

Капустин Александр Альбертович

**Межэлектронное взаимодействие в транспортных
свойствах двумерных систем на основе
МОП-структур кремния и гетероструктур
GaAs/AlGaAs.**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат диссертации
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Долгополов Валерий Тимофеевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Гольцман Григорий Наумович

доктор физико-математических наук
Котельников Игорь Николаевич

Ведущая организация: Институт Физики Полупроводников
им. А. В. Ржанова СО РАН

Защита состоится "_____" _____ 2010 г. в _____ часов
на заседании диссертационного совета Д 002.100.01 при Учреждении
Российской академии наук Институт физики твердого тела РАН по адресу:
142432, Московская область, г. Черноголовка, Институтская ул., 2

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан "_____" _____ 2010 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

©Капустин А.А. 2010

©ИФТТ РАН, 2010

Общая характеристика работы

Диссертация посвящена изучению проявлений межэлектронного взаимодействия в различных двумерных электронных системах. Взаимодействие между электронами давно служит предметом как экспериментальных, так и теоретических исследований. В теории его удается учесть в случае, когда взаимодействие является слабым. В этих условиях возможен строгий учет взаимодействия, поскольку в теории имеется малый параметр - отношение характерной потенциальной энергии электрона и характерной кинетической энергии. Теоретическое описание возможно также в противоположном случае, когда взаимодействие очень сильное. Тогда электроны так сильно связаны друг с другом, что образуют вигнеровский кристалл. Построить последовательную теорию в промежуточном случае между пределами слабого и очень сильного взаимодействий пока не удалось, но есть возможность изучать его экспериментально.

Одной из самых удобных систем для экспериментального изучения свойств взаимодействующих электронов является двумерная электронная жидкость. Ее создают, например, в виде инверсионных слоев кремниевых МОП-транзисторов [1] или в гетероструктурах и квантовых ямах на их основе [2]. Большим преимуществом двумерной электронной жидкости является простота и разнообразие возможностей для изменения параметров, управляющих ее поведением. Например, с помощью затвора, напыленного сверху структуры, можно менять концентрацию электронов. Вытравливая мезу в гетероструктурах или управляя концентрацией электронов с помощью затворов заданной конфигурации, можно ограничивать электронную жидкость в плоскости, создавая образцы с разной формой и размерами. Специальными методами (атомно-силовыми микроскопами или электронно-лучевой литографией) можно создавать даже субмикронные, мезоскопические детали структуры [3].

Большое число вариантов изменения различных параметров, управляющих поведением двумерной электронной жидкости, а также разнообразие явлений, которые могут наблюдаться и которые зачастую невозможно предсказать теоретически, привело к бурному развитию исследований

двумерных электронных систем с сильным взаимодействием. Величина взаимодействия характеризуется безразмерным радиусом Вигнера-Зейтца, который в двумерном случае равен $r_s = a_B^{-1}/\sqrt{\pi n_s}$, это есть среднее расстояние между электронами в единицах боровского радиуса. Если эффективная масса электронов равна зонной, а степень долинного вырождения равна единице, то радиус Вигнера-Зейтца совпадает с отношением кулоновской энергии на среднем расстоянии между электронами к энергии Ферми [4]. Это отношение можно записать как $r_s^* = E_{ee}/E_f = (m^*/m_b)g_v a_B^{-1}/\sqrt{\pi n_s}$, где m^* - эффективная масса электронов (с учетом взаимодействия), m_b - их зонная масса, а g_v - степень долинного вырождения. Это отношение увеличивается при уменьшении концентрации двумерных электронов. При достаточно малых концентрациях n_s можно достичь ситуации, когда $r_s^* \gg 1$, то есть энергия кулоновского взаимодействия электронов сильно превосходит фермиевскую. В этом случае поведение двумерной электронной системы определяется главным образом взаимодействием.

К эффектам, которые объясняются межэлектронным взаимодействием, относится переход металл-изолятор, экспериментальные свидетельства в пользу существования которого были обнаружены в двумерных электронных системах кремниевых МОП-транзисторов в [5], а также большое число сопутствующих явлений. Среди них я выделю два, которые имеют непосредственное отношение к диссертации:

(1) Резкий рост эффективной массы электронов при понижении концентрации n_s [6], который нельзя предвидеть в рамках теории ферми-жидкости Ландау [7];

(2) Неустойчивость, связанная со спиновой поляризацией, которая, возможно, появляется при малых электронных концентрациях, близких к концентрации, где происходит переход металл-изолятор [8];

Эти явления были впервые обнаружены и наиболее ярко выражены в кремниевых МОП-транзисторах с ориентацией поверхности (100). Действительно, двумерная электронная жидкость в кремниевом МОП-транзисторе (100) имеет степень долинного вырождения $g_v = 2$, что при прочих

равных условиях увеличивает параметр взаимодействия r_s^* по сравнению с однодолинными системами.

В настоящей диссертации исследуются многоэлектронные явления в кремниевых МОП-транзисторах, имеющих другую ориентацию поверхности (111), где электронная жидкость теоретически должна иметь степень долинного вырождения $g_v=6$, т.е. можно было бы ожидать еще более сильных проявлений электрон-электронного взаимодействия, чем даже в кремнии (100). Кроме того циклотронная масса в кремнии (111) почти в 2 раза больше, чем в кремнии (100), что тоже увеличивает параметр r_s^* . Предыдущие измерения в кремнии (111) были выполнены в области относительно больших электронных концентраций, где эффекты взаимодействия не наблюдались.

Еще одна часть диссертации посвящена исследованию температурной зависимости сопротивления двумерной электронной системы в МОП-транзисторе (100) в магнитном поле $B_{||}$, параллельном интерфейсу. Результаты позволяют оценить степень реалистичности моделей, предложенных в работах [9] и [10], которые одинаково хорошо объясняют экспериментально наблюдаемую в этой системе металлическую температурную зависимость сопротивления в $B = 0$.

Одна из частей посвящена также попыткам обнаружить Латтинжеровскую жидкость на краю двумерной электронной системы в гетероструктуре GaAs/AlGaAs в режиме дробного квантового эффекта Холла. Такие системы представляют интерес с фундаментальной точки зрения, поскольку Латтинжеровская жидкость является примером электронной жидкости, которая не описывается теорией ферми-жидкости Ландау даже при сколь угодно слабом взаимодействии [11].

Актуальность темы подтверждается как большим числом уже опубликованных работ, посвященных межэлектронному взаимодействию в двумерных электронных системах, так и тем, что до сих пор не создано теории, описывающей двумерные электронные системы в промежуточном случае между очень сильным (вигнеровский кристалл) и слабым взаимодействием (парамагнитная ферми-жидкость), в то время как эксперимент является

относительно доступным способом их изучения, помогающим обнаружить многие новые свойства, не предсказанные теоретически.

Целью данной диссертации было обнаружение эффектов межэлектронного взаимодействия в двумерных электронных системах кремниевых МОП-транзисторов с ориентацией поверхности (111), исследование температурной зависимости сопротивления двумерной системы электронов в кремнии (100) в широком интервале магнитных полей $B_{||}$, а также обнаружение Латтинжеровской жидкости на плавном краю двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла в гетероструктуре GaAs/AlGaAs.

Для реализации поставленных целей были решены следующие **задачи**:

(1) Измерена температурная зависимость затухания амплитуды Шубниковских осцилляций в слабых магнитных полях B_{\perp} , перпендикулярных интерфейсу двумерной электронной системы кремниевого МОП-транзистора с ориентацией поверхности (111), и определена эффективная масса электронов.

(2) При разных температурах выполнены измерения сопротивления как функции магнитного поля $B_{||}$, параллельного интерфейсу двумерной электронной системы кремниевых МОП-транзисторов с ориентациями поверхностей (100) и (111), причем часть измерений в случае ориентации (111) проводилась в очень больших импульсных магнитных полях (до 48 Тесла).

(3) На образцах специальной геометрии с очень узкой щелью затвора $\simeq 0.5$ мкм измерены сильно нелинейные вольтамперные характеристики транспорта между соседними полосками сжимаемой электронной жидкости на одном и том же краю образца в режиме дробного квантового эффекта Холла.

Новизна полученных результатов состоит в следующем.

(1) Исследования в кремниевых МОП-транзисторах (111) проведены впервые в диапазоне малых электронных концентраций $n_s < 10^{12}$ см⁻², что позволило достичь режима, где эффекты электрон-электронного взаимодействия проявляются сильно.

(2) Температурная зависимость сопротивления двумерной электронной

системы в кремниевом МОП-транзисторе (100) впервые была изучена в широком диапазоне магнитных полей $B_{||}$ (от поля $B_{||} = 0$ до полей, больших поля B_{sat} , где происходит полная спиновая поляризация двумерной электронной системы).

(3) В транспорте между соседними полосками сжимаемой электронной жидкости, которые находятся на одном и том же краю двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла, обнаружена степенная зависимость туннельной плотности состояний от исходной разности потенциалов, приложенной между полосками, и от температуры.

Практическая ценность работы заключается в обнаружении новых эффектов, обусловленных межэлектронным взаимодействием, важных для развития фундаментальных исследований по физике.

Положения, выносимые на защиту:

(1) Температурная зависимость магнетосопротивления двумерной электронной системы кремниевго МОП-транзистора (100) с ростом поля $B_{||}$, параллельного интерфейсу, меняется немонотонно. Она почти исчезает около поля B_{sat} , где происходит полная поляризация двумерной электронной системы по спину, но в еще больших полях появляется вновь, оставаясь того же знака ($d\rho/dT > 0$). Теория зависящего от температуры экранирования потенциала заряженных примесей [9] дает простое объяснение такого поведения температурной зависимости.

(2) Нормированная масса m/m_b в двумерной электронной системе кремниевго МОП-транзистора (111) с увеличением параметра r_s , характеризующего величину межэлектронного взаимодействия, растет так же, как в кремниевом МОП-транзисторе (100), то есть рост массы происходит за счет взаимодействия электронов, и не зависит от степени беспорядка или ориентации поверхности.

(3) Спиновая восприимчивость Паули двумерной электронной системы

кремниевого МОП-транзистора (111) довольно резко возрастает при понижении электронной концентрации, что подтверждает найденный в этой же системе рост эффективной массы электронов.

(4) Степенная зависимость туннельной плотности состояний от температуры и напряжения, приложенного между полосками сжимаемой электронной жидкости на плавном краю двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла, означает, что поведение электронной системы на таком плавном краю может быть описано в рамках теории Латтинжеровской жидкости.

Личный вклад соискателя в диссертационную работу состоял в проведении измерений при сверхнизких температурах и в больших магнитных полях, в том числе импульсных, а также в обработке экспериментальных данных, их интерпретации и подготовке к публикации.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на семинаре "Физика Низких Температур" и на ученом совете в Институте Физики Твердого Тела РАН, а также на конференциях Cryoconference2010 (Series of Conferences and Training Courses Marie Curie Advanced Cryogenics Course, Кошице, Словакия), EP2DS-2007 (Electronic properties of two-dimensional systems, Генуя, Италия).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 6 работ в реферируемых журналах: Phys.Rev.**B**, **EPL** (A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics) и Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical. Они перечислены в отдельном разделе [A1-A6] в конце автореферата перед списком литературы.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения и обзора литературы, пяти глав, в которых описываются проведенные эксперименты и результаты, а также заключения, списка цитируемой литературы и одного приложения. Объем диссертации составляет _____ страницы, включает _____ рисунков, _____ таблицу и

Краткое содержание работы

Во введении в основном обсуждается история исследования межэлектронного взаимодействия в разных двумерных электронных системах. Приводится обзор предыдущих экспериментальных результатов, а также рассказывается о некоторых связанных с ними теоретических работах. Часть введения посвящена рассказу о структурах, на основе которых создаются двумерные электронные системы, изучаемые в этой диссертации (кремниевые МОП-транзисторы и гетероструктуры GaAs/AlGaAs).

В главе 2 описываются использовавшиеся для измерений образцы на основе МОП-транзисторов кремния (100) и (111), а также на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs. Также рассказано об экспериментальных методиках.

В главе 3 описаны результаты экспериментального изучения двумерной спин-поляризованной системы кремниевого МОП-транзистора (100). Спиновая поляризация достигалась помещением двумерной электронной системы в магнитное поле $B_{||}$, параллельное интерфейсу. При каждой электронной концентрации для разных фиксированных значений температур магнетосопротивление измерялось в широком диапазоне магнитных полей от $B_{||} = 0$ до значений, превышающих поле B_{sat} ,

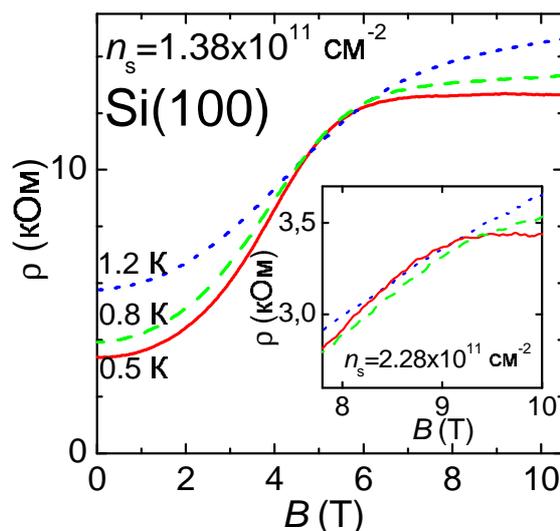


Рис. 1: Немонотонное изменение температурной зависимости магнетосопротивления в кремниевом МОП-транзисторе (100) с ростом поля $B_{||}$. Температуры для трех экспериментальных кривых сверху вниз $T = 1.2K, 0.8K, 0.5K$. На вставке показана область вблизи поля полной спиновой поляризации для другой концентрации электронов при тех же температурах.

в котором магнетосопротивление насыщается и достигается полная спиновая поляризация. Таким образом, можно было проверить, что даже при самых больших температурах, использовавшихся в эксперименте $T \approx 1.2K$, достигалась полная спиновая поляризация, а также изучить, как меняется температурная зависимость сопротивления $\rho(T)$ с ростом степени спиновой поляризации. Основным результатом этих измерений изображен на рисунке 1.

На этом рисунке видно, что температурная зависимость магнетосопротивления почти полностью подавляется в магнитном поле, близком к полю насыщения магнетосопротивления B_{sat} , в котором достигается полная спиновая поляризация двумерной электронной системы, однако эта зависимость вновь появляется в полях $B \gtrsim B_{sat}$. Такое немонотонное поведение температурной зависимости сопротивления с ростом поля $B_{||}$ может быть объяснено наличием в случае $B_{||} \neq 0$ двух вкладов в температурную зависимость $\rho(T)$:

(1) Линейный по температуре "металлический" вклад $\delta\rho^{(1)}/\delta T > 0$ в температурную зависимость $\rho(T)$, связанный с особенностью в экранировании при $q = 2k_F$, где q - волновой вектор рассеяния электрона. Этот вклад есть и в нулевом магнитном поле. В нулевом магнитном поле есть только этот вклад. Линейная температурная зависимость $\rho(T)$ в $B_{||} = 0$ в баллистическом режиме ($T\tau_{tr} \gtrsim 1$) объясняется одинаково хорошо как теорией зависящего от температуры экранирования примесного потенциала [9], так и теорией, учитывающей когерентное рассеяние электронов на Фриделевских осцилляциях [10].

(2) В $B_{||} \neq 0$ есть еще вклад, связанный с зависимостью степени спиновой поляризации ξ от температуры. Вблизи поля полной спиновой поляризации B_{sat} (в котором магнетосопротивление перестает меняться) $\xi = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})/n_s \simeq 1 - \gamma k_B T / \epsilon_F^0$, где коэффициент $\gamma \sim 1$, n_{\uparrow} и n_{\downarrow} - числа электронов в спиновых подзонах, $n_s = n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$ - полное число электронов в двумерном слое, ϵ_F^0 - фермиевская энергия в нулевом магнитном поле. Зависимость ξ от температуры появляется из-за теплового размытия верхних краев фермиевских распределений обеих спиновых подзон. С ростом температуры

ξ уменьшается. Это приводит к падению сопротивления, которое монотонно растет с ростом ξ . Появляется диэлектрический вклад в температурную зависимость сопротивления $\delta\rho^{(2)}/\delta T < 0$.

Оба вклада $\delta\rho^{(1)}(T)$ и $\delta\rho^{(2)}(T)$ имеют противоположные знаки, поэтому температурная зависимость $\rho(T)$ ослабляется при приближении к полю B_{sat} . При подходящих условиях она может и исчезнуть.

В полях $B_{\parallel} > B_{sat}$ конечная температура все меньше влияет на отклонение ξ от единицы, и "металлическая" зависимость $\rho(T)$ начинает преобладать. В больших полях ξ практически не зависит от температуры. Остается только металлический вклад $\delta\rho^{(1)}(T)$.

Предложенное качественное объяснение согласуется с наблюдаемым в эксперименте в кремниевом МОП-транзисторе (100) уменьшением металлической температурной зависимости $\rho(T)$ почти до нуля в области, где двумерная электронная система близка к состоянию полной поляризации по спину, и повторным появлением металлической зависимости $\rho(T)$ с дальнейшим увеличением магнитного поля B_{\parallel} .

В главе 4 Исследуется двумерная электронная система кремниевого МОП-транзистора (111), помещенная в магнитное поле B_{\perp} , перпендикулярное интерфейсу. Приведены результаты измерения эффективной массы электронов по затуханию амплитуды Шубниковских осцилляций с ростом температуры [12].

Предшествовавшие исследования [6], выполненные на двумерной электронной системе в МОП-транзисторах (100) показали, что

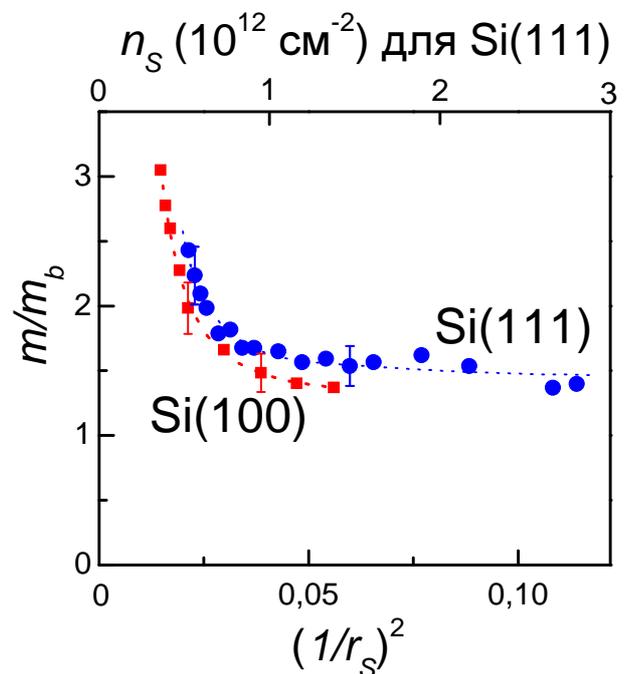


Рис. 2: Рост эффективной массы электронов в двумерной электронной системе кремниевого МОП-транзистора (111)(круги) в сравнении с аналогичным ростом в кремнии(100) (квадраты).

эффективная масса электронов довольно резко возрастает при понижении электронной концентрации. Этот рост массы вызывает сильную металлическую температурную зависимость сопротивления двумерной электронной системы МОП-транзисторов (100), которая свидетельствует [5] о наличии в этой двумерной системе перехода металл-изолятор. Основной задачей измерений этой главы было обнаружение роста эффективной массы электронов из-за межэлектронного взаимодействия в МОП-транзисторах кремния (111). В принципе, первые исследования МОП-транзисторов кремния (111) были проведены достаточно давно [13, 14, 15, 16]. Но до сих пор не было сделано измерений при относительно малых электронных концентрациях, где можно ожидать сильных проявлений эффектов электрон-электронного взаимодействия. Например, в [14] минимальная концентрация, которая достигалась, была $\simeq 1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Измерения этой диссертации выполнены при более низких электронных концентрациях вплоть до $\simeq 3.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Благодаря этому достигнута область, где эффекты электрон-электронного взаимодействия проявляются сильно.

Основной результат изображен на рисунке 2. На нем как функция $1/r_s^2 \propto n_s$ построена зависимость измеренной в кремниевом МОП-транзисторе (111) массы, нормированной на значение $m_b = 0.358m_e$, которое равно массе плотности состояний, не перенормированной межэлектронным взаимодействием, для двумерного случая, соответствующего ориентации поверхности кремния (111).

На этом же рисунке 2 для сравнения квадратами изображена аналогичная зависимость от $1/r_s^2$ эффективной массы, нормированной на значение $m_b = 0.19m_e$, измеренной на МОП-транзисторе (100) другими авторами ранее в [6]. В пределах экспериментальной точности нормированная масса как функция параметра r_s в кремнии (111) и в кремнии (100) растет одинаково. Нужно отметить, что двумерные электронные системы в кремниевых МОП-транзисторах с ориентацией поверхности (100) и (111) характеризуются разными циклотронными массами в двумерной плоскости, и подвижность в наших образцах кремния (111) почти в 10 раз ниже, чем в кремнии (100).

Из рисунка 2 следует, что рост массы определяется значением параметра r_s , характеризующего межэлектронное взаимодействие, и не зависит от степени беспорядка или ориентации поверхности кремния. Это дает возможность сделать утверждение, что в обеих исследованных электронных системах кремниевых МОП-транзисторов (100) и (111) обнаруженный рост массы происходит именно за счет электрон-электронного взаимодействия, а не за счет беспорядка.

В главе 5 исследуется та же двумерная электронная система кремниевого МОП-транзистора (111), но в магнитном поле $B_{||}$, параллельном интерфейсу. Как и в главе 3 $B_{||}$ поляризует двумерную электронную систему по спину.

Спиновая поляризация приводит к появлению магнетосопротивления, которое является функцией степени спиновой поляризации ξ . Измеряя это магнетосопротивление можно найти спиновую восприимчивость Паули χ .

Спиновая восприимчивость определяется, как коэффициент пропорциональности между магнитным моментом M и магнитным полем B , в случае, когда магнитное поле B слабое и зависимость $M(B)$ линейная: $M = \chi B$. В этом случае степень спиновой поляризации $\xi = \chi B / \mu_B n_s = g \mu_B B / 2 \epsilon_F(B = 0)$, откуда следует, что $\chi \propto g m$, где m - эффективная масса электрона, а g -фактор Ланде. Благодаря зависимости от массы и g -фактора в спиновой восприимчивости χ должны проявляться эффекты межэлектронного взаимодействия.

В области слабых полей степень спиновой поляризации можно записать

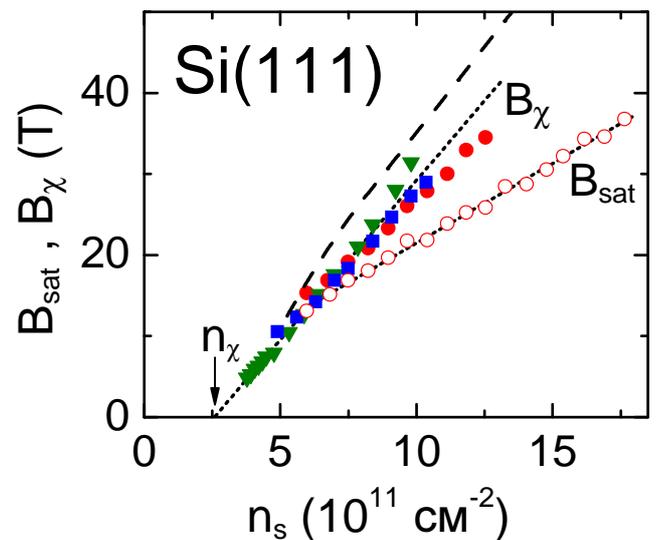


Рис. 3: Зависимости $B_{sat}(n_s)$ (насыщение магнетосопротивления) и $B_{\chi}(n_s)$ (наложение начальных участков кривых магнетосопротивления в слабых магнитных полях $B_{||}$) в двумерной электронной системе кремниевого МОП-транзистора (111).

по-другому как

$$\xi = B/B_\chi \quad (1)$$

Смысл коэффициента B_χ заключается в том, что если зависимость $\xi(B)$ остается линейной вплоть до поля полной спиновой поляризации, то $B_\chi = B_{sat}$, где B_{sat} - поле в котором магнетосопротивление насыщается и степень спиновой поляризации достигает значения $\xi = 1$. Действительно, если выполняется соотношение (1), то при $\xi = 1$ имеем $B = B_\chi$.

Поле B_χ можно определить, воспользовавшись тем, что магнетосопротивление в поле $B_{||}$, нормированное на значение $\rho(0)$ в нулевом магнитном поле, зависит только от степени спиновой поляризации ξ . Зависимости $\rho(B)/\rho(0)$ при разных электронных концентрациях, построенные как функции степени спиновой поляризации ξ , накладываются на одну универсальную кривую. Пользуясь начальными участками зависимостей $\rho(B)/\rho(0)$, их можно наложить на одну универсальную кривую, сжимая ось B с некоторым коэффициентом, зависящим от концентрации электронов. С точностью до постоянного множителя найденный таким образом коэффициент есть поле B_χ . Абсолютное значение B_χ можно получить, нормируя коэффициент наложения на значение B_{sat} для какой-нибудь достаточно маленькой электронной концентрации, где насыщение магнетосопротивления происходит в слабом магнитном поле, и зависимость $\xi(B)$ линейна вплоть до поля B_{sat} .

Для сравнения полей B_{sat} и B_χ в изучаемой двумерной электронной системе кремния (111) они построены на рис. 3 в зависимости от концентрации. Зависимость $B_{sat}(n_s)$ изображена пустыми кругами, зависимость $B_\chi(n_s)$ изображена закрашенными символами.

На рисунке 3 видно два основных результата этих измерений:

(1) Зависимость поля полной спиновой поляризации $B_\chi(n_s)$ линейна, и ее линейная экстраполяция к $B_\chi = 0$ идет в конечную электронную концентрацию n_χ (на рисунке отмечена стрелкой). Значит, при приближении к конечной концентрации n_χ полная спиновая поляризация двумерной электронной

системы наступает в очень маленьких магнитных полях, и это говорит о том, что спиновая восприимчивость $\chi \propto gm$ растет. Рост спиновой восприимчивости χ согласуется с ростом эффективной массы электронов, измеренным в этой же системе по зависимости затухания амплитуды Шубниковских осцилляций с температурой.

(2) Зависимость $B_{sat}(n_s)$ тоже линейна и в малых электронных концентрациях совпадает с зависимостью $B_\chi(n_s)$. Однако начиная с некоторой концентрации $n_s \approx 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ линейная зависимость $B_{sat}(n_s)$ изламывается (отклоняется от зависимости $B_\chi(n_s)$, оставаясь линейной), причем ее наклон становится в ≈ 2 раза меньше. Это означает, что при $n_s \gtrsim 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ полная спиновая поляризация достигается раньше, чем ожидается по спиновой восприимчивости в слабом магнитном поле. Отклонение зависимости $B_{sat}(n_s)$ от зависимости $B_\chi(n_s)$, изображенное на рисунке 3, означает, что при $n_s \gtrsim 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ линейная зависимость степени спиновой поляризации $\xi(B)$ в некотором магнитном поле $B < B_{sat}$ имеет излом. Соответствующая схематическая линейная зависимость $\xi(B)$ с изломом, дающая $B_{sat} < B_\chi$, изображена на рисунке 4. Вероятное объяснение излома зависимости $\xi(B)$, приведенное в тексте диссертации, заключается в том, что в большом магнитном поле из-за того, что электроны с соответствующим направлением спина с ростом магнитного поля опускаются по энергии вниз, может начаться заполнение верхних подзон, которые в $B = 0$ не заполнены.

В главе 6 Изучаются неравновесные вольтамперные характеристики туннелирования между полосками сжимаемой электронной жидкости через полосу несжимаемой электронной жидкости на плавном краю

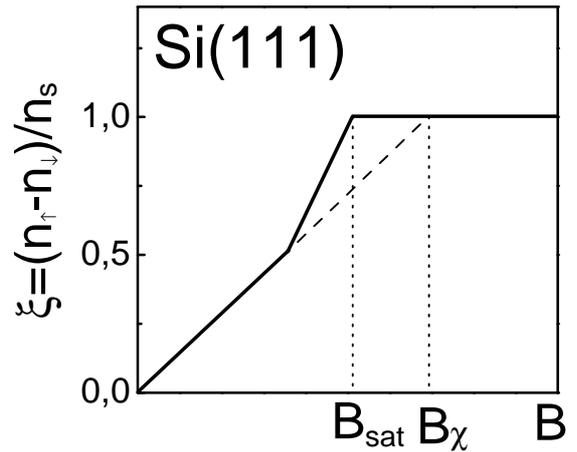


Рис. 4: Степень спиновой поляризации как функция магнитного поля $B_{||}$ в кремниевом МОП-транзисторе (111) - схематический рисунок. Штриховая линия является продолжением линейной зависимости $\xi(B)$ в слабом магнитном поле и проведена для определения поля B_χ

двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла. Для этого использовались образцы на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs геометрии квазикорбино, имеющие два несвязанных друг с другом края, и покрытые затвором, имеющим щель, что позволяло обеднять двумерный электронный газ под затвором и перенаправлять часть полосок сжимаемой электронной жидкости с внутреннего края образца на внешний.

Схематическое изображение образца в виде прямоугольника с вытравленным в центре окошком (это создает два края мезы) приведено на рисунке 5, затвор заштрихован. Щель затвора более подробно изображена в нижней части рисунка, внутри нее серым цветом показаны две полоски сжимаемой электронной жидкости, между которыми изучалось туннелирование на длине щели затвора. Одна из этих полосок была перенаправлена с помощью затвора с внутреннего края образца на внешний, вторая изначально идет вдоль внешнего края. Образец имеет два контакта на внутреннем краю (номера 1 и 2) и два контакта на внешнем краю (номера 3 и 4). Объем образца находится в режиме дробного

квантового эффекта Холла. На рисунке 5 изображена ситуация, когда под затвором фактор заполнения $g = 1/3$. Полоска несжимаемой электронной жидкости, разделяющая две полоски сжимаемой электронной жидкости, имеет тот же фактор заполнения $\nu_c = g = 1/3$. С помощью двух контактов, один

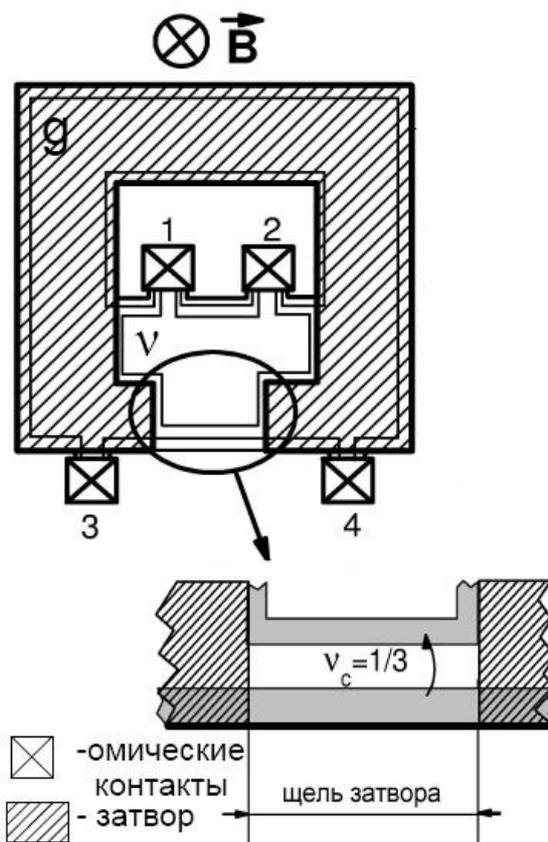


Рис. 5: Схематическое изображение образца GaAs/AlGaAs геометрии квазикорбино. В нижней части рисунка серым цветом показаны полоски сжимаемой электронной жидкости, между которыми изучается туннелирование.

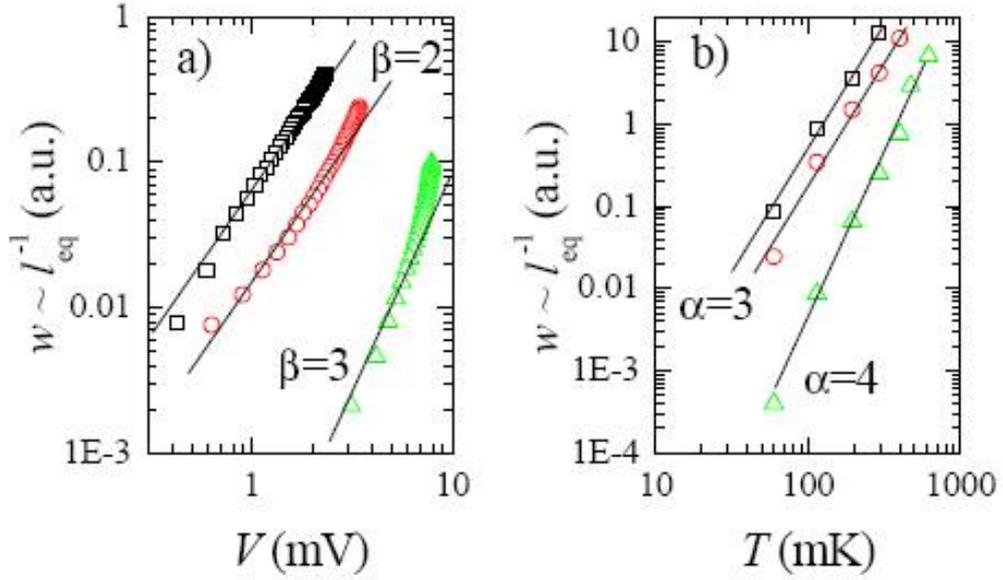


Рис. 6: Степенная зависимость $1/l_{eq} \sim D(V, T)$ от V и T . Круги: факторы заполнения $\nu = 2/3$, $g = 1/3$ (спин-поляризованное состояние); квадраты: $\nu = 2/3$, $g = 1/3$ (спин-неполяризованное состояние); треугольники: $\nu = 2/5$, $g = 1/3$.

из которых расположен на внутреннем краю образца, а второй на внешнем, можно прикладывать напряжение между полосками сжимаемой электронной жидкости и изучать туннелирование между ними на длине щели затвора.

Щель затвора была сделана очень узкой (≈ 0.5 мкм), поэтому вольтамперные характеристики были сильно неравновесными. Зная отклонение вольтамперных характеристик от равновесных линейных наклонов, была определена длина установления равновесия l_{eq} . Физический смысл l_{eq} состоит в том, что если длина щели затвора $w \geq l_{eq}$, то вольтамперные характеристики туннелирования имеют равновесные наклоны. Длина установления равновесия l_{eq} определяется туннельной плотностью состояний $D(V, T)$: $l_{eq}^{-1} \sim D(V, T)$, где V - напряжение, приложенное между полосками сжимаемой электронной жидкости, а T - температура. Зная форму неравновесных вольтамперных характеристик туннелирования были экспериментально определены зависимости туннельной плотности состояний $D(V, T)$ от напряжения V и температуры T .

Результат изображен на рисунке 6.

Степенная зависимость туннельной плотности состояний D от напряжения V совпадает с теоретическим предсказанием Вена для зависимости туннельной

плотности состояний электронов в хиральной Латтинжеровской жидкости на краю образца в режиме дробного квантового эффекта Холла от энергии [17] $D(E) \sim E^{1/g-1}$. В случае факторов заполнения $g = 1/3$ под затвором и $\nu = 2/3$ в части образца, не покрытой затвором, туннелирование происходит через полосу несжимаемой электронной жидкости с фактором заполнения $\nu_c = g = 1/3$ (как изображено в нижней части рисунка 5). Значит, показатель степенной зависимости туннельной плотности состояний $D(V)$ от напряжения, предсказанный Веном, $\beta = 2$, что и было найдено экспериментально. Этот экспериментальный результат свидетельствует о том, что электронная система на плавном краю двумерной электронной жидкости в режиме дробного квантового эффекта Холла, может быть описана в рамках теории Латтинжеровской жидкости.

Для факторов заполнения $\nu = 2/5, g = 1/3$ ситуация сложнее. В этом случае туннелирование происходит через полосу несжимаемой электронной жидкости с тем же самым фактором заполнения $\nu_c = g = 1/3$. Но экспериментально полученный показатель степени зависимости туннельной плотности состояний $D(V)$ от напряжения на единицу больше: $\beta = 3$. Отклонение от предсказанного Веном показателя степени может быть вызвано влиянием возбуждений электронной жидкости в объеме образца, который находится в режиме дробного квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 2/5$. Действительно, поскольку разность факторов заполнения $(\nu - g) = 2/5 - 1/3$ мала, можно ожидать, что объем образца с $\nu = 2/5$ находится близко к полоске несжимаемой электронной жидкости с $g = 1/3$, и при туннелировании возникают не только возбуждения на краях полоски $g = 1/3$, но и около края со стороны объема. Это может означать, что на плавном краю нашего образца возбуждаются нейтральные коллективные возбуждения, предсказанные Алейнером [18].

Для температурной зависимости туннельной плотности состояний теория Вена предсказывает показатели степени на единицу больше, чем для зависимости от энергии: $D \sim T^{1/g}$. Именно такая зависимость получились в нашем эксперименте для факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ (показатель степени $\alpha = 3$), а для факторов заполнения $\nu = 2/5, g = 1/3$ эксперимент дал

показатель степени $\alpha = 4$.

В Заключение приведены основные результаты работы:

(1) В Si(111) рост нормированной массы m/m_b при тех же значениях r_s , характеризующих силу межэлектронного взаимодействия, такой же, как в Si(100). Это подтверждает, что рост m/m_b не зависит от беспорядка, а происходит из-за межэлектронного взаимодействия.

(2) В Si(111) обнаружен рост спиновой восприимчивости Паули $\chi \propto gm$, который согласуется с ростом эффективной массы электронов m в этой системе.

(3) Металлическая температурная зависимость $\partial\rho(T)/\partial T > 0$ в Si(100) меняется с ростом степени спиновой поляризации немонотонно. Она почти полностью пропадает при $B \lesssim B_{sat}$, где B_{sat} - магнитное поле, в котором происходит полная спиновая поляризация двумерной электронной системы, а при $B > B_{sat}$ наклон $\partial\rho(T)/\partial T > 0$ снова увеличивается, хотя и остается меньшим, чем в $B=0$. Существует простое объяснение такого поведения в рамках теории рассеяния на экранированном Кулоновском потенциале [9], зависящего от температуры.

(4) Степенная зависимость туннельной плотности состояний $D(V, T)$ от температуры T и напряжения V между двумя полосками сжимаемой электронной жидкости на плавном краю двумерной электронной системы в режиме ДКЭХ свидетельствует, что электронная система на плавном краю двумерной электронной жидкости в режиме дробного квантового эффекта Холла может быть описана в рамках теории Латтинжеровской жидкости.

Материалы диссертации опубликованы в работах:

- [A1]. A.A.Kapustin, A.A.Shashkin, V.T.Dolgoplov, M.Goiran and H.Rakoto, Z.D.Kvon
Spin susceptibility and polarization field in a dilute two-dimensional electron system in (111) silicon, Phys.Rev.**B**, vol.**79**, 205314 (2009).
- [A2]. A.A.Shashkin, A.A.Kapustin, E.V.Deviatov, V.T.Dolgoplov, Z.D.Kvon and S.V.Kravchenko Effects of interactions in two dimensions, J.Phys.A: Math.Theor., vol.**42**, 214010 (2009);
- [A3]. A.A.Shashkin, A.A.Kapustin, E.V.Deviatov and V.T.Dolgoplov, Z.D.Kvon
Strongly enhanced effective mass in dilute two-dimensional electron systems: System-independent origin, Phys.Rev.**B**, vol. **76**, 241302(R) (2007);
- [A4]. E.V.Deviatov, A.A.Kapustin, V.T.Dolgoplov, A.Lorke, D.Reuter and A.D.Wieck
Evidence for the Luttinger liquid density of states in transport across the incompressible stripe at fractional filling factors, EPL (A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics), vol.**77**, 37002 (2007);
- [A5]. E.V.Deviatov, A.A.Kapustin, V.T.Dolgoplov, A.Lorke, D.Reuter and A.D.Wieck
Equilibration between edge states in the fractional quantum Hall effect regime at high imbalances, Phys.Rev.**B**, vol. **74**, 073303 (2006);
- [A6]. A.A.Shashkin, E.V.Deviatov, V.T.Dolgoplov and A.A.Kapustin, S.Anissimova, A.Venkatesan and S.V.Kravchenko, T.M.Klapwijk
Conductivity of a spin-polarized two-dimensional electron liquid in the ballistic regime, Phys.Rev.**B**, vol. **73**, 115420 (2006);

Список литературы

- [1] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern
Electronic Properties of two-dimensional systems,

Rev.Mod.Phys. vol.**54**, p.**437** (1982)

- [2] John H. Davies "The Physics of Low-Dimensional Semiconductors: an introduction"
Cambridge University Press 1998
- [3] М.Ю. Мельников Наноструктуры в двумерных электронных системах, диссертация на соискание степени к.ф.-м.н., Институт физики твердого тела РАН, Черногловка, 2009
- [4] А.А. Шашкин, Переходы металл-диэлектрик и эффекты электрон-электронного взаимодействия в двумерных электронных системах
Успехи Физических Наук, том 175 (2005)
- [5] S.V.Kravchenko et al. Possible metal-insulator transition at $B=0$ in two dimensions,
Phys.Rev.**B**, vol. **50**, 8039 (1994)
- [6] A.A. Shashkin et al. Sharp increase of the effective mass near the critical density in a metallic two-dimensional electron system, Phys.Rev.**B**, vol. **66**, 073303 (2002)
- [7] Л.Д. Ландау Теория ферми-жидкости, Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики, т.30, стр. 1058 (1956)
- [8] A.A.Shashkin et al. Indication of the Ferromagnetic Instability in a Dilute Two-Dimensional Electron System, Phys.Rev.Lett., vol. **87**, 086801 (2001)
- [9] A. Gold and V.T. Dolgoplov Temperature dependence of the conductivity for the two-dimensional electron gas: Analytical results for low temperatures,
Phys.Rev.**B**, vol.**33**, 1076, (1986)
- [10] G.Zala, B.N. Narozhny and I.L. Aleiner
Interaction correction at intermediate temperatures: Longitudinal conductivity and kinetic equation, Phys.Rev.**B**, vol.**64**, 214204 (2001)
- [11] J.M. Luttinger An Exactly Soluble Model of a Many-Fermion System,
Journal of Mathematical Physics, vol. **4**, 1154 (1963)

- [12] И.М. Лифшиц, А.М. Косевич
К теории магнитной восприимчивости металлов при низких температурах,
ЖЭТФ, **29**, 730 (1955)
- [13] D.C.Tsui and G.Kaminsky Valley Degeneracy of Electrons in Accumulation
and Inversion Layers on Si(111) Surface, Solid State Commun., vol.**20**, p.93
(1976)
- [14] T.Neugebauer, K.von Klitzing, G. Landwehr, G. Dorda
Surface quantum oscillations in (110) and (111) n-type silicon inversion layers,
Solid State Commun. vol.**17**, p.**295** (1975)
- [15] D.C.Tsui and G.Kaminsky Observation of Sixfold Valley Degeneracy in elec-
tron Inversion Layers on Si(111), Phys.Rev.Lett., vol.**42**, 595 (1979)
- [16] Th.Englert, D.C.Tsui, G.Landwehr
Observation of valley splitting in (111) n-type silicon inversion layers, Solid
State Commun., vol. **33**, 1167 (1980)
- [17] X.-G. Wen Edge transport properties of the fractional quantum Hall states
and weak-impurity scattering of a one-dimensional charge-density wave,
Phys.Rev.**B**, vol. **44**, 5708 (1991)
- [18] I.L.Aleiner and L.I. Glasman Novel Edge Excitations of Two-Dimensional
Electron Liquid in a Magnetic Field, Phys.Rev.Lett., vol.**72**, 2935 (1994)