

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации "Сильнокоррелированные электроны в двумерных системах"

(26 октября 2005 г.)

26 октября 2005 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации "Сильнокоррелированные электроны в двумерных системах". На сессии были заслушаны доклады:

1. Пудалов В.М. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН). *Переход металл–изолятор в двумерной сильнокоррелированной системе электронов и сопутствующие явления.*

2. Иорданский С.В., Кашуба А. (Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН). *Мультикомпонентный двумерный электронный газ как модель для кремниевых гетероструктур.*

3. Ольшевский Е.Б. (Институт физики полупроводников (ИФП СО РАН, Новосибирск), Ренар В. (Renard V.) (GHML, MPI-FKF/CNRS, Grenoble, Франция), Квон З.Д. (ИФП СО РАН, Новосибирск), Горный И.В. (Institut für Nanotechnologie, Karlsruhe, Германия), Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург), Торопов А.И. (ИФП СО РАН, Новосибирск), Портал Ж.К. (Portal J.C.) (GHML, MPI-FKF/CNRS, Grenoble, Франция). *Эффекты взаимодействия в транспорте и магнитотранспорте двумерных электронов в гетеропереходах AlGaAs/GaAs и Si/SiGe.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 71.27. + a, 71.30. + h, 72.15.Rn

Переход металл – изолятор в двумерной сильнокоррелированной системе электронов и сопутствующие явления

В.М. Пудалов

1. Введение: конкуренция квантовой интерференции и размерности системы

Понимание свойств двумерных (2D) электронных систем в присутствии одновременно сильных межчастичных взаимодействий и беспорядка является выдающейся и

пока далекой от решения проблемой современной физики конденсированного состояния. В конце 70-х годов XX века было завершено создание теории квантовых (т.е. волновых) интерференционных поправок для невзаимодействующих электронов. Интерференционная квантовая поправка $\delta\sigma_{qi}$ к квазиклассическому значению Друде–Больцмана σ_D уменьшает проводимость σ и может рассматриваться как "рассеяние назад" [1–3]:

$$\sigma = \sigma_D + \delta\sigma_{qi} = \sigma_D - \frac{e^2}{\pi h} \ln \left(\frac{\tau_\phi}{\tau} \right) \approx \sigma_D + \frac{e^2}{\pi h} \ln T.$$

Квантовая интерференционная поправка мала для трехмерных систем, но имеет принципиальное значение для двумерных систем, в которых кондактанс G не зависит от размера. При понижении температуры квантовая поправка логарифмически возрастает и, когда становится сопоставимой с σ_D , приводит к локализации, т.е. экспоненциальному уменьшению проводимости.

На основе этих концепций в 1979 г. была создана скейлинговая теория проводимости [4]. Согласно этой теории локализация развивается при увеличении квантового масштаба длины вследствие конкуренции между квантовой интерференцией, беспорядком и размерностью. В частности, двумерная система невзаимодействующих электронов не может иметь металлическую проводимость и должна стать изолятором при $T = 0$. Пример подобного поведения проводимости для образца с сильным беспорядком (низкой подвижностью) приведен на рис. 1а. Видно, что при низкой концентрации электронов проводимость экспоненциально уменьшается при понижении температуры; это свидетельствует о том, что система находится в сильнолокализованном состоянии. По мере увеличения плотности происходит переход к слабой, приблизительно логарифмической температурной зависимости проводимости. Признаки металлического поведения проводимости ($d\sigma/dT < 0$) не наблюдаются ни при каких концентрациях и температурах, что полностью согласуется со скейлинговой теорией проводимости.

Теория квантовых поправок привела к революционному пересмотру классических представлений о про-

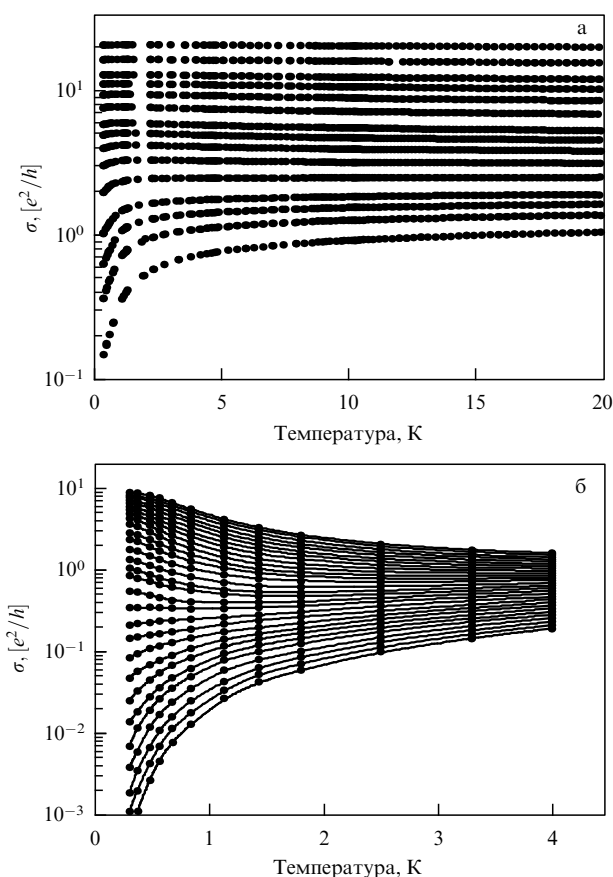


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости двумерной системы электронов в кремнии в отсутствие магнитного поля: (а) для образца с низкой подвижностью, $0,15 \text{ м}^2 (\text{В с})^{-1}$, концентрация электронов для кривых (снизу вверх) составляет 3,85, 4,13, 4,83, 5,53, 6,23, 7,63, 9,03, 10,4, 11,8, 13,2, 16,0, 18,8, 21,6, 24,4, 30,0, 37; (б) для образца с высокой подвижностью, $3,62 \text{ м}^2 (\text{В с})^{-1}$ [16], концентрация электронов для кривых (снизу вверх) изменяется от 0,717 до 1,326 с шагом 0,0218. Все плотности приведены в единицах 10^{11} см^{-2} .

димости и была блестяще подтверждена в многочисленных экспериментальных исследованиях (соответствующие ссылки см. в обзорах [1, 2]) на доступных в 1970–1980-х годах трехмерных металлических образцах и металлических пленках, в которых межэлектронное взаимодействие является слабым. В течение примерно 15 лет скейлинговая теория доминировала, и создалось ошибочное впечатление о ее универсальной применимости также и для систем с сильным межчастичным взаимодействием.

Совершенствование полупроводниковой технологии и создание все более чистых образцов с двумерными слоями электронов сделали доступными для исследования свойства двумерных систем электронов со значительно более низкими концентрациями. В идеальной чистой системе в предельном случае низкой концентрации электроны должны образовывать вигнеровский кристалл [5–7]. При более высоких плотностях система электронов остается в "жидком" состоянии и характеризуется сильными межэлектронными корреляциями. Такая сильно взаимодействующая двумерная система является весьма притягательным объектом для теоретиков и экспериментаторов, поскольку в ней, как

ожидается, могут возникать новые квантовые состояния, отличные от известных для невзаимодействующих электронов.

Прямое указание на то, что предсказания скейлинговой теории могут не иметь универсальной применимости, было получено в начале 1990-х годов при изучении переходов из состояния электронной жидкости с квантованным холловским сопротивлением в состояние изолятора [8–11]. В этих экспериментах установлено, что делокализованные состояния, которые в сильных магнитных полях в режиме квантового эффекта Холла находятся в центрах уширенных беспорядком уровней Ландау, сливаются воедино, оставаясь в конечном интервале энергий при уменьшении магнитного поля H . Такое поведение противоречит скейлинговой теории, согласно которой делокализованные состояния должны всплывать по энергии и уходить через уровень Ферми при $H \rightarrow 0$ [12, 13]. Результаты последующих исследований проводимости в отсутствие магнитного поля [14, 15], которые явились прямым вызовом одночастичной скейлинговой теории, свидетельствовали о существовании металлического транспорта и перехода металл–изолятор в двумерной системе электронов в Si-структурах с высокой подвижностью (рис. 1б).

Типичное поведение проводимости при изменении температуры для чистых образцов (с высокой подвижностью) показано на рис. 1б [16]. Как видно из рисунка, зависимости $\sigma(T)$ при низких значениях плотности мало отличаются от соответствующих кривых на рис. 1а и демонстрируют обычное поведение для сильнолокализованного состояния (прыжковая проводимость). Однако при плотностях, больших некоторого критического значения n_c (в данном случае $n_c = 0,96 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$), характер температурной зависимости $\sigma(T)$ резко меняется: проводимость, подобно проводимости идеального металла, начинает сильно возрастать при понижении температуры. Две ветви зависимостей $\sigma(T)$ (для "металла" при $n > n_c$ и "изолятора" при $n < n_c$) на рис. 1б зеркально симметричны относительно $\sigma(n_c)$ [15], что похоже на симметрию аналогичных температурных зависимостей проводимости для трехмерных систем при переходе металл–изолятор. Стандартный скейлинговый анализ этих кривых [15] показывает, что, действительно, два класса экспериментальных кривых $\sigma(T)$ (при $n > n_c$ и $n < n_c$) могут быть сведены к двум универсальным зависимостям $\sigma(T)_{i=1,2} \propto \exp(\pm T_0/T)$, в которых скейлинговый параметр T_0 имеет критическое поведение, $T_0 \propto (n - n_c)^{-p}$, вблизи n_c .

Экспериментальное обнаружение новой физики в той области, где ее не ожидали, явилось мощным стимулом для последующего развития теоретических и экспериментальных исследований сильнокоррелированных двумерных систем. Подобное металлическое поведение проводимости и переход металл–изолятор обнаружены в ряде различных двумерных систем, таких как 2D-электронные слои в GaAs/AlGaAs, InAs/GaAs, n -AlAs, Si/SiGe и в инвертированных кремниевых структурах металл–диэлектрик–полупроводник (Si-МДП), а также 2D-дырочные слои в GaAs/AlGaAs, Si/SiGe (см. обзоры [17–21] и приведенные там ссылки). Во всех случаях переход металл–изолятор происходит при понижении электронной плотности, когда кондактанс системы достигает значения порядка e^2/h [17–19]. Является ли наблюдаемый эффект истинным квантовым переходом, а метал-

лическое состояние 2D-системы ее основным состоянием (при $T = 0$)? Или описанные выше экспериментальные результаты могут быть объяснены в терминах обычной физики неупорядоченных и взаимодействующих электронов? Эти основополагающие вопросы стимулируют интерес к исследованиям в данной области.

2. Количественное изучение e – e -взаимодействия

Поскольку такое критическое поведение проводимости, как показано на рис. 1б, противоречит ожидаемому для невзаимодействующих электронов, то были подвергнуты теоретическому анализу возможные последствия различных взаимодействий. Как оказалось, спин-орбитальное взаимодействие, хотя и влияет уже на одночастичном уровне на скейлинговое поведение [1–3], не перенормируется при понижении электронной плотности и не приводит к сильным эффектам в транспорте. Электрон-фононное взаимодействие в области низких температур, $T \ll T_F$, также пренебрежимо мало, в особенности для одноатомных кристаллов (Si), в которых электрон-фононная связь осуществляется лишь посредством деформационного потенциала, а пьезосвязь с фононами отсутствует. Таким образом, анализ роли различных взаимодействий приводит методом исключения к необходимости рассмотрения электрон-электронного взаимодействия.

В случае электрон-электронного e – e -взаимодействия становится понятной роль высокой подвижности носителей μ . Действительно, согласно критерию Иоффе–Регеля локализация электронов происходит тогда, когда фермиевская длина волны уравнивается с длиной пробега, $\lambda_F \approx l_{tr}$. Отсюда следует, что на пороге локализации фермиевская энергия обратно пропорциональна подвижности носителей μ : $E_F \propto 1/\tau_{tr} \propto 1/\mu$. Заметим, что для 2D-системы фермиевская энергия пропорциональна концентрации электронов, $E_F \propto n$. Таким образом, чем выше подвижность (чистота) в 2D-системе, тем более низкая электронная плотность может быть достигнута в "металлической фазе" и тем сильнее электрон-электронное взаимодействие, которое обычно характеризуется безразмерным отношением кулоновской потенциальной энергии E_{ee} к фермиевской кинетической энергии E_F :

$$r_s = \frac{E_{ee}}{E_F} = \frac{e^2 2m}{\kappa \pi^{1/2} \hbar^2 n^{1/2}} \propto n^{-1/2}.$$

В экспериментах, о которых идет речь, критическим значениям плотности n_c соответствовало типичное значение $r_s \approx 10$. Ясно, что такая система отнюдь не является идеальным ферми-газом.

Благодаря достигнутому пониманию важности роли электрон-электронного взаимодействия, в последние годы велись его интенсивные теоретические и экспериментальные исследования в 2D-системах. Экспериментально изучались перенормировки (вызванные e – e -взаимодействием) таких параметров 2D-электронной системы, как g -фактор $g^*/g = 1/(1 + F_0^a)$, эффективная масса $m^*/m = 1 + F_0^s/2$, сжимаемость $\kappa^*/\kappa = (m^*/m)/(1 + F_0^s)$ и спиновая восприимчивость $\chi^*/\chi = (m^*/m)/(1 + F_0^a)$. Здесь g , m , κ и χ — соответствующие перенормированные (зонные) значения, а $F_i^{a(s)}$ — антисимметричная (симметричная) фермижидкостная константа низших порядков.

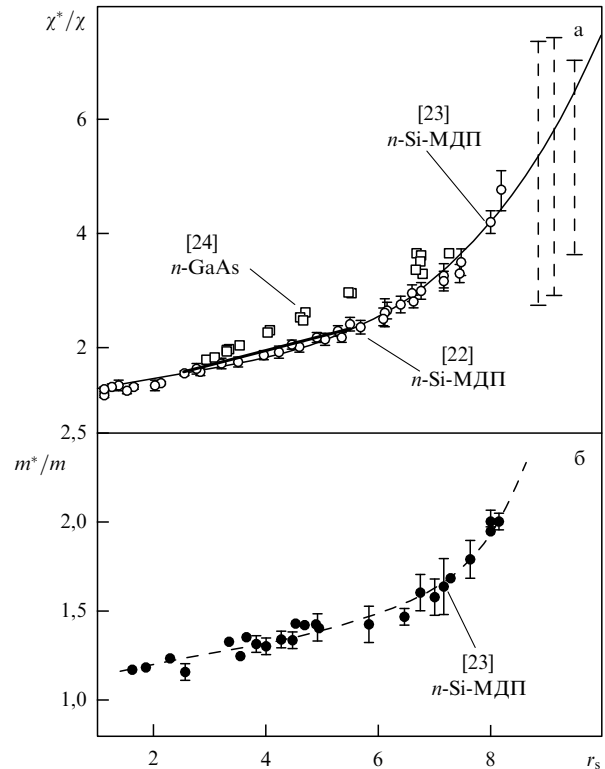


Рис. 2. Перенормированная спиновая восприимчивость (а) и перенормированная масса (б), измеренные из осцилляций Шубникова–де Гааза. Светлые и темные кружки — измерения в Si-МДП-структурах в скрещенных полях [23], прямая жирная линия — измерения в Si-МДП в наклонном поле [22], квадратики — результаты измерений в n -GaAs [24]. Горизонтальными планками на вертикальных штриховых прямых показаны верхние и нижние оценки χ^* из периода и фазы осцилляций Шубникова–де Гааза [20].

Перенормировка спиновой восприимчивости и эффективной массы измерялась разными экспериментальными группами с использованием различных экспериментальных методик [22–37] (см. краткий обзор в [20, 21]). На рисунке 2а приведены результаты трех независимых измерений χ^* на двух разных объектах: 2D-электронах в Si-МДП-структурах [22, 23] и 2D-электронах в гетеропереходе GaAs/AlGaAs [24]. Как видно, результаты неплохо согласуются между собой, несмотря на различие в эффективной массе носителей в Si и GaAs в 3 раза, в "толщине" двумерного слоя в 6 раз, а также различие в характере и величине беспорядка в образцах, изготовленных с помощью разных технологий. Зависимость $\chi^*(r_s)$ оказывается универсальной для образцов одного типа с разным беспорядком: так, для Si-МДП-структур измерения на образцах с разной подвижностью хорошо согласуются между собой [20, 23].

Экспериментальное нахождение перенормированной эффективной массы является более сложной задачей, поскольку требует детальной теории. Хотя из всех экспериментов на Si-МДП-структурах следует сильная перенормировка массы, тем не менее различные данные согласуются друг с другом лишь качественно [20]. Количественное расхождение, в частности, объясняется тем, что для определения массы из экспериментальных данных использовались не согласующиеся между собой модели. Разногласие данных может также означать, что

перенормировка эффективной массы в разных эффектах, например в кинетике и термодинамике, может быть различной. Наконец масса может оказаться сильно зависящей от температуры, поэтому измерения в разных диапазонах температуры могут приводить к различным значениям.

Первым важным результатом экспериментальных измерений перенормированных параметров 2D-электронов является то, что с помощью измеренных перенормированных параметров, используя теоретически вычисленные квантовые поправки за счет взаимодействия [38, 39], удалось удовлетворительно описать качественно, а в некоторых случаях даже количественно, "металлическую" температурную зависимость проводимости в отсутствие поля и магнетосопротивление в параллельном магнитном поле [25–28, 40]. Пример сопоставления измеренных зависимостей $\sigma(T)$ с вычисленными квантовыми поправками за счет взаимодействия приведен на рис. 3 [28]. Как видно, в широком диапазоне концентраций (но при $n \gg n_c$) имеется хорошее согласие эксперимента и теории при использовании перенормированных параметров $g^*(n)$ и $m^*(n)$, измеренных в независимых экспериментах [23].

В целом, можно заключить, что природа металлической температурной зависимости проводимости теперь стала понятной, по крайней мере вдали от перехода, при $\sigma \gg e^2/h$, $n \gg n_c$, $T \ll T_F$; эта зависимость в основном определяется поправками в триплетном канале e - e -взаимодействия, которые возрастают с понижением плотности. Для двухдолинной системы носителей в Si-МДП-структуре число триплетных членов увеличивается в 5 раз [41]; это объясняет, почему Si-структуры демонстрируют столь сильную металлическую зависи-

мость. Такое объяснение, однако, не может быть распространено на критический режим малых $\sigma \sim e^2/h$ (т.е. $k_F l \sim 1$) в окрестности перехода $n \approx n_c$ ввиду того, что теория квантовых поправок неприменима в этой области.

Вторым важным результатом экспериментальных исследований является согласие перенормированных параметров, измеренных как на уровне Ферми (по осцилляциям Шубникова–де Гааза) [22–24], так и в широком интервале энергий (из измерений поля спиновой поляризации [31] или скейлинга магнетосопротивления в сильном магнитном поле [30]). Это согласие свидетельствует о том, что взаимодействие 2D-электронов в сильнокоррелированном режиме нечувствительно к зеемановской энергии, т.е. осуществляется с помощью бесспиновых возбуждений в широком интервале энергий, а не в узкой окрестности $k_B T$ вблизи значения энергии Ферми (заметим, что именно такой тип взаимодействия характерен для бозонов). В полном согласии с этим экспериментальным фактом, Иорданский и Кашуба в работе [42] рассмотрели 2D-систему фермионов в предельном случае бесконечного числа долин, $n_v \rightarrow \infty$. В таком приближении обмен осуществляется с помощью плазмонов большой энергии и приводит к перенормировке поляронного типа эффективной массы и спиновой восприимчивости, оставляя g -фактор без изменения.

Третьим важным результатом является то, что χ^* сильно возрастает (в 5 и более раз) при понижении плотности (см. рис. 2). Этот рост интерпретировался в ряде работ как признак развития спонтанной спиновой поляризации. В таком случае переход металл–диэлектрик мог бы являться следствием спонтанного ферро- или антиферромагнитного перехода.

Эта интересная возможность развития спонтанного магнитного перехода проверялась в работе [20] на основе анализа частоты и фазы осцилляций Шубникова–де Гааза при низких плотностях. Было установлено, что вплоть до перехода металл–изолятор частота осцилляций не удваивается; этот результат не подтверждает удвоение фермиевской энергии, которое является неизбежным следствием спонтанного перехода электронов в одну спин-подзону. Из анализа фазы осцилляций [20] также следует, что спиновое расщепление в слабом поле больше половины циклотронного, но не превышает полного циклотронного расщепления; этот экспериментальный факт накладывает верхнее и нижнее ограничения на спиновую восприимчивость, как изображено на рис. 2а, короткими горизонтальными планками.

В принципе, спиновая восприимчивость могла бы расходиться при понижении температуры степенным образом, сигнализируя о нефермижидкостном поведении сильнокоррелированной 2D-системы. Для проверки такой возможности в [20, 43] была измерена температурная зависимость спиновой восприимчивости. Типичные зависимости $\chi^*(T)$ приведены на рис. 4, из которого видно, что температурная зависимость восприимчивости гораздо слабее, чем степенная зависимость, и качественно согласуется с вычисленными квантовыми поправками за счет взаимодействия [1] $\propto \ln T\tau$ при $T\tau \ll \hbar$. Заметим, что совокупность как приведенных выше, так и других экспериментальных данных не выявила пока отклонений от фермижидкостной теории.

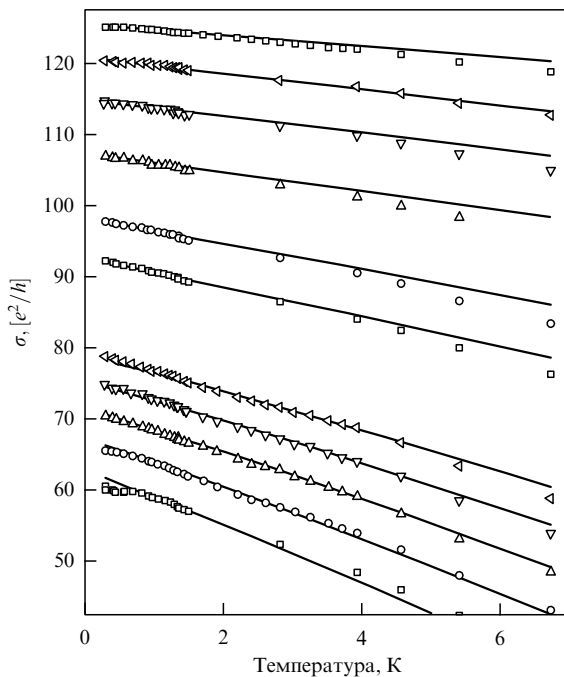


Рис. 3. Сравнение измеренных температурных зависимостей проводимости [28] для Si-МДП-структуры Si-22 (символы) с вычисленными поправками первого порядка (сплошные кривые) [38]. Концентрации (сверху вниз) равны 21,3, 18,9, 16,5, 14,1, 11,7, 10,5, 8,1, 7,5, 6,9, 6,3 (в единицах 10^{11} см^{-2}).

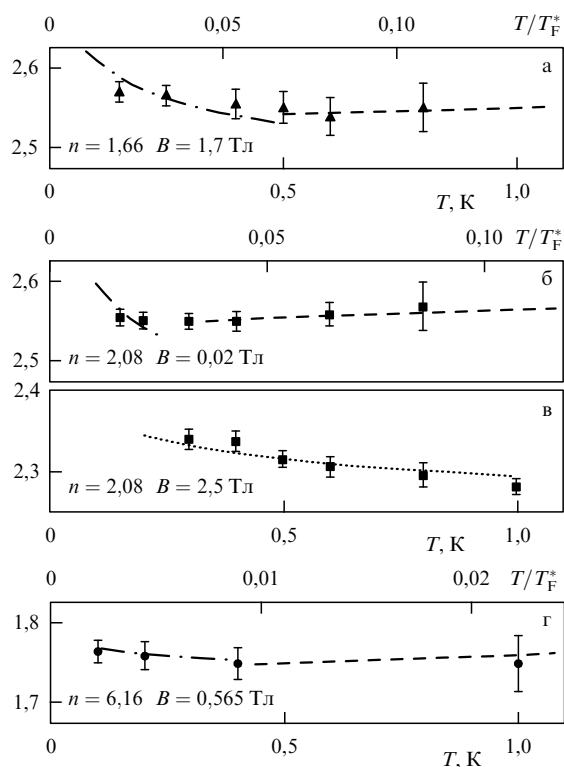


Рис. 4. Температурная зависимость χ^* для трех значений концентрации (указаны на рисунке в единицах 10^{11} см^{-2}) [43]. Образец Si6-14 (а–в) и Si3–10 (г). Верхние шкалы абсцисс показывают температуру в единицах перенормированной энергии Ферми. Штрихпунктирные кривые изображают вычисленные квантовые поправки в диффузионном режиме [1], штриховые линии — в баллистическом режиме.

3. Взаимная игра взаимодействия и беспорядка

Теория квантовых поправок неприменима в окрестности n_c , в которой $\sigma \sim e^2/h$. При наличии примесей флуктуации локальной зарядовой, спиновой и долиной плотности затухают на больших масштабах длины. Это затухание эквивалентно распространению парных электрон-дырочных и электрон-электронных мод, называемых диффузонами и куперонами [1, 2, 44]. Диффундирующие электроны проводят долгое время вблизи друг от друга и становятся "более коррелированными", в результате чего амплитуды взаимодействия $\gamma_2 = F_0^a/(1 + F_0^a)$ и γ_c , характеризующие рассеяние диффузных и куперонных мод, приобретают поправки, зависящие от беспорядка [44]. В двумерной системе все эти поправки логарифмически расходятся при понижении температуры [1, 2].

В 1980-х годах А.М. Финкельштейном [44], а впоследствии К. Кастеллани и К.Ди Кастро [45, 46] был разработан метод пересуммирования логарифмически расходящихся диаграмм (обобщение нелинейной сигма-модели), который позволяет, стартуя от слабодействующей системы, приблизиться к режиму сильной связи, соответствующему переходу металл–изолятор. Уже в наинизшем приближении по сопротивлению (беспорядку) вычисленная в [41] фазовая диаграмма (рис. 5) в координатах логарифм температуры–беспорядок (т.е. сопротивление) качественно правильно отражает наблюдаемое поведение $\rho(T)$ [16] в критическом режиме [41]. При понижении температуры сопротивление сначала возрастает, затем, согласно теории, его

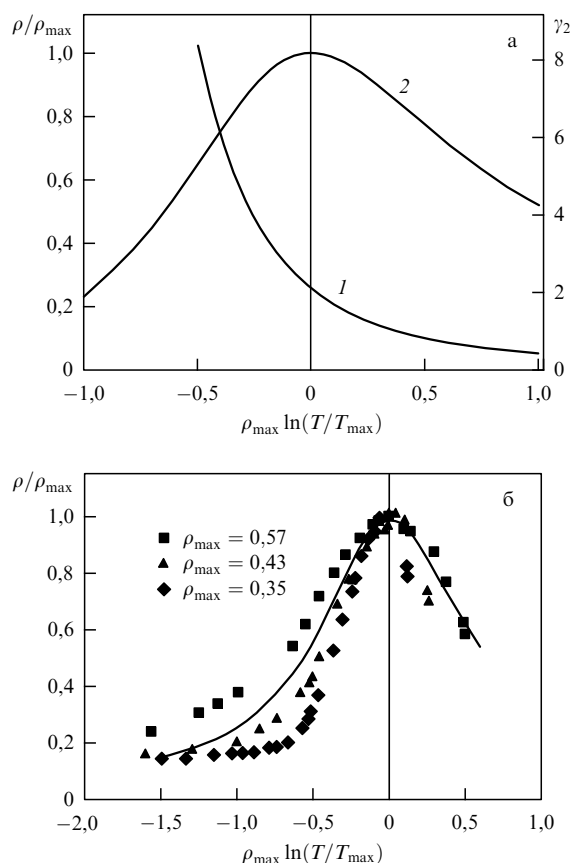


Рис. 5. (а) Фазовая диаграмма двухпараметрического скейлинга в однопараметровом приближении [41]. По оси абсцисс — величина, пропорциональная масштабу длины (логарифм температуры), по оси ординат — сопротивление (беспорядок), нормированное на максимальное значение ρ . Кривая 1 соответствует константе взаимодействия γ_2 в триплетном канале, кривая 2 — сопротивлению. (б) Сравнение экспериментальных данных $\rho(T)$ (символы) [16] для трех значений концентрации с решением уравнений ренорм-группы для двухдолинной системы [41] (сплошная кривая). Данные $\rho(T)$ нормированы на соответствующие значения в максимуме [41].

поведение начинает определяться развивающейся перенормировкой γ_2 , в результате чего сопротивление, пройдя через максимум, начинает уменьшаться.

В соответствующей двухпараметрической скейлинговой теории [41, 44–47] перенормировка беспорядка при уменьшении температуры (увеличение квантового масштаба длины) приводит к увеличению взаимодействия, которое, в свою очередь, влияет на сопротивление (беспорядок). Таким образом, переход металл–диэлектрик возникает не вследствие конкуренции между размерностью и интерференцией (как в 3D-случае), а вследствие конкуренции между беспорядком и взаимодействием. Так же, как и в теории квантовых поправок [38], большое число (15) триплетных членов в двухдолинной системе, способствующих делокализации, резко увеличивает ее шансы к делокализации по сравнению с таковыми для однодолинной системы.

Несмотря на качественное подобие теоретического и наблюдаемого поведения сопротивления $\rho(T)$, сильный рост γ_2 , предсказываемый теорией, пока не подтверждается в экспериментах, где наблюдается лишь слабая температурная зависимость восприимчивости (см. рис. 4). Возможно, измерения температурной зависимо-

сти восприимчивости (см. рис. 3) проведены не в критическом режиме $n \approx n_c$, а при $n \geq 1,3n_c$, и также при конечном магнитном поле; заметим, что измерение восприимчивости в слабом поле $H < T/g\mu_B$, $H < \pi T/eD$ (D — коэффициент диффузии) [1], как требуется для строгого сравнения с теорией, пока является нерешенной экспериментальной задачей [17].

Результат [41], полученный в наинизшем порядке по сопротивлению, показывает только тенденцию к "металлизации" в 2D-системе и неприменим вблизи перехода, где изменение сопротивления при изменении температуры не является малым. Кроме того, он неприменим вблизи значения температуры, при котором γ_2 расходится. Хотя это значение исчезающе мало [47], $\sim \exp(-\exp((2n_v)^2))$ [K], однако неприменимость скейлинговых уравнений при достаточно низких температурах является недостатком этого приближения [41].

Используя приближение с бесконечным числом долин $n_v = \infty$ [42], А. Паннуз и А.М. Финкельштейн недавно нашли решение уравнений ренорм-группы (RG) в двухпетлевом приближении [47] и показали, что на фазовой диаграмме взаимодействующей 2D-системы существует квантовая критическая (отталкивающая) точка перехода металл–изолятор. На фрагменте фазовой диаграммы из работы [47], представленном на рис. 6, отталкивающая точка изображена полым кружком. Стрелки показывают движение изображающей точки при уменьшении температуры. Как видно, выше и ниже критической точки существуют два класса траекторий, отвечающих изолятору и металлу соответственно. Штриховая линия, стартовая почти горизонтально от высоких значений температур (0 по оси абсцисс), является сепаратрисой, разделяющей фазы металла (слева внизу) и изолятора (слева вверху). Вторая сепаратриса, ниспадающая к точке (0, 1), и разделяемые ею две другие фазы (справа вверху и внизу) до сих пор экспериментально не наблюдались и, возможно, являются следствием использованного приближения ($n_v = \infty$). Если температура фиксирована, а изменяется беспорядок (например частота столкновений $1/\tau$), то движение осуществляется по вертикальной траектории, пересекающей сепаратрису (штрихпунктирная линия на рис. 6), и в системе проис-

ходит квантовый переход металл–изолятор. Если же параметром является концентрация электронов, то одновременно изменяются затравочный беспорядок $1/\tau$ и затравочное взаимодействие r_s , поэтому система также будет испытывать переход металл–изолятор, но пересекая сепаратрису по наклонной, а не по вертикальной траектории.

На рисунке 6 при $T \rightarrow 0$ линии потока стремятся в точку, соответствующую идеальному металлу, что, казалось бы, означает нарушение фермижидкостной картины [4, 48]. Однако разумно ожидать, что при понижении температуры, когда T станет меньше $\hbar/\tau_s$ и $\hbar/\tau_{vv}$ (где τ_s и τ_{vv} — времена спиновых и междолинных перебросов), вклад триплетных (т.е. делокализационных) членов резко уменьшится и восстановится обычное для однокомпонентной ферми-жидкости соотношение между синглетными и триплетными членами [1, 2]. Значения соответствующих температур обрезания зависят от параметров рассеивателей в образце; в качестве оценки приведем $\hbar/\tau_s \sim 10^{-6}$ К; экспериментальные данные для $\hbar/\tau_{vv}$, лежащие в диапазоне от 10^{-1} до 10^{-4} К, пока малонадежны. Этот вопрос, однако, является чисто академическим, поскольку столь низкие температуры на много порядков меньше экспериментально достижимых.

Таким образом, согласно теории, получается весьма необычная картина: переход металл–изолятор существует при конечной температуре и является истинным квантовым переходом, но образовавшееся металлическое состояние, строго говоря, не "выживает" в пределе $T = 0$ (если 2D-система не переходит спонтанно в другой класс универсальности и не нарушается фермижидкостное состояние, например вследствие образования локальных магнитных моментов [48] или двухфазного микроэмульсионного состояния [49]). Также пока не решенными остаются важные вопросы: сохранится ли, хотя бы в общих чертах, фазовая диаграмма двумерного перехода металл–изолятор для реальных случаев $n_v = 6$, 2 или 1 и вплоть до каких значений температур может существовать двумерный металл в реальных системах?

Описанные экспериментальные исследования (В.М.П. и соавторов) были поддержаны грантами РФФИ, INTAS, программами Президиума и ОФН РАН, а также Президентской программой поддержки ведущих научных школ.

Список литературы

1. Al'tshuler B L, Aronov A G, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 10, Eds A L Efros, M Pollak) (Amsterdam: North-Holland, 1985) p. 1
2. Lee P A, Ramakrishnan T V *Rev. Mod. Phys.* **57** 287 (1985)
3. Андреев А Ф и др. *Квантовая теория твердого тела* (Под ред. И М Лифшица) (М.: Мир, 1982)
4. Abrahams E et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 673 (1979)
5. Wigner E *Phys. Rev.* **46** 1002 (1934)
6. Tanatar B, Ceperley D M *Phys. Rev. B* **39** 5005 (1989)
7. Chui S-T (Ed.) *Physics of 2D Quantum Electron Solids* (Conf. Proc. and Lecture Notes in Applied Physics, Vol. 1) (Cambridge, MA: International Press, 1994)
8. D'lorio M, Pudalov V M, Semenchinsky S G *Phys. Lett. A* **150** 422 (1990)
9. D'lorio M, Pudalov V M, Semenchinsky S G *Phys. Rev. B* **46** 15992 (1992)
10. Pudalov V M, D'lorio M, Campbell J W *Письма в ЖЭТФ* **57** 592 (1993)
11. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 910 (1995)

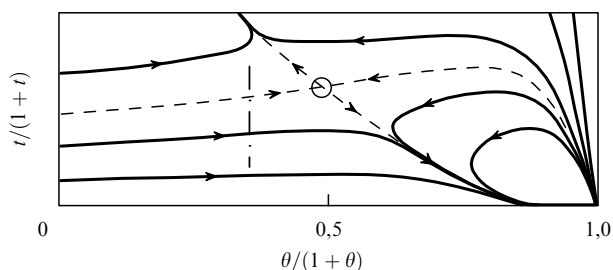


Рис. 6. Фрагмент фазовой диаграммы двухпараметрического скейлинга в приближении бесконечного числа долин [47]. По вертикальной оси — беспорядок t ($t = 1/(2\pi)^2 vD$, сопротивление на 1 долину), по горизонтальной — взаимодействие θ . Стрелками показано движение изображающей точки при понижении температуры. Кружок изображает квантовую критическую отталкивающую точку. Штриховая линия — сепаратриса, разделяющая фазы металла и изолятора. Вертикальная штрихпунктирная линия изображает траекторию с изменением беспорядка, соответствующую переходу металл–изолятор при выбранной температуре.

12. Khmel'nitskii D E *Phys. Lett. A* **106** 182 (1984)
13. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **52** 2304 (1984)
14. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **50** 8039 (1994)
15. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **51** 7038 (1995)
16. Pudalov V M et al. *Письма в ЖЭТФ* **68** 415 (1998); *Physica E* **3** 79 (1998)
17. Pudalov V M, in *The Electron Liquid Paradigm in Condensed Matter Physics* (Proc. of the Intern. School of Physics Enrico Fermi, Course CLVII, Eds G F Giuliani, G Vignale) (Burke, VA: IOS Press, 2004) p. 335; cond-mat/0405315
18. Abrahams E, Kravchenko S V, Sarachik M P *Rev. Mod. Phys.* **73** 251 (2001)
19. Altshuler B L, Maslov D L, Pudalov V M *Physica E* **9** 209 (2001)
20. Pudalov V M, Gershenson M, Kojima H, in *Fundamental Problems of Mesoscopic Physics: Interactions and Decoherence* (NATO Sci. Ser., Ser. II, Vol. 154, Eds I V Lerner, B L Altshuler, Y Gefen) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004) Ch. 19, p. 309
21. Шашкин А А *УФН* **175** 139 (2005)
22. Okamoto T et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3875 (1999)
23. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 196404 (2002)
24. Zhu J et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 056805 (2003)
25. Proskuryakov Y Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 076406 (2002)
26. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **66** 073303 (2002)
27. Vitkalov S A et al. *Phys. Rev. B* **67** 113310 (2003)
28. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 126403 (2003); *Phys. Rev. Lett.* **93** 269704 (2004)
29. Vitkalov S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 086401 (2001)
30. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 086801 (2001)
31. Vitkalov S A, Sarachik M P, Klapwijk T M *Phys. Rev. B* **65** 201106 (2002)
32. Yoon J et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4421 (2000)
33. Tutuc E et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2858 (2001)
34. Tutuc E et al. *Phys. Rev. B* **67** 241309(R) (2003)
35. Tutuc E, Melinte S, Shayegan M *Phys. Rev. Lett.* **88** 036805 (2002)
36. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 076401 (2002)
37. Prus O et al. *Phys. Rev. B* **67** 205407 (2003)
38. Zala G, Narozhny B N, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **64** 214204; **65** 020201 (2001)
39. Gornyi I V, Mirlin A D *Phys. Rev. B* **69** 045313 (2004)
40. Olshanetsky E B et al. *Phys. Rev. B* **68** 085304 (2003)
41. Punnoose A, Finkel'stein A M *Phys. Rev. Lett.* **88** 16802 (2002)
42. Iordanski S V, Kashuba A *Письма в ЖЭТФ* **76** 660 (2002)
43. Pudalov V M et al. *Phys. Rev. B* (to be published)
44. Финкельштейн А М *ЖЭТФ* **84** 168 (1993); **86** 367 (1984); Finkel'stein A M *Z. Phys. B* **56** 189 (1984); *Sov. Sci. Rev. Sect. A Phys. Rev.* (Ed. I M Khalatnikov) **14** (2) 3 (1990)
45. Castellani C et al. *Phys. Rev. B* **30** 527 (1984)
46. Castellani C et al. *Phys. Rev. B* **30** 1596 (1984)
47. Punnoose A, Finkel'stein A M *Science* **310** 289 (2005)
48. Dobrosavljević V et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 455 (1997)
49. Spivak B, Kivelson S A *Phys. Rev. B* **70** 155114 (2004)

PACS numbers: 71.10.Ca, **71.27 + a**, 73.43.Cd

Мультикомпонентный двумерный электронный газ как модель для кремниевых гетероструктур

С.В. Иорданский, А. Кашуба

1. Введение

В двумерном электронном газе в Si-гетероструктурах плотность электронов можно изменять в широких пределах [1]. Эффекты межэлектронного кулоновского взаимодействия определяются безразмерным отношением средней кулоновской энергии к кинетической энергии электронов $r_s = e^2 m / \sqrt{\pi n} \hbar^2$, где n — плотность электронов. В Si-MOSFET (MOSFET — от англ. metal-oxide semiconductor field effect transistor, металл-оксидный

полупроводниковый полевой транзистор) при относительно больших r_s , $1 < r_s < 10$, наблюдаются переход от металлической (растущей) к диэлектрической (падающей) проводимости с уменьшением температуры [2], а также увеличение эффективной массы и магнитной восприимчивости с ростом r_s [3, 4]. При больших r_s не существует точно решаемой модели, в связи с чем получили развитие различные феноменологические модели. В электронно-дырочных трехмерных каплях в Si или Ge наблюдаемая электронно-дырочная плазма также соответствует сравнительно большим r_s . В пионерской работе [5] было показано, что многодолинная структура зонных спектров в этих полупроводниках приводит к возможности существования "металлизированной" электронно-дырочной плазмы в области сравнительно больших r_s (см. также [6]). Можно ожидать, что в двумерных Si-гетероструктурах теория, учитывающая многодолинность, приведет к лучшему согласию с экспериментами, чем теория ферми-жидкости Ландау, основанная на поправках к теории плотного электронного газа по малой величине r_s . Предсказания теории ферми-жидкости находятся в количественном противоречии с экспериментом для Si-гетероструктур уже при умеренных значениях r_s . Так, теория плотного электронного газа предсказывает уменьшение эффективной массы при малых r_s [7]:

$$\frac{m^*}{m} = 1 - \frac{r_s}{\pi} \log \left(\frac{1}{r_s} \right). \quad (1)$$

Однако эксперименты, использующие метод осцилляций Шубникова – де Гааза [8, 9] дают

$$\frac{m^*}{m} \approx 1 + 0,08 r_s. \quad (2)$$

Другой факт связан с измерением активационной энергии заряженных возбуждений на низшем заполненном спиновом подуровне Ландау, которая оказывается малой согласно магнетоемкостным измерениям [10] и приблизительно пропорциональной магнитному полю, в то время как теоретическая энергия активации [11] должна быть пропорциональна квадратному корню из магнитного поля H как межэлектронное взаимодействие, $e^2 \sqrt{eH/\hbar c}$. Эти явления наблюдаются при $1,5 < r_s < 3$, далеких от перехода металл – диэлектрик. Мы покажем, что систематическая модель двумерного многокомпонентного плотного электронного газа качественно согласуется с экспериментальными данными для наиболее чистых кремниевых гетероструктур.

В кремнии электронные состояния имеют долинное вырождение [1], соответствующее различным минимумам зонной энергии. Для ориентации (1,0,0) плоскости гетероструктуры в кристалле кремния имеется $N = 4$ эквивалентных ортогональных спин-долинных состояний электрона, различающихся множителями $\exp(\pm i Q z)$ в перпендикулярном направлении с атомным значением волнового вектора Q . Для ориентации (1,1,1) спин-долинное вырождение $N = 12$. Трехмерный электронный газ в пределе $N \rightarrow \infty$ впервые был рассмотрен в работе [12].

2. Мультикомпонентная ферми-жидкость

Систематическая теория может быть развита в пределе $1 > r_s \gg N^{-3/2}$, когда она сильно отличается от теории в пределе $r_s \ll N^{-3/2}$, допускающей обычные фермижид-

костные результаты. Гамильтониан модели имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \int \psi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{r}) \left(-i\hbar \nabla + \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \right)^2 \psi_{\alpha}(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r} + \frac{1}{2} \iint \frac{e^2}{|\mathbf{x} - \mathbf{r}|} \psi_{\alpha}^{\dagger}(\mathbf{x}) \psi_{\beta}^{\dagger}(\mathbf{r}) \psi_{\beta}(\mathbf{r}) \psi_{\alpha}(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} d^2\mathbf{r}, \quad (3)$$

здесь α, β — спиново-долинные индексы, по которым предполагается суммирование ($\alpha, \beta \leq N$). Полагается, что отсутствуют переходы из долины в долину и индекс α сохраняется подобно спину в обменном приближении, масса m изотропна и на большом расстоянии от плоскости гетероструктуры имеется компенсирующий положительный заряд.

Основной эффект многодолинности связан с сильным экранированием кулоновского взаимодействия. Кулоновское взаимодействие вызывает поляризационные эффекты во всех долинах, что уменьшает взаимодействие электронов, находящихся в одной и той же долине. Поэтому $r_s^{(1)}$, вычисленное только для электронов одной долины, может быть большим, однако $r_s(N)$, подсчитанное по всем N долинам, будет малым, поэтому возникает возможность систематического разложения выражений для физических величин по степеням $r_s(N)$. Для наших целей достаточно использовать мацубаровскую диаграммную технику в ее низкотемпературном пределе [13]. Фурье-компонента кулоновского взаимодействия между электронами гетероструктуры на расстояниях, много больших ее толщины (двумерный предел), имеет вид

$$V(\mathbf{q}) = \frac{2\pi e^2}{|\mathbf{q}|}. \quad (4)$$

Для подсчета эффективного взаимодействия необходимо найти поляризацию электронов полем взаимодействия во всех долинах. Это может быть изображено диаграммой (рис. 1), показывающей рождение кулоновским взаимодействием электрон-дырочных пар. Линией обозначена функция Грина свободных электронов:

$$G_{\alpha}^0(\varepsilon, \mathbf{p}) = \frac{1}{i\varepsilon - (\varepsilon_{\alpha}(\mathbf{p}) - \mu)}, \quad (5)$$

где $\varepsilon(\mathbf{p}) = p^2/2m$ не зависит от спина или долины, волнистая линия соответствует фурье-компоненте кулоновского взаимодействия (4). В эффективном взаимодействии нужно провести суммирование по всем долинам и

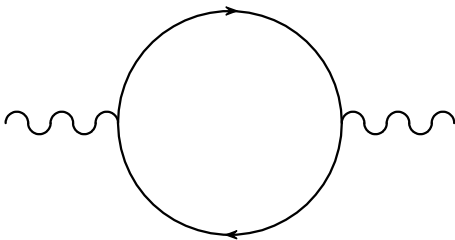


Рис. 1. Поляризационный пузырь. Электронные пропагаторы представлены линиями со стрелками, а кулоновское взаимодействие — волнистыми линиями.

рассмотреть поляризационные эффекты различных порядков. Это сводится к так называемому приближению случайной фазы (RPA) и дается суммой всех диаграмм, в которых число поляризационных пузырьков максимально для данного числа линий взаимодействия:

$$V_{\text{eff}}(\omega, q) = \frac{2\pi e^2/q}{1 + (2\pi e^2/q) \Pi(\omega, q)}, \quad (6)$$

где $\Pi(\omega, q)$ соответствует диаграммам для одного поляризационного пузырька. Так как плотность электронов n_1 в одной долине мала по сравнению с полной плотностью $n = Nn_1$, то фермиевский импульс p_F будет также мал по сравнению с импульсом q , передаваемом при взаимодействии. В пределе $q \gg p_F$ величина $\Pi(\omega, q)$ легко вычисляется:

$$\Pi(\omega, q) = \frac{2\pi e(q)}{\omega^2 + \varepsilon^2(q)}, \quad (7)$$

и эффективное кулоновское взаимодействие принимает вид

$$D(\omega, q) = \frac{2\pi e^2}{q} \frac{\omega^2 + \varepsilon^2(q)}{\omega^2 + \varepsilon^2(q) + 4\pi e^2 n \varepsilon(q)/q}. \quad (8)$$

Полюсы $D(\omega, q)$ соответствуют нулям диэлектрической проницаемости и дают энергию плазмонных возбуждений:

$$\omega(q) = \frac{\hbar^2}{2m} \sqrt{q^2 + q_0^3}, \quad (9)$$

где $q_0^3 = 8\pi e^2 n m / \hbar^2$ — характерный импульс эффективного взаимодействия. Таким образом, энергия плазмонов велика по сравнению с кинетической энергией ε_F в каждой долине, что приводит к малости эффективного взаимодействия.

Вычисление диаграмм можно интерпретировать как взаимодействие плазмонов, описываемых пропагатором $D(\omega, q)$ посредством замкнутых петель, содержащих более двух электронных линий. Вершина, которая соединяет $k > 2$ плазмонных линий с большими импульсами $\sim q_0$ и частотами $\omega_0 \sim q_0^2/2m$, имеет порядок $V_k \sim n/\omega_0^{k-1}$. Эти оценки позволяют классифицировать все диаграммы по степеням $r_s^{2/3}$. Вычисление корреляционной энергии на единицу объема в двух главных порядках дает

$$E_c = -(2,03191 r_s^{4/3} - 0,156(1) r_s^2) \frac{n^2}{m}. \quad (10)$$

Большой интерес представляет вычисление поправок к электронной функции Грина:

$$G^{-1}(\varepsilon, \mathbf{p}) = i\varepsilon - (\varepsilon(\mathbf{p}) - \mu) - \Sigma(\varepsilon, \mathbf{p}). \quad (11)$$

Массовый оператор из-за малой величины экранированного взаимодействия можно вычислить в первом порядке по плазмонному пропагатору $D(\omega, q)$:

$$\Sigma(\varepsilon, \mathbf{p}) = - \int D(\omega, \mathbf{q}) G(\varepsilon + \omega, \mathbf{p} + \mathbf{q}) \frac{d\omega d^2\mathbf{q}}{(2\pi)^3}. \quad (12)$$

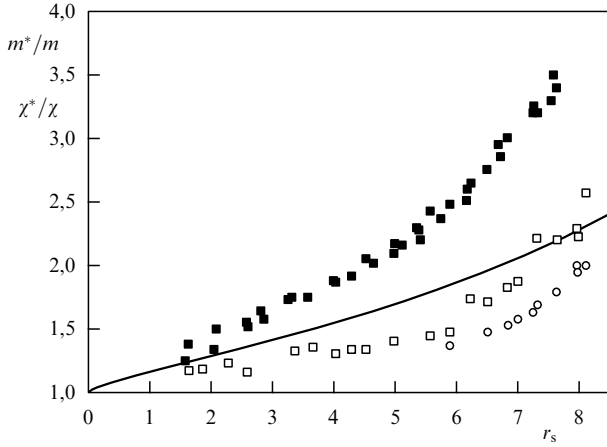


Рис. 2. Экспериментальная магнитная восприимчивость χ^*/χ (темные квадраты) и эффективная масса m^*/m (полые кружки и квадраты). Теоретическим восприимчивости и массе для мультикомпонентной модели соответствует сплошная кривая.

Ввиду большой величины импульса и энергии плазмона в интеграле можно положить $\varepsilon \ll \omega$ и $p \ll q$, и функция Грина вблизи поверхности Ферми примет вид:

$$G(\varepsilon, p) = \frac{Z(p_F)}{i\varepsilon - \varepsilon_R(p) + \mu}, \quad \varepsilon_R(p) = \frac{p_F}{m^*} (p - p_F), \quad (13)$$

где при малых r_s

$$\frac{m}{m^*} = 1 - \frac{1}{10\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \Gamma\left(\frac{7}{6}\right) r_s^{2/3} + O(r_s^{4/3}),$$

$$Z^{-1}(p_F) = 1 + \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{1}{3}\right) \Gamma\left(\frac{7}{6}\right) r_s^{2/3} + O(r_s^{4/3}), \quad (14)$$

здесь $\Gamma(v)$ — гамма-функция.

Аналогичные вычисления спиновой магнитной восприимчивости дают

$$\frac{\chi^*}{\chi} = \frac{m^*}{m}, \quad (15)$$

где $\chi = m/2\pi\hbar^2$ — восприимчивость двумерного ферми-газа Паули. На рисунке 2 представлены экспериментальные данные [14] для m^*/m и χ^*/χ и результаты вычислений по теоретическим формулам. Теоретическая эффективная масса хорошо согласуется с результатами экспериментов. Тот факт, что экспериментальная восприимчивость больше теоретической, можно объяснить влиянием обменных эффектов, которые отсутствуют в теории при $N = \infty$, но должны проявляться в реальном кремнии при $N = 4$. Кроме того, при $r_s \approx 9$ в Si-MOSFET происходит переход металл–диэлектрик, который не может быть рассмотрен в рамках нашей теоретической модели.

Отметим, что в теории ферми-жидкости Ландау ренормировки эффективной массы и магнитной восприимчивости связаны со свойствами функции эффективного взаимодействия квазичастиц вблизи ферми-поверхности, зависящей от угла рассеяния [15]. Напротив, для мультикомпонентного газа эти параметры ферми-жидкости определяются свойствами плазмонов с энергиями и импульсами существенно большими, чем

соответствующие величины для электронов на ферми-поверхности. Другая особенность мультикомпонентного газа состоит в том, что из-за малой величины импульса Ферми и сильного экранирования взаимодействия в нем отсутствуют фриделевские осцилляции плотности электронов. Действительно, наведенная плотность заряда в мультикомпонентном газе равна

$$\delta n(\mathbf{r}) = \int \frac{2\pi e^2 \Pi(0, q)}{q + 2\pi e^2 \Pi(0, q)} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) \frac{d^2 \mathbf{q}}{(2\pi)^2} =$$

$$= \int_0^\infty \frac{q_0^3}{q^3 + q_0^3} J_0(qr) \frac{q dq}{2\pi}. \quad (16)$$

Функция $\delta n(\mathbf{r})$ сосредоточена на малом расстоянии $r \sim 1/q_0 \ll 1/p_F$, где имеет один нуль, и экспоненциально убывает на больших расстояниях. Внешний заряд полностью экранируется:

$$\int \delta n(\mathbf{r}) d^2 \mathbf{r} = 1. \quad (17)$$

Фриделевские осцилляции [15] связаны с особенностью экранирования при $q = 2p_F$ (которой пренебрежено в (7)) и имеют период $\pi\hbar/p_F$ и амплитуду $\sim p_F^2/N$, исчезающе малую в пределе $N \rightarrow \infty$. Таким образом, мы заключаем, что многие признаки ферми-поверхности отсутствуют в свойствах мультикомпонентного газа.

3. Модель в магнитном поле

Мультикомпонентную модель можно распространить на случай большого внешнего магнитного поля, перпендикулярного плоскости гетероструктуры. Тогда основное состояние будет соответствовать заполнению низшего уровня Ландау. Пусть из N спин-долин только $1 \ll v < N$ имеют целиком заполненный нулевой уровень Ландау, а остальные $N - v$ свободны. Несмотря на то, что реальные переходы на более высокие уровни Ландау отсутствуют, виртуальные переходы будут по-прежнему экранировать кулоновское взаимодействие. Невозможная функция Грина электрона в одной долине имеет вид суммы

$$G_0(\varepsilon, \mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{s,p} \frac{1}{i\varepsilon - (s+1/2)\omega_H + \mu} \Phi_{sp}(\mathbf{r}) \Phi_{sp}^*(\mathbf{r}'), \quad (18)$$

где s — индекс Ландау, Φ_{sp} — волновые функции уровня Ландау, ω_H — циклотронная частота. Вычисление поляризационного оператора дает

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \frac{v}{2\pi} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{q^{2s}}{2^s s!} \frac{2s\omega_H}{\omega^2 + \omega_H^2 s^2} \exp\left(-\frac{q^2}{2}\right). \quad (19)$$

Используется система единиц, в которой магнитная длина $l_H = 1$ и $e = c$, $\omega_H = 1/m$. Такой специальный вид поляризационного оператора связан с тем, что поляризационная петля, состоящая из электрона и дырки, является функцией от $(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ (в координатном представлении) во внешнем магнитном поле.

Плазменный пропагатор $D(\omega, q)$ как функция $\Pi(\omega, q)$ имеет вид (6). При целиком заполненном уровне Ландау в v долинах возникает дополнительная энергия при переносе электрона из занятой долины с образованием в ней дырки на тот же уровень Ландау в незанятой долине. Эта энергия имеет обменное происхождение и соответ-

ствуется спиновым волнам в однодолинном случае. Такое возбуждение является нейтральным и будет характеризоваться импульсом несмотря на наличие магнитного поля. Образуется обменный экситон. При большом импульсе электрон и дырка будут находиться далеко друг от друга и их взаимодействием можно пренебречь, т.е. можно говорить о свободном электроне и дырке. Следовательно, их энергия будет являться энергией активации зарядовых возбуждений, равной разности энергии электрона в пустой и занятой долине. Эта энергия может быть вычислена:

$$\Delta = \int D(0, q) \exp\left(-\frac{q^2}{2}\right) \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} = \frac{\hbar\omega_H}{v} (\log(r_s v^{3/2}) + 0,277), \quad (20)$$

где $r_s = \sqrt{2e^2/\omega_H} l_H \sqrt{v}$. Таким образом, энергия активации приблизительно пропорциональна магнитному полю и мала в приближении большого v . Линейная зависимость качественно согласуется с магнито-емкостными измерениями активационной энергии [10]. Однако величина экспериментальной энергии активации заметно меньше теоретического значения энергии (20). Это можно отнести как к грубости самой экстраполяции на сравнительно большие r_s , так и к различным неучтенным факторам, таким как конечная толщина двумерного слоя и пренебрежение силой изображения от металлического затвора.

Аналогично можно найти энергию обменного экситона при малых импульсах Q :

$$\omega(Q) = J(Q l_H)^2, \quad J = 0,6613 \frac{\omega_H}{v}. \quad (21)$$

Таким образом, обменная константа J тоже подавляется эффектами экранирования и линейно зависит от магнитного поля.

Результаты, представленные в этом докладе, частично были опубликованы в [16]. Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 03-02-17229-а и 05-02-16553-а.

Список литературы

- Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
- Abrahams E, Kravchenko S V, Sarachik M P *Rev. Mod. Phys.* **73** 251 (2001)
- Pudalov V M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 196404 (2002)
- Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **66** 073303 (2002)
- Багаев В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **10** 309 (1969)
- Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6, Eds C D Jeffries, L V Keldysh) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1983)
- Gell-Mann M, Brueckner K A *Phys. Rev.* **106** 364 (1957); Sawada K *Phys. Rev.* **106** 372 (1957); Gell-Mann M *Phys. Rev.* **106** 369 (1957)
- Smith J L, Stiles P J *Phys. Rev. Lett.* **29** 102 (1972)
- Okamoto T et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 3875 (1999)
- Khrapai V S, Shashkin A A, Dolgoplov V T *Phys. Rev. B* **67** 113305 (2003)
- Бычков Ю А, Иорданский С В, Элиашберг Г М *Письма в ЖЭТФ* **33** 152 (1981); Kallin C, Halperin B I *Phys. Rev. B* **30** 5655 (1984)
- Takada Y *Phys. Rev. B* **43** 5962 (1991)
- Абрикосов А А, Горьков Л П, Дзялошинский И Е *Методы квантовой теории поля в статистической физике* (М.: Добросвет, 1998)
- Pudalov V M, Gershenson M E, Kojima H, in *Fundamental Problems of Mesoscopic Physics: Interactions and Decoherence* (NATO Sci. Ser., Ser. II, Vol. 154, Eds I V Lerner, B L Altshuler, Y Gefen) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2004)
- Pines D, Nozières P *The Theory of Quantum Liquids* (New York: W.A. Benjamin, 1966)
- Iordanski S V, Kashuba A *Письма в ЖЭТФ* **76** 660 (2002)

PACS numbers: 71.27.+a, 71.30.+h, 72.15.Rn

Эффекты взаимодействия в транспорте и магнитотранспорте двумерных электронов в гетеропереходах AlGaAs/GaAs и Si/SiGe

Е.Б. Ольшанецкий, В. Ренар, З.Д. Квон, И.В. Горный, А.И. Торопов, Ж.К. Портал

1. Введение

Квантовые поправки к проводимости двумерных электронных систем, обусловленные эффектами локализации и взаимодействия [1, 2], изучаются уже четверть века. Следует отметить, что эффекты слабой локализации не вызывают никаких вопросов, а связанное с ними аномальное магнетосопротивление сразу же стало мощным инструментом получения информации о низкотемпературных свойствах неупорядоченных металлических систем, начиная с тонких сверхпроводящих пленок и кончая двумерными слоями у поверхности полупроводников. Поведение же эффектов взаимодействия все время оставалось предметом острых дискуссий, связанных в основном с вопросом об их влиянии на переход металл–изолятор в двумерной электронной системе [3]. Ситуация приобрела особую актуальность после обнаружения [4] в высокоподвижном двумерном электронном газе в кремниевых МОП-транзисторах (МОП — металл–оксид–полупроводник) состояния с аномально сильным ростом проводимости при понижении температуры, полностью противоречащим предсказаниям теории [1, 2]. Возникшая ситуация способствовала появлению новых идей в теории квантовых поправок, обусловленных эффектами взаимодействия, и привела недавно к дальнейшему развитию теории [5–7]. В работах [5–7] было показано, что в поведении указанных квантовых поправок существует два режима: диффузионный (при $T\tau/\hbar \ll 1$) и баллистический (при $T\tau/\hbar \gg 1$). Причем оба режима имеют одну природу: одно- и многократное когерентное рассеяние на примесях и фриделевских осцилляциях их экранирования. Оба механизма были уже известны до появления работ [5–7]. Первый механизм [1, 2] связывался с описанными выше квантовыми поправками, вызванными интерференцией взаимодействующих электронов, а второй — с температурной зависимостью экранирования, обусловленной особенностью двумерного экранирования вблизи $q \approx 2k_F$ [8], и рассматривался как зависящая от температуры часть одноэлектронного транспортного времени, не связанная с квантовой интерференцией.

Появление работ [5–7] вызвало проведение серии экспериментов [9–12] по проверке предсказаний этих работ, и целый ряд предсказаний подтвердился. Однако ни в каком из экспериментов не был реализован переход от одного режима к другому. Также не был экспериментально изучен вопрос о поведении баллистических и квантовых поправок в зависимости от того, является ли основной механизм рассеяния короткодействующим, дальнедействующим или смешанным, хотя, как было

указано в [7], поведение отрицательного параболического магнетосопротивления, вызванного этими поправками, в значительной степени зависит от этого. В данном докладе представлены результаты экспериментов, в которых поставленные проблемы решались на примере двух двумерных электронных систем (ДЭС): ДЭС в квантовой яме AlGaAs/GaAs/AlGaAs и ДЭС в гетеропереходе SiGe/Si.

2. Переход от баллистического к диффузионному режиму в ДЭС в квантовой яме AlGaAs/GaAs/AlGaAs [13]

Для экспериментального изучения перехода от диффузионного поведения квантовых поправок к баллистическому была изготовлена специальная структура, представляющая собой двумерный электронный газ (ДЭГ) с высокой концентрацией электронов, находящийся в квантовой яме AlGaAs/GaAs/AlGaAs, легированной примесями Si. Концентрация N_s ДЭГ находилась в диапазоне $(2,5-4,5) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, подвижность μ составляла $280-560 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, исследуемая система представляла собой низкоподвижный ДЭГ с большими значениями энергии Ферми E_F ($E_F = 100-200 \text{ мэВ}$), в котором доминирующим являлось рассеяние на короткодействующем потенциале легирующей примеси кремния. Для того чтобы реализовать переход от $T\tau/\hbar \ll 1$ к $T\tau/\hbar \gg 1$, свойства данной системы изучались в максимально возможном диапазоне температур: $T = 1,4-110 \text{ К}$. В указанном диапазоне детально измерялись сопротивление, магнетосо-

противление и эффект Холла описанных выше образцов (рис. 1). Прежде чем переходить к анализу эксперимента, обсудим более детально результаты теории, развитой в [5, 6]. Согласно этой теории полная квантовая поправка к проводимости двумерной электронной системы состоит из двух частей: логарифмической, доминирующей при низких температурах, $T\tau/\hbar \ll 1$, и линейной, которая преобладает при высоких температурах, $T\tau/\hbar \gg 1$. Причем в случае слабого взаимодействия, когда параметр $r_s \leq 1$ ($r_s = E_{e-e}/E_F$), знак обеих поправок одинаков и соответствует падению проводимости при уменьшении температуры. Интересное предсказание теории [5, 6] дает для поведения поправки $\delta\rho_{xy}$ к классическому холловскому сопротивлению ρ_H^D : при повышении температуры должен наблюдаться переход от логарифмической температурной зависимости этой поправки к гиперболической зависимости. Как уже отмечалось, наряду с поправкой, обусловленной взаимодействием, существует поправка, обусловленная слабой локализацией. Последняя исключалась с помощью проведения измерений в магнитном поле B , которое полностью подавляет слабую локализацию в наших образцах при $B > 5 \text{ Тл}$. Измерения в магнитных полях также позволили определить величину друдевской проводимости, которую необходимо знать для корректного сравнения результатов теории и эксперимента. Результаты измерения температурной зависимости проводимости, обусловленной взаимодействием $\Delta\sigma_{xx}^{e-e}(T)$, в нулевом магнитном поле показаны на рис. 2а. Хорошо видно, что при высоких

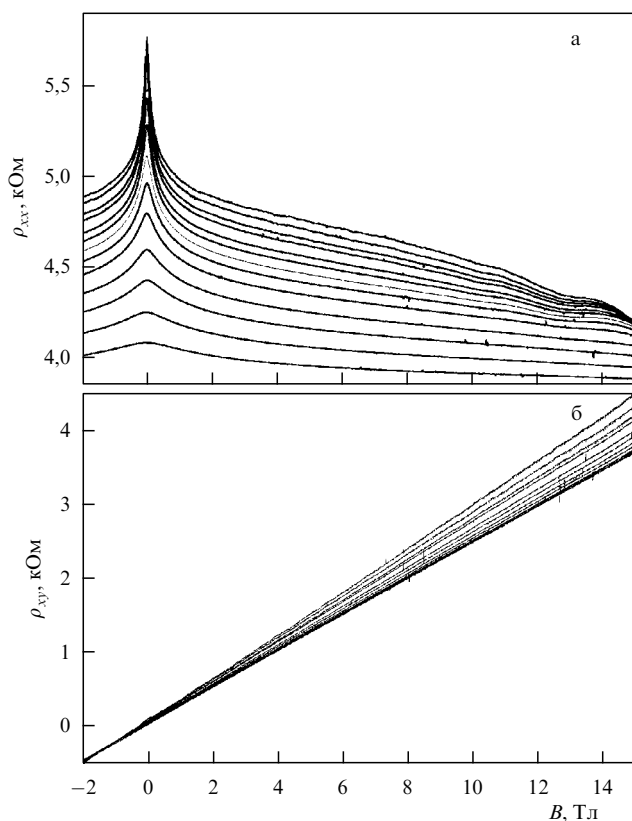


Рис. 1. Сопротивление и магнетосопротивление ДЭГ в квантовой яме AlGaAs/GaAs/AlGaAs (а) и эффект Холла (б) в диапазоне температур 1,4 К–110 К.

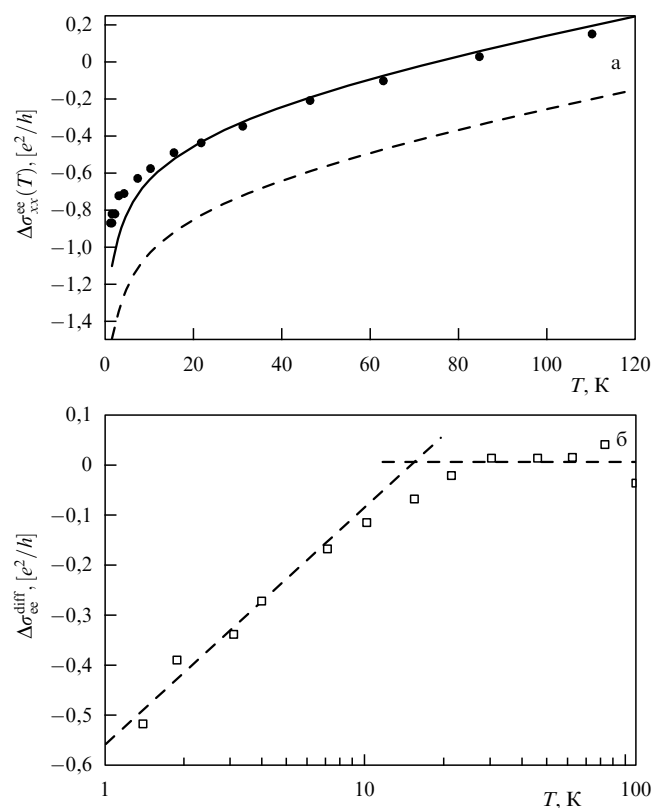


Рис. 2. (а) Экспериментально найденная (точки) и рассчитанная теоретически (сплошная кривая) квантовые поправки, обусловленные взаимодействием; штриховая кривая соответствует теоретической поправке без учета постоянного сдвига. (б) Зависимость логарифмической поправки к проводимости от температуры.

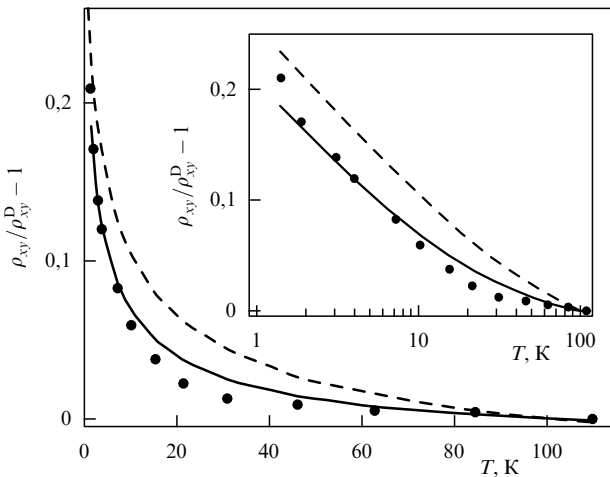


Рис. 3. Экспериментальная температурная зависимость коэффициента Холла (точки), соответствующая теоретическая зависимость [6] (штриховая кривая) и та же зависимость, но полученная в предположении анизотропного рассеяния электронов в образце (сплошная кривая).

температурах, $T > 20$ К, зависимость близка к линейной, а при $T < 20$ К она переходит в логарифмическую. Наблюдается неплохое согласие с зависимостью (сплошная кривая), рассчитанной в соответствии с теорией [5]. Причем следует подчеркнуть, что это согласие получено без использования каких-либо подгоночных параметров, поскольку фермижидкостная константа F_0^{σ} , обычно фигурирующая в качестве подгоночного параметра, в случае слабого взаимодействия определяется точно [5], если известна концентрация двумерных электронов, которая в данных образцах определялась на основе измерений как эффекта Холла, так и шубниковских осцилляций. Разработанная в нашей работе методика определения обусловленных взаимодействием квантовых поправок позволила найти каждую из них по отдельности. В качестве иллюстрации на рис. 2б приведена логарифмическая поправка. Ясно видно, что поправка стремится к нулю при $T > 20$ К. Результаты эксперимента по измерению квантовой поправки к холловскому сопротивлению и сравнения ее с результатами теории представлены на рис. 3, из которого видно, что поведение $\delta\rho_{xy}/\rho_H^D$ описывается теорией [6] только качественно: наблюдается заметное расхождение между экспериментальной и теоретической зависимостью $\delta\rho_{xy}/\rho_H^D$ от температуры. Тем не менее переход от баллистического режима к диффузионному в поведении эффекта Холла также хорошо просматривается на кривых рис. 3, а неполное согласие, скорее всего, связано с пренебрежением слабой анизотропией в рассеянии.

3. Переход металл–диэлектрик и квантовые поправки к проводимости ДЭГ в гетероструктуре Si/SiGe [14]

Со времени первого наблюдения [4] в кремниевых структурах металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) с ДЭГ перехода металл–диэлектрик (ПМД), запрещенного в модели однопараметрического скейлинга [15], прошло уже около десяти лет. Тем не менее все еще остается неясным, является ли наблюдаемый переход фазовым. Хотя имеется большое число публикаций, посвященных переходу металл–диэлектрик в ДЭС

различного типа, однако до сих пор не сообщалось о наблюдении такого перехода в гетеропереходе Si/SiGe с ДЭГ. Тогда как подобное наблюдение, несомненно, должно представлять интерес ввиду возможности его сравнения с соответствующими результатами, полученными ранее на кремниевых МДП-структурах. Действительно, сходные во всем, что касается электронного спектра, эти две системы различаются структурой рассеивающего потенциала, преимущественно короткодействующего в кремниевых МДП-структурах и имеющего значительную длиннопериодную компоненту в гетероструктурах Si/SiGe. Различие в поведении этих двух систем, таким образом, может дать информацию о роли преимущественного типа рассеяния в электрон-электронном взаимодействии.

Нами использовались гетероструктуры Si/SiGe, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии [12], с электронной плотностью $N_s = (3,5-6,23) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и максимальной подвижностью электронов $\mu = 6 \times 10^5 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Транспортные измерения производились по стандартной четырехточечной схеме на переменном токе с малой частотой (10 Гц) и амплитудой (0,1 мкА), для того чтобы избежать разогревных эффектов.

Переход металл–диэлектрик обычно наблюдается по измерениям температурной зависимости проводимости при различных значениях концентрации двумерных электронов. Изменение концентрации в этом случае достигается изменением приложенного к затвору напряжения. В наших экспериментах образцы на основе гетеропереходов Si/SiGe с двумерным электронным газом переводились из первоначального, диэлектрического состояния, которое достигалось посредством охлаждения образцов в криостате до базовой температуры, в металлическое состояние под действием последовательных, специально дозированных кратковременных импульсов излучения светодиода. Полученные таким образом состояния оказывались весьма устойчивыми.

На рисунке 4 показана серия зависимостей сопротивления от температуры при различных значениях концентрации электронов. Переход между диэлектрическим, $d\rho_{xx}/dT < 0$, и металлическим, $d\rho_{xx}/dT > 0$, поведением образца, показанный на этом рисунке, является первым наблюдением такого рода в гетероструктуре Si/SiGe с двумерным электронным газом. Условная граница между двумя этими состояниями наблюдается при электронной концентрации порядка $4,05 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и отвечает значению сопротивления образца $\approx 0,3h/e^2$. Соответствующая этому пограничному состоянию температурная зависимость сопротивления не является монотонной (рис. 4в). Так же, как и в случае других двумерных систем, объяснения наблюдаемому переходу металл–диэлектрик пока не дано. Теоретический анализ возможен только для состояний с малыми значениями r_s и $\rho_{xx} \ll h/e^2$. Именно здесь в последнее время достигнут значительный прогресс в понимании природы вызванных электрон-электронным взаимодействием поправок к друдевской проводимости. Перейдем к рассмотрению этого круга явлений в образцах на основе гетероструктур Si/SiGe с ДЭГ.

Как отмечалось выше, имеются два основных типа поправок к проводимости двумерной электронной системы — слаболокализационные поправки к проводи-

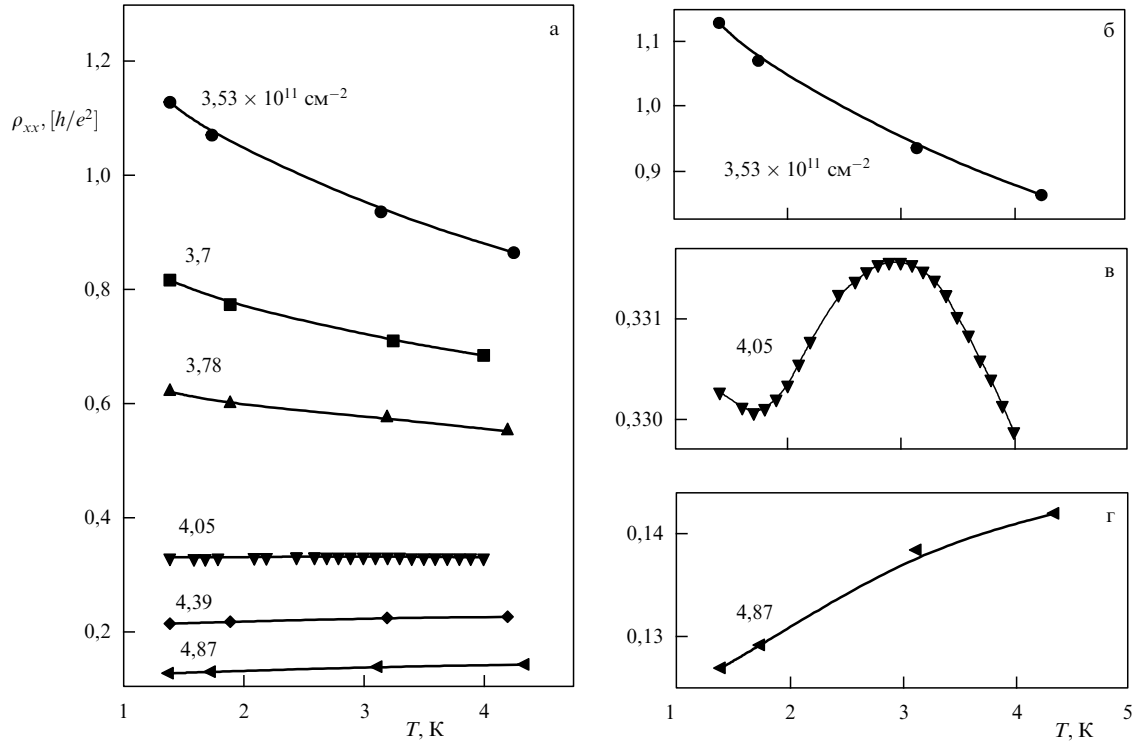


Рис. 4. (а) Сопротивление как функция температуры при различных значениях концентрации. На рисунках (б–г) некоторые из кривых, показанных на рис. а, приведены в более крупном масштабе.

мости и поправки от электрон-электронного взаимодействия. Слаболокализационная поправка может быть представлена в виде [1]

$$\Delta\sigma_{xx}^{wl} = \alpha p \frac{e^2}{h} \ln \left(\frac{k_B T \tau}{h} \right).$$

Здесь предполагается, что время фазовой когерентности зависит от температуры как T^{-p} , и амплитуда α считается равной 1 для обычного рассеяния.

Далее, согласно [5], поправка от взаимодействия при произвольном значении параметра $k_B T \tau / h$ дается следующим выражением:

$$\Delta\sigma_{xx}^{ee} = \delta\sigma_C + 15\delta\sigma_T,$$

где $\delta\sigma_C$, $\delta\sigma_T$ — поправки соответственно от взаимодействия в зарядовом и триплетном каналах,

$$\delta\sigma_C = \frac{e^2}{\pi h} \frac{k_B T \tau}{h} \left(1 - \frac{3}{8} f(T\tau) \right) - \frac{e^2}{2\pi^2 h} \ln \left(\frac{1}{T\tau} \right),$$

$$\delta\sigma_T = \frac{F_0^\sigma}{(1 + F_0^\sigma)} \frac{e^2}{\pi h} \frac{T\tau}{h} \left(1 - \frac{3}{8} t(T\tau; F_0^\sigma) \right) - \left(1 - \frac{1}{F_0^\sigma} \ln(1 + F_0^\sigma) \right) \frac{e^2}{2\pi^2 h} \ln \left(\frac{1}{T\tau} \right).$$

Точные выражения для функций $f(T\tau)$ и $t(T\tau; F_0^\sigma)$ приводятся в [5].

Следует отметить, что в приведенном выражении мы приняли во внимание двукратное долинное вырождение электронного спектра у поверхности (100) кремния, которое приводит к увеличению численного коэффициента перед триплетным членом от 3 до 15. В диффу-

зионном пределе поправка от взаимодействия сводится к хорошо известной логарифмической поправке [2], тогда как в баллистическом и промежуточном режимах она представляет собой линейную по температуре поправку, знак и степень наклона которой зависят от константы взаимодействия.

На рисунке 5а показаны типичные кривые магнетосопротивления (МС), полученные при различных температурах после насыщения электронной концентрации до максимума под действием излучения светодиода. В этом состоянии образца электронная подвижность $\mu = 61800 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, электронная концентрация $N_s = 6,23 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, что соответствует $r_s \approx 6,7$. Отметим, что при $r_s > 1$ функциональная связь между параметром r_s и константой F_0^σ неизвестна. На рисунке 5б представлена зависимость проводимости от температуры при нулевом магнитном поле. Видно, что зависимость является линейной при $T \geq 1,25 \text{ K}$ и выходит на насыщение при более низких температурах. Проводимость Друде определяется экстраполяцией линейной части зависимости до $T = 0$. Соответствующее этой проводимости время релаксации импульса $\tau = 6,8 \times 10^{-12} \text{ s}$. Отсюда следует, что $T\tau = 0,89 \text{ K}$ и, значит, в температурном диапазоне 0,4–2,7 K исследуемый образец находится в промежуточном или баллистическом режиме.

Сплошная кривая на рис. 5б представляет собой теоретическую зависимость, полученную путем сложения слаболокализационной поправки и поправки от взаимодействия. Кривая подогнана к экспериментальной зависимости с использованием только одного подгоночного параметра $F_0^\sigma = -0,155$. Слаболокализационный коэффициент $\alpha p = 1,5$ найден из анализа поведения образца в слабых магнитных полях. Полученная в

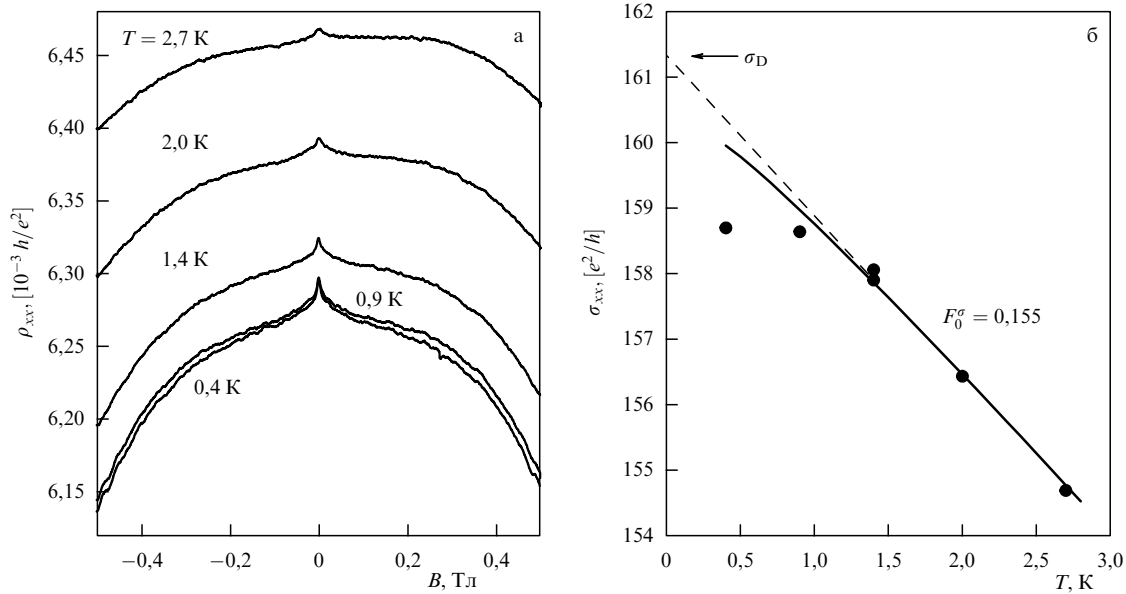


Рис. 5. (а) Магнетосопротивление при различных температурах. (б) Проводимость как функция температуры при $B = 0$. Сплошная кривая соответствует теоретической зависимости.

результате подгонки величина $F_0^\sigma = -0.155$ оказывается неожиданно малой по сравнению с соответствующими величинами (меньше примерно в два раза) в кремниевых МДП-структурах со сравнимыми значениями r_s [10]. На наш взгляд, это является следствием упомянутых выше различий в структуре рассеивающего потенциала этих двух кремниевых систем. Действительно, линейная по температуре поправка к проводимости от взаимодействия является, согласно [5], результатом рассеяния электронов на фриделевских осцилляциях электронной плотности, вызванных короткодействующим рассеивающим потенциалом. Такой тип рассеяния реализуется, например, в случае кремниевых МДП-структур. В наших же образцах, определяемое из амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза одночастичное время рассеяния τ_q оказывается в шесть раз меньше времени релаксации импульса. Это означает, что в исследуемых образцах присутствуют оба типа беспорядка. Можно ожидать, что в этом случае теория [5] окажется мало пригодной для описания эксперимента. Тем не менее мы находим, что при $T \geq 1.25$ К наблюдается хорошее согласие между теорией и экспериментом. Это может быть связано с доминированием короткодействующего рассеяния в нулевом магнитном поле. Что касается наблюдаемого насыщения при низких температурах, то о нем сообщалось ранее и в других работах [16], где среди возможных причин такого поведения назывались междолинное рассеяние и снятие долинного вырождения в нулевом магнитном поле.

Рассмотрим теперь поперечное магнетосопротивление в нашем образце (рис. 5а). Известно, что в диффузионном режиме поправка к проводимости от взаимодействия в нулевом магнитном поле $\Delta\sigma_{xx}^{ee}(T)$ сохраняет свой вид и в классически сильных магнитных полях, приводя к возникновению отрицательного параболического магнетосопротивления (ОМС), которое при $\omega_c\tau > 1$ описывается следующим выражением: $\rho_{xx}(B) = \rho_D + \rho_D^2(\mu B)^2 \Delta\sigma_{xx}^{ee}(T)$. В отличие от диффузионного режима в промежуточном и баллистическом режи-

мах ситуация до последнего времени оставалась малоизученной. В частности, оставалось неясным, будут ли поправки, полученные в нулевом магнитном поле, по аналогии с поправками в диффузионном режиме сохранять свой вид и в сильных магнитных полях. Недавно была предложена новая теория [7], в которой поперечное магнетосопротивление рассматривается для произвольного значения $k_B T\tau/\hbar$ в сильных магнитных полях. В этой теории рассматривается как случай только плавно меняющегося рассеивающего потенциала, так и ситуация со смешанным типом рассеяния и показано, что в обоих случаях взаимодействие приводит к параболическому МС, подобному приведенному выше, но с другим выражением для $\Delta\sigma_{xx}^{ee}(T)$:

$$\Delta\sigma_{xx}^{ee}(T) = -\frac{2}{\pi} \left[G_F(k_B T\tau/\hbar) - G_H(k_B T\tau/\hbar; F_0^\sigma) \right],$$

где $G_F(k_B T\tau/\hbar)$ — обменный, а $G_H(k_B T\tau/\hbar; F_0^\sigma)$ — триплетный вклады, и их вид, помимо прочего, зависит от типа рассеяния в системе. Точные выражения для этих функций приведены в [7].

Общий вид экспериментальных зависимостей (присутствие отрицательного параболического МС) подтверждает вывод о наличии не зависящей от магнитного поля поправки. Действительно, на экспериментальных кривых после подавления слаболокализационной поправки наблюдается относительно плоский участок, который согласно [7] соответствует подавлению обратного рассеяния при низких значениях магнитного поля, обусловленного присутствием длиннопериодного рассеивающего потенциала. При более высоких значениях поля возрастающая вероятность обратного рассеяния восстанавливает взаимодействие, что приводит к появлению отрицательного параболического МС.

Для нашего образца условие $\omega_c\tau = 1$ выполняется при $B = 0.16$ Тл, так что параболическое МС наблюдается в классически сильных полях. К тому же все зависимости, за исключением кривой при $T = 0.4$ К, измерялись в магнитных полях, в которых влиянием эффекта Зеемана

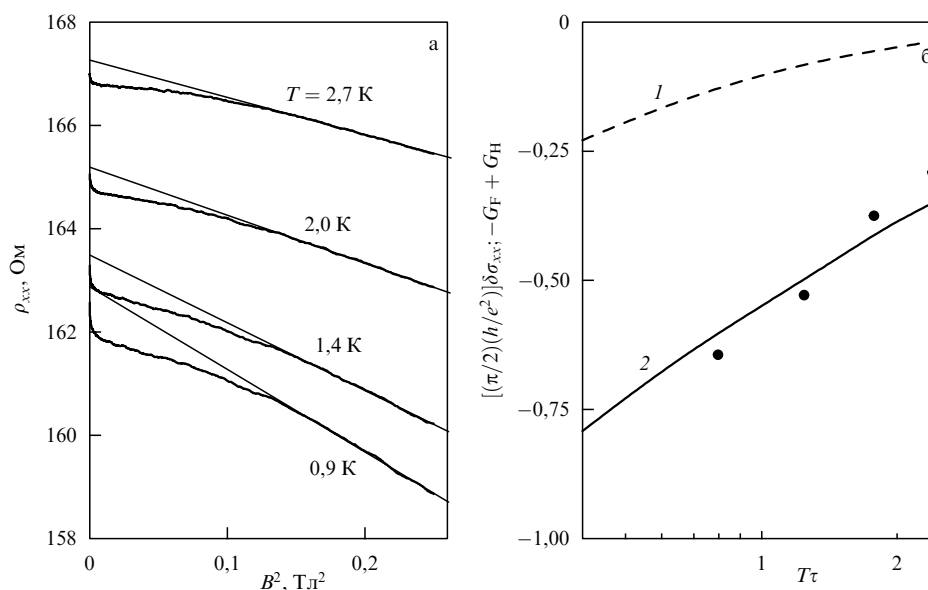


Рис. 6. (а) Магнетосопротивление как функция B^2 . (б) Экспериментально определенная поправка $\Delta\sigma_{xx}^{ee}(T)$ (точки) и теоретические зависимости для этой же поправки: кривая 1 — $F_0^\sigma = -0,15$ плавно меняющийся рассеивающий потенциал, кривая 2 — $F_0^\sigma = -0,16$, смешанный тип рассеяния, $\gamma = 5$.

на взаимодействие можно пренебречь. В этих условиях результаты теории [7] должны быть применимы к нашему эксперименту. На рисунке 6а сопротивление представлено как функция B^2 . На рисунке 6б показаны поправки к проводимости $\Delta\sigma_{xx}^{ee}(T)$, обусловленные взаимодействием (точки), которые получены из наклона линейной части зависимостей, представленных на рис. 6а. На этом же рисунке приведены две теоретические кривые [7], одна из которых (кривая 1) получена исходя из предположения о наличии в системе только плавного рассеивающего потенциала, а другая (кривая 2) построена для случая смешанного рассеяния. В последнем случае параметр γ описывает количественное соотношение двух типов рассеяния в образце [7]. Видно, что теория, допускающая рассеяние лишь на длиннопериодном потенциале, дает сильное расхождение с экспериментом, в то время как предположение о смешанном типе рассеяния приводит к их хорошему согласию. Из проведенного анализа следует, что правильный учет типа рассеяния в системе является необходимым условием корректного описания обусловленных взаимодействием поправок к проводимости как в нулевом, так и в сильных магнитных полях, где они приводят к параболическому магнетосопротивлению.

Список литературы

1. Lee P A, Ramakrishnan T V *Rev. Mod. Phys.* **57** 287 (1985)
2. Altshuler B L, Aronov A G, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 10, Eds A L Efros, M Pollak) (Amsterdam: North-Holland, 1985) p. 1
3. Финкельштейн А М *ЖЭТФ* **84** 168 (1983); *Письма в ЖЭТФ* **40** 63 (1984)
4. Kravchenko S V et al. *Phys. Rev. B* **50** 8039 (1994)
5. Zala G, Narozhny B N, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **64** 214204 (2001)
6. Zala G, Narozhny B N, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **64** 201201 (2001)
7. Gornyi I V, Mirlin A D *Phys. Rev. Lett.* **90** 076801 (2003); *Phys. Rev. B* **69** 045313 (2004)
8. Gold A, Dolgoplov V T *Phys. Rev. B* **33** 1076 (1986)
9. Proskuryakov Y Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 076406 (2002)
10. Shashkin A A et al. *Phys. Rev. B* **66** 073303 (2002)
11. Kvon Z D et al. *Phys. Rev. B* **65** 161304 (2002)
12. Olshanetsky E B et al. *Phys. Rev. B* **68** 085304 (2003)
13. Renard V T et al. *Phys. Rev. B* **72** 075313 (2005)
14. Olshanetsky E B et al. *Europhys. Lett.* **71** 665 (2005)
15. Abrahams E et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 673 (1979)
16. Brunthaler G et al., cond-mat/0207170