V_g < V_{th2}$ в однослойном режиме активационная энергия возрастает с магнитным полем, отражая рост циклотронной щели. В этой области значение энергии активации слабо зависит от угла наклона магнитного поля. В наклонном магнитном поле появляется глубокий минимум у активационной энергии в поле, отвечающем точке расщепления на рис.2. В согласии с (1), увеличение наклона магнитного поля, приводящее к росту зеемановской энергии, смещает ми-

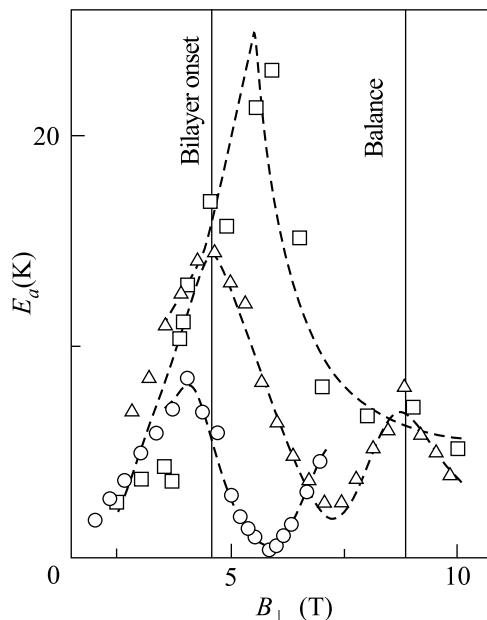


Рис.6. Зависимость энергии активации от нормальной компоненты магнитного поля для фактора заполнения $\nu = 2$ при углах наклона магнитного поля 0° (\square), 45° (\triangle) и 60° (\circ)

нимум активационной энергии в область более слабых значений нормальной компоненты магнитного поля, где симметрично-антисимметричное расщепление выше (см. рис.3). Полученные результаты соответствуют предсказаниям работ [15, 21–24, 29] и свидетельствуют об образовании наклонной антиферромагнитной фазы.

3. Двумерный электронный газ кремниевой полевой структуры в параллельном магнитном поле

3.1. Состояние исследований. Перечислим кратко те особенности электронного газа в наиболее популярных кремниевых полевых структурах на базе (100)-Si, которые делают эти структуры привлекательным объектом для исследования обменно-корреляционных эффектов (детали см. в [2]): (i) как уже упоминалось, при равной электронной плотности волновые функции в направлении, нормальном интерфейсу, в кремниевых структурах более компактны, чем в гетероструктурах GaAs/AlGaAs; (ii) в нулевом магнитном поле имеются электроны двух различных долин – минимумов зоны проводимости, расположенных в разных точках трехмерного k -пространства. Соответственно, для описания состояния электрона необходимо дополнительное квантовое число i , в этом отношении, однослойная кремниевая структура эквивалентна двухслойной структуре на ос-

нове арсенида галлия; (iii) наконец, при равных концентрациях электронов отношение энергии кулоновского взаимодействия к кинетической энергии значительно выше в кремниевых структурах. Действительно, кинетическая энергия уменьшена за счет большей массы электронов и двухдолинного спектра. Потенциальная энергия, напротив, увеличена из-за меньшей статической диэлектрической проницаемости.

Ясно, что наиболее перспективны исследования двумерного электронного газа в кремниевых полевых структурах при малых электронных концентрациях, когда корреляционные и обменные эффекты особенно сильны. Технически такие исследования на обычных структурах сильно затруднены, поскольку вблизи контактов имеются области уменьшенной электронной плотности и, начиная с концентрации $\sim 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, контакты к двумерному электронному газу становятся высокоомными. В последние годы появились кремниевые холловские мостики с расщепленным затвором [32], у которых эта проблема решена.

История исследования высокоподвижных ($\mu \sim 20000 - 40000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) кремниевых структур при малых электронных плотностях состоит из нескольких этапов. На первом основной целью исследований была попытка доказать, что диэлектрическая фаза, наблюдаемая при малых электронных плотностях и конечных температурах, является вигнеровским кристаллом [33]. Действительно, в ряде работ (см., например, [33, 34]) было обнаружено, что в диэлектрической фазе важны коллективные эффекты и найдена характерная длина, сильно превышающая расстояние между отдельными центрами локализации. В то же время, обнаружилось, что о классическом кристалле с дальним порядком речи идти не может, поскольку концентрация заряженных примесей на границе раздела SiO_2/Si в лучших структурах составляет $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, то есть сравнима с электронной концентрацией в диэлектрической фазе ($\sim 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$).

Старт второму этапу был дан обнаружением возрастания проводимости с понижением температуры в области электронных концентраций, слегка превышающих концентрацию, типичную для перехода в диэлектрическое состояние при конечной температуре [35]. Наличие положительной производной dR/dT вплоть до наинизших достигаемых температур $\sim 30 \text{ мК}$ породило надежду на то, что производная останется неотрицательной при сколь угодно малой температуре и, следовательно, при нулевой температуре в двумерном электронном газе кремниевых полевых структур реализуется квантовый фа-

зовый переход металл–диэлектрик [36]. Утверждение о существовании металлической фазы при нулевой температуре было подвергнуто критике в ряде работ (см., например, [37]). На основании предсказания об отсутствии квантового фазового перехода металл–диэлектрик в двумерной электронной системе без взаимодействия [38] сомнению подвергнута экстраполяция к нулю температуры по экспериментально наблюдаемому закону¹⁾. Интерес к нерешенному вопросу о природе диэлектрической фазы, наблюдаемой при малых электронных плотностях, был утрачен.

С чисто экспериментальной позиции существование или отсутствие квантового фазового перехода металл–диэлектрик в кремниевых структурах на сегодняшний день является вопросом веры, так как для уверенного ответа на этот вопрос нужны температуры масштаба $\exp(-G)$, где G – безразмерный кондуктанс электронной системы, типичные значения которого имеют порядок $G \sim 10^2$. И все же область малых электронных концентраций исключительно интересна для исследований, поскольку сильное электрон–электронное взаимодействие обязано проявиться как в отсутствие магнитного поля, так и в квантующих магнитных полях. В качестве примера может быть приведено недавно обнаруженное указание на возможность спонтанной спиновой поляризации двумерной системы при конечной электронной плотности [39, 40].

3.2. Идея метода. Исследование зависимости сопротивления двумерной электронной системы от величины параллельного магнитного поля может быть использовано для экспериментального отыскания поля полной спиновой поляризации B_c , поскольку в полях, превышающих это значение, ожидается насыщение сопротивления.

Рассмотрим проводимость двумерного электронного газа в магнитном поле, параллельном плоскости двумерной электронной системы. Будем считать, что в направлении, нормальном интерфейсу, волновая функция электронов настолько компактна, что можно пренебречь замешиванием движения электронов в плоскости и в z -направлении, индуцированным магнитным полем [41]. В отсутствие магнитного по-

¹⁾ Следует отметить, что противоположное утверждение об отсутствии перехода металл–диэлектрик и о наличии при нулевой температуре диэлектрической фазы для произвольной электронной концентрации также является результатом экстраполяции к нулю температуры, однако для экстраполяции в этом случае используется зависимость, не наблюдаемая в эксперименте при сравнительно малых электронных концентрациях $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

ля каждое состояние с определенным импульсом четырехкратно вырождено, благодаря спиновому и долинному вырождению. Введение сильного магнитного поля снимает спиновое вырождение. Следуя [42], рассмотрим процессы рассеяния электрона (без переворота спина) на заряженных примесях, расположенных в плоскости двумерного электронного газа.

Транспортное время релаксации имеет вид [43]

$$\tau^{-1} = 2\pi e^4 m N_i g_v \hbar^{-3} k_F^{-2} \int_0^1 dx x^2 (1-x^2)^{-1/2} (x+X)^{-2}, \quad (2)$$

где e и m – заряд и масса электрона, k_F – фермиевский волновой вектор, $g_v = 2$ учитывает долинное вырождение, N_i – концентрация примесей на границе раздела, $X = q_0 q^* / 2k_F$, q_0 – томас-фермиеский волновой вектор не поляризованной по спину системы, q^* – эффективный параметр экранирования. Здесь в матричном элементе, описывающем взаимодействие электрона с заэкранированной примесью, учтен только хартриевский член. В недавно опубликованной работе [44] продемонстрировано, что учет фоковского члена может быть существен для систем с сильным взаимодействием. В отсутствие магнитного поля в области, где оба расчета справедливы без подгоночных параметров (электронная плотность $\geq 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$), результаты [44] совпадают с предсказаниями более ранней работы [43] с точностью в 20% и с той же точностью соответствуют эксперименту. Поскольку для реального кулоновского потенциала величина вклада от фоковского члена известна плохо, при описании идеи метода этот член опущен. Выражение (2) соответствует учету экранирования кулоновского потенциала в приближении хаотических фаз. В общем случае частично поляризованной по спину системы существуют два параллельных канала проводимости, соответствующих электронам со спином вдоль магнитного поля (ферми-импульс $k_F^{(1)}$) и с импульсом, антипараллельным полю ($k_F^{(2)}$). Время релаксации электронов каждого канала определяется выражением (2) с соответствующей функцией $X(x)$. Качественный вид зависимости $q^*(q)$ в нулевом магнитном поле показан на рис.7. Резкий обрыв функции $q^*(q)$ на импульсе $2k_F$ соответствует ухудшению экранирования и отвечает за возникновение фриделевских осцилляций.

Рассмотрим сначала большие электронные концентрации $2k_F \ll q_0$. В этом случае для большинства актов рассеяния можно пренебречь величиной X по сравнению с x в уравнении (2), что соответствует рассеянию на незэкранированном потенциале.

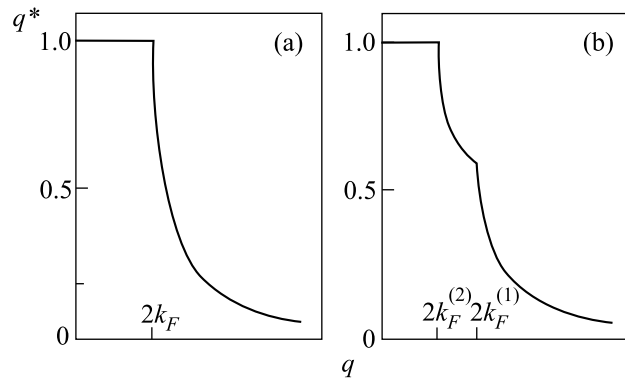


Рис.7. Зависимость эффективного параметра экранирования от переданного импульса: (а) – без магнитного поля, (б) – в параллельном магнитном поле

В магнитном поле, полностью поляризующем электронную систему, k_F в (2) увеличится в два раза и, соответственно, в два раза возрастет проводимость электронной системы. К сожалению, в кремниевых полевых структурах этот случай практически не достигим.

В обратном предельном случае, $2k_F \ll q_0$ или $X \ll 1$, все акты рассеяния происходят на экранированном потенциале, и при достижении полной спиновой поляризации проводимость падает в четыре раза. Отметим, что условие $2k_F \ll q_0$ лежит вне пределов применимости приближения хаотических фаз. Считается [45], что введение поправок типа хаббардовских позволяет значительно расширить область применимости уравнения (2). Поскольку введение поправок качественно не меняет результат, здесь мы ограничились простейшей версией вычислений.

При произвольной спиновой поляризации в системе со слабым беспорядком $0 < \xi < 1$ ($\xi = (n_u - n_d)/(n_u + n_d) = g^* \mu_B / 2E_F$) эффективный параметр экранирования представляет собой двухступенчатую функцию, изображенную на рис.7. Как видно из рисунка, даже при $2k_F \ll q_0$ только часть процессов рассеяния с передачей импульса меньше, чем $k_F^{(2)}$, происходит на хорошо экранированном потенциале. Доля таких процессов рассеяния уменьшается при увеличении магнитного поля, обращаясь в нуль в поле B_c , соответствующем полной спиновой поляризации. Дальнейшее увеличение магнитного поля не меняет рассеяния.

Таким образом, исследование поведения двумерной электронной системы в параллельном магнитном поле действительно позволяет экспериментально измерить поле полной спиновой поляризации B_c . Зная величину B_c и электронную концентрацию, найденную, например, с помощью эффекта Холла в слабом

магнитном поле, можно определить произведение эффективной массы на эффективный g -фактор:

$$m^* g^* = \pi \hbar^2 n_S / \mu_B B_c. \quad (3)$$

3.3. Ферромагнитная неустойчивость.

Для реализации предложенной выше процедуры использована кремниевая полевая структура в виде холловского мостика с расщепленным затвором [39]. Подвижность электронов в максимуме при температуре 0.1 К составляла $30000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Полученные в этих экспериментах зависимости $R(B)$ подобны опубликованным в более ранних работах, однако точность измерения сопротивления выше, благодаря лучшему качеству контактов к двумерному слою.

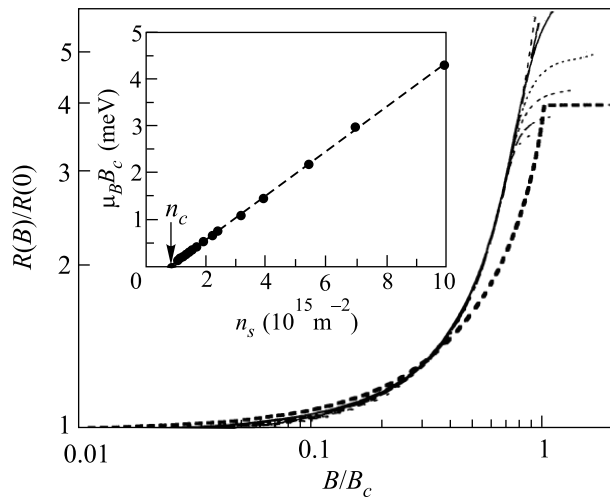


Рис.8. Масштабированные зависимости сопротивления от параллельного магнитного поля для 15 различных значений электронной концентрации в интервале от $1.08 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $9.93 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Штриховая кривая соответствует расчетной зависимости [42]. На вставке показано поле полной спиновой поляризации как функция электронной плотности

Насыщение сопротивления в магнитном поле можно было наблюдать только для электронных концентраций $n_s < 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Дальнейшее увеличение концентрации приводило к тому, что величина B_c превышала достижимое магнитное поле. Для определения B_c при больших концентрациях использовано масштабирование. Согласно (2), при различных электронных концентрациях функция $R(x)/R(0)$ должна быть универсальной. Поэтому экспериментальные кривые были уложены на универсальную зависимость $R(B/B_c)/R(0)$ с помощью выбора параметра B_c (рис.8). Как видно из рисунка, масштабирование является удивительно

точным для $B/B_c < 0.8$ в пределах электронной плотности от $1.1 \cdot 10^{11}$ до 10^{12} см^{-2} , а универсальная кривая неплохо согласуется с расчетом [42].

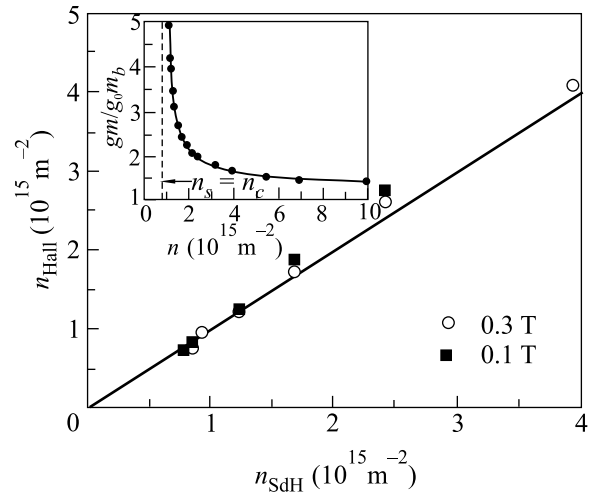


Рис.9. Сравнение электронной плотности, определенной по эффекту Холла в слабом магнитном поле, с полной электронной концентрацией. На вставке показана зависимость произведения $g^* m^*$ от концентрации электронов

Зависимость полученного таким образом критического поля от электронной концентрации показана на вставке к рис.8. С высокой точностью эта зависимость оказалась линейной, причем ее экстраполяция к $B_c = 0$ дает конечное значение электронной плотности n_c , практически совпадающее в исследованной структуре с критической концентрацией перехода металл–диэлектрик [46]. Естественно было предположить, что при этой концентрации в нуль обращается число свободных электронов. Однако концентрация электронов, найденная с помощью измерения холловского сопротивления в слабом магнитном поле, оказалась равной полной электронной плотности (см. рис.9).

Таким образом, экстраполяция результатов измерения зависимости $B_c(n_s)$ к точке $B_c = 0$ приводит нас к выводу о возможности спонтанной спиновой поляризации при конечной электронной плотности. Специально подчеркнем, что, во-первых, вывод основан на экстраполяции, хотя всего только на 20% по электронной концентрации. Во-вторых, наблюдение исчезающего критического поля не обязательно означает ферромагнитную неустойчивость. С тем же успехом неустойчивость могла бы быть и антиферромагнитной. Для свободного электронного газа ожидается именно ферромагнитная неустойчивость. На исследованном образце концентрация, со-

ответствующая неустойчивости, оказалась практически неотличимой от концентрации, соответствующей переходу металл–диэлектрик. На других образцах (см., например, [47]) переход металл–диэлектрик наблюдался при более высоких электронных концентрациях. Может ли быть реализована ферромагнитная ферми-жидкость, то есть можно ли наблюдать переход металл–диэлектрик при концентрациях меньше $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, остается пока не ясным.

Интересно сравнить полученный результат с результатами независимых измерений, инициированных работой [39]. Подобное сравнение показано на рисунке 10, где приведены как результаты прямых измерений B_c , так и критическое поле, рассчитанное на базе измерений произведения m^*g^* по формуле (3) (обратный пересчет данных работы [39] в произведение m^*g^* показан на вставке к рис.9). Как видно из рисунка 10, произведение m^*g^* , полученное различными экспериментальными группами [39, 40, 48] на разных образцах и разными методами, в пределах экспериментальной точности оказалось одним и тем же [49].

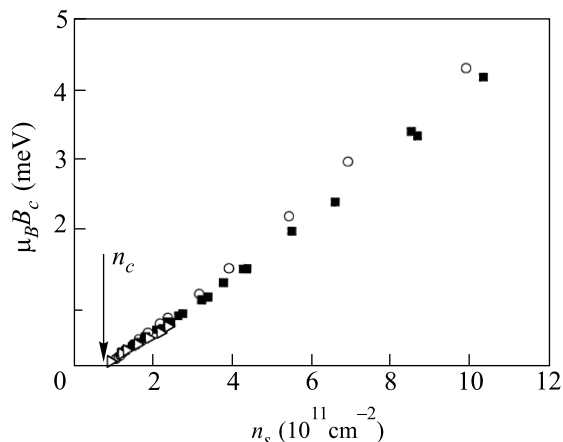


Рис.10. Сравнение результатов, полученных различными экспериментальными группами разными методами. Кружки – работа [39], треугольники – [40], квадраты – [48]

Согласно теоретическим расчетам для чистых двумерных электронных систем [50], следует ожидать перехода из парамагнитной ферми-жидкости непосредственно в вигнеровский кристалл. Однако даже в чистой системе энергии основного состояния вигнеровского кристалла и ферромагнитной ферми-жидкости оказались близки. Беспорядок, в соответствии с численным расчетом [51], способствует переходу ферми-жидкости в ферромагнитное состояние.

4. Пути дальнейших исследований

Обе изученные системы демонстрируют яркие проявления обменно-корреляционных эффектов, требующие дальнейших исследований. В двойных квантовых ямах необходимо проследить за условиями возникновения наклонной антиферромагнитной фазы при систематическом изменении прозрачности туннельного барьера и выяснить тип переносящих заряд элементарных возбуждений. Последний вопрос особенно интересен в условиях сильного разбаланса, когда в отсутствие квантующего магнитного поля электроны различных подзон пространственно разнесены.

Для кремниевых полевых структур вставка к рис.8 представляет собой, в сущности, часть фазовой диаграммы на плоскости (n_s, B) . Задачей ближайшего будущего будет построение полной фазовой диаграммы, включающей как область перехода металл–диэлектрик при конечной температуре, так и третью ось – ось беспорядка. Из изложенного выше ясно, что кремниевые полевые структуры с расщепленным затвором являются идеальным объектом для исследования спиновой инжекции в двумерную электронную систему, поскольку в параллельном магнитном поле спиновое состояние регулируется электронной концентрацией, а электронная система может быть сделана двумерной как в области контактов, так и между ними.

Автор благодарен А. А. Шашкину, Э. В. Девятову, В. С. Храпаю, Г. Э. Цыдынжапову, А. Гольду, С. В. Кравченко, Т. М. Клапвийку, А. Виксфурту, Ф. Хастрейтеру, М. Хартунгу, К. Л. Кампману и А. Госсарду за разрешение использовать в обзоре совместно полученные результаты, а Й. П. Коттхаузу и В. Ф. Гантмахеру за полезные обсуждения. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 01-02-16424 и # 00-02-17294).

1. *Квантовый эффект Холла*, под ред. Р. Пренджа и С. Гирвина, перев. с английского, М.: Мир, 1989.
2. T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
3. J. Yoon, C. C. Lee, D. Shahar et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1744 (1999).
4. A. P. Mills, Jr., A. P. Ramirez, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2805 (1999).
5. T. Chakraborty and P. Pietilainen, *Phys. Rev. Lett.* **59** 2784 (1987).
6. D. Yoshioka, A. H. MacDonald, and S. M. Girvin, *Phys. Rev.* **B39**, 1932 (1989).

7. J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1383 (1992).
8. Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1379 (1992).
9. Y. W. Suen, H. C. Manoharan, X. Ying et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3405 (1994).
10. S. Q. Murphy, J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger et al., *Phys. Rev. Lett.* **728** (1994).
11. T. S. Lay, Y. W. Suen, H. C. Manoharan et al., *Phys. Rev.* **B50**, 17725 (1994).
12. I. B. Spielman, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *cond-mat/0012094*.
13. M. Abalfath, L. Radzihovsky, and A. H. MacDonald, *cond-mat/0110049*.
14. Y. N. Joglekar and A. H. MacDonald, *cond-mat/018077*.
15. L. Zheng, R. J. Radtke, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2453 (1997).
16. A. Gold, *Z. Phys.* **B95**, 341 (1994).
17. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, E. V. Deviatov et al., *Phys. Rev.* **B59**, 13235 (1999).
18. V. T. Dolgoplov, G. E. Tsydinzhapov, A. A. Shashkin et al., *Pis'ma v ZhETF* **67**, 563 (1998).
19. E. V. Deviatov, V. S. Khrapai, A. A. Shashkin et al., *JETP Lett.* **71**, 494 (2000).
20. P. H. Beton, J. Wang, N. Mory et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1996 (1995).
21. S. Das Sarma, S. Sachdev, and L. Zheng, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 917 (1997).
22. S. Das Sarma, S. Sachdev, and L. Zheng, *Phys. Rev.* **B58**, 4672 (1998).
23. E. Demler and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3895 (1999).
24. L. Brey, E. Demler, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 168 (1999).
25. V. Pellegrini et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 310 (1997).
26. V. Pellegrini et al., *Science* **281** 799 (1998).
27. A. Sawada, Z. F. Ezawa, H. Ohno et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4534 (1998).
28. V. S. Khrapai, E. V. Deviatov, A. A. Shashkin et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 725 (2000).
29. V. Falko, S. V. Iordanski, and A. Kashuba, *cond-mat/0003120*.
30. G. Salis, B. Graf, K. Ensslin et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5106 (1997).
31. M. Hartung, A. Wixforth, K. L. Campman, and A. C. Gossard, *Solid State Electron.* **40**, 113 (1996).
32. S. V. Kravchenko, D. Simonian, M. P. Sarachik, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B59**, R12740 (1999).
33. V. M. Pudalov, M. D'Iorio, S. V. Kravchenko, and J. W. Campbell, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1886 (1993).
34. A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, and G. V. Kravchenko, *Phys. Rev.* **B49**, 14 486 (1994).
35. S. V. Kravchenko, G. V. Kravchenko, J. E. Furneaux et al., *Phys. Rev.* **B51**, 7038 (1995).
36. E. Abrahams, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 251 (2001).
37. B. L. Altshuler, D. L. Maslov, and V. M. Pudalov, *Physika* **E9**, 209 (2001).
38. E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 673 (1979).
39. A. A. Shashkin, G. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 086801 (2001), *cond-mat/000702*.
40. S. A. Vitkalov, H. Zheng, K. M. Mertes et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 086401 (2001).
41. S. Das Sarma and E. H. Hwang, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 164 (1999).
42. V. T. Dolgoplov and A. Gold, *JETP Lett.* **71**, 27 (2000).
43. A. Gold and V. T. Dolgoplov, *Phys. Rev.* **B33**, 1076 (1986).
44. Gabor Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, *Phys. Rev.* **B64**, 214204 (2001).
45. A. Gold and W. Götze, *Sol. St. Comm.* **47**, 627 (1983); *Phys. Rev.* **B33**, 2495 (1986).
46. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, and T. M. Klapwijk, *cond-mat/0009180*.
47. V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, *cond-mat/0103087*.
48. V. M. Pudalov, M. Gershenson, H. Kojima et al., *cond-mat /0105081*.
49. S. V. Kravchenko, A. A. Shashkin, and V. T. Dolgoplov, *cond-mat/0106056*.
50. B. Tanatar and D. M. Ceperley, *Phys. Rev.* **B39**, 5005 (1989).
51. G. Beneti, G. Caldara, and D. L. Shepelyansky, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5333 (2001).