

Учреждение Российской академии наук
Институт физики твердого тела РАН

На правах рукописи

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

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук.

научный руководитель:
доктор физико-математических наук
проф. Долгополов В.Т.

Черноголовка – 2010

Оглавление

Введение и обзор литературы.	3
Образцы и методика экспериментов.	40
Температурная зависимость сопротивления спин-поляризованной 2D электронной системы в кремнии (100).	57
Зависимость эффективной массы от электронной плотности двумерной электронной системы в кремнии (111).	71
Двумерная электронная система на основе кремния (111) в магнитном поле, параллельном интерфейсу.	84
Туннелирование между полосками сжимаемой электронной жидкости на краю двумерной электронной системы GaAs/AlGaAs в режиме ДКЭХ.	98
Заключение.	108
Приложение: вывод формулы для равновесного наклона вольтамперных характеристик для разных комбинаций контактов.	121

Введение и обзор литературы

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]. Двумерность означает, что движение электрона в направлении z , перпендикулярном интерфейсу, квантовано. Электроны занимают определенные энергетические подзоны, которые характеризуются набором энергий E_n , где n - номер подзоны ($n = 0, 1, \dots$). Если переходами между этими подзонами размерного квантования можно пренебречь, то под влиянием внешних полей меняться могут лишь компоненты квазиимпульса k_x и k_y в плоскости двумерной системы. Простейшим случаем (который почти всегда и реализуется на практике) является наличие под уровнем Ферми лишь одной подзоны размерного квантования с $E = E_0$. Тогда электронную жидкость можно считать двумерной при температурах, много меньших энергетической щели между верхним заполненным уровнем нижней подзоны размерного квантования и остальными, более высокими незаполненными подзонами.

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]. Можно менять параметры потенциальной ямы, ограничивающей движение электронов перпендикулярно интерфейсу, управляя параметрами роста во время молекулярно-лучевой эпитаксии, а также, с помощью комбинации переднего и заднего затворов. Используя молекулярно-лучевую эпитаксию, можно пространственно отделять слой примесей от двумерного слоя (см. например, известную работу [4]), управляя подвижностью носителей и меняя тип рассеяния (создавая рассеяние на удаленных примесях). Таким путем, например, в квантовых ямах GaAs/AlGaAs удалось добиться рекордных электронных подвижностей $\mu \simeq 30 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ [5], которые соответствуют макроскопическим длинам свободного пробега $l \simeq 0.25 \text{ мм}$.

Наконец, помещая двумерную систему в магнитное поле, можно получить полностью дискретный спектр энергии. Причем на одном квантовом уровне располагаются сразу много электронов (число электронов на единицу площади на одном квантовом уровне равно eB_{\perp}/h), поэтому появляется редкая возможность наблюдать квантовые явления в макроскопических образцах. Прямым проявлением дискретности электронного спектра является квантовый эффект Холла, открытый фон Клитцингом [6]. Он проявляется в возникновении плато в холловском сопротивлении ρ_{xy} , которые сопровождаются минимумами продольного сопротивления ρ_{xx} . Это происходит, когда под уровнем Ферми находится целое число уровней Ландау, т.е. фактор заполнения $\nu = n_s / (\frac{e}{h} B_{\perp})$ - целочисленный (n_s - концентрация двумерных электронов). При наличии межэлектронного взаимодействия полная энергия двумерной электронной системы может иметь минимумы при дробных факторах заполнения. Это приводит к открытию щели и появлению дробного квантового эффекта Холла, открытого Тсуи [7].

Разнообразие явлений, которые могут наблюдаться в двумерной электронной

жидкости, и которые зачастую невозможно предсказать теоретически, а также большое число вариантов изменения различных параметров, управляющих ее поведением, привело к бурному развитию исследований двумерных электронных систем с сильным взаимодействием. Взаимодействие характеризуется величиной безразмерного радиуса Вигнера-Зейтца $r_s = a_B^{-1} / \sqrt{\pi n_s}$, который равен среднему расстоянию 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 [8]. Последнее можно записать как $r_s^* = E_{ee}/E_f = (\frac{m^*}{m_b})g_v a_B^{-1} / \sqrt{\pi n_s}$, где m^* - эффективная масса электронов (с учетом взаимодействия), m_b - их зонная масса, а g_v - степень долинного вырождения. Оно 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, кроме собственно дробного квантового эффекта Холла, относится большое число разнообразных явлений. Среди них я выделю два, которые имеют непосредственное отношение к данной диссертации

(1) переход металл-диэлектрик, экспериментальные свидетельства в пользу существования которого были обнаружены в двумерных электронных системах кремниевых МОП-транзисторов в [9];

(2) хиральная Латтинжеровская жидкость, которую обнаруживают по степенной зависимости туннельной плотности состояний от энергии при изучении туннелирования электронов в край двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла [10].

Внимание к эффектам первой группы было привлечено благодаря появлению работы [9], которая стимулировала многочисленные экспериментальные исследования электрон-электронного взаимодействия в кремниевых МОП-транзисторах, и других системах [8]. Были обнаружены многие неожиданные явления, такие как резкий рост эффективной массы электронов при понижении концентрации [11], который нельзя

предвидеть в рамках теории ферми-жидкости Ландау [12], а также неустойчивость, связанная со спиновой поляризацией, которая, возможно, появляется при малых электронных концентрациях [13]. Эти явления 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. Кроме того циклотронная масса в кремнии (111) почти в 2 раза больше, чем в кремнии (100), что тоже увеличивает параметр r_s^* . 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 [14] и [15], объясняющими экспериментально наблюдаемую температурную зависимость сопротивления одинаково хорошо при $B = 0$. Одна из частей посвящена также исследованию Латтинжеровской жидкости 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 [16].

Целью данной диссертации было обнаружение эффектов межэлектронного взаимодействия в двумерных электронных системах кремниевых МОП-транзисторов с разной ориентацией поверхности, а также обнаружение Латтинжеровской жидкости на краю двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла в гетероструктуре GaAs/AlGaAs. Для достижения этой цели были решены следующие задачи:

- (1) При разных температурах выполнены измерения сопротивления в магнитном

поле B_{\parallel} , параллельном интерфейсу двумерной электронной системы кремниевых МОП-транзисторов с ориентацией поверхности (100) и (111), причем часть измерений в случае ориентации (111) проводилась в очень больших импульсных магнитных полях (до 48 Тесла).

(2) 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 проводимости.

(3) В специальной геометрии образцов 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 данной работы заключается в том, что

(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 (от поля $B_{\parallel} = 0$ до полей больше поля полной спиновой поляризации).

(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 разности потенциалов между полосками и от температуры.

Практическая значимость данной работы заключается в обнаружении новых эффектов, обусловленных межэлектронным взаимодействием, важных для развития фундаментальных исследований по физике. Практическая же значимость самой фундаментальной науки заключается в том, что она развивает наши представления о мире.

Диссертация устроена следующим образом.

(1) Ниже в первой главе приводятся результаты теоретических исследований, необходимые для понимания диссертации, а также кратко рассматриваются некоторые известные эксперименты в этой области. Этим темам касаются также обзоры УФН [8] и [17].

(2) Во второй главе описаны образцы (кремниевые полевые транзисторы с ориентациями поверхности (100) и (111), а также гетероструктуры GaAs/AlGaAs с геометрией квазикорбино и расщепленным затвором), и приводятся методики экспериментальных измерений.

(3) В третьей главе описаны экспериментальные результаты, касающиеся немонотонного изменения наклона металлической температурной зависимости сопротивления двумерной электронной системы в кремниевом МОП-транзисторе (100) с ростом магнитного поля $B_{||}$, параллельного интерфейсу. Показано, что экспериментальные данные имеют простое объяснение в рамках теории [14], учитывающей изменение экранирования потенциала заряженных примесей с температурой.

(4) В четвертой главе приводятся результаты, касающиеся роста массы электронов в двумерном слое кремниевого МОП-транзистора с ориентацией поверхности (111) при понижении концентрации. Показано, что этот рост определяется величиной параметра r_s , характеризующего силу взаимодействия, и масса растет одинаково как в двумерных системах на основе транзисторов (111), так и в системах на основе транзисторов (100). То есть рост массы определяется межэлектронным взаимодействием, и не зависит от степени беспорядка.

(5) В пятой главе исследуется та же двумерная электронная система в кремниевом МОП-транзисторе (111), но в магнитном поле $B_{||}$, параллельном поверхности. В этом случае с уменьшением электронной концентрации обнаружен рост спиновой восприимчивости Паули χ , который согласуется с ростом массы из-за электрон-электронного взаимодействия, измерения которой в этой двумерной системе описаны в четвертой главе. Также влиянием на транспорт более высоких подзон, отщепленных из-за долинного расщепления, объясняется возникновение излома зависимости степени спиновой поляризации от магнитного поля.

(6) В шестой главе проявления эффектов электрон-электронного взаимодействия исследуются на краю двумерной электронной системы в режиме дробного квантового

эффекта Холла. Конкретно, изучается туннелирование между полосками сжимаемой электронной жидкости на одном и том же краю образца. Обнаруженная туннельная плотность состояний зависит степенным образом от разности потенциалов между полосками сжимаемой электронной жидкости и от температуры, что свидетельствует о том, что такая электронная система может быть описана в рамках теории Латтинжеровской жидкости. Используемая методика впервые позволила изучать туннелирование между краевыми состояниями на одном и том же краю образца через полосу несжимаемой электронной жидкости.

(7) В конце диссертации представлено заключение, в котором еще раз перечислены основные экспериментальные результаты моей диссертации.

Результаты, выносимые на защиту (1) Магнетосопротивление двумерной электронной системы кремниевого МОП-транзистора (100) имеет немонотонную температурную зависимость, которая почти исчезает около поля полной поляризации по спине B_p , но в еще больших полях появляется вновь, оставаясь того же знака ($d\rho/dT > 0$), что и в нулевом магнитном поле. Теория зависящего от температуры экранирования потенциала заряженных примесей [14] дает простое объяснение такого поведения температурной зависимости.

(2) 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.

(3) Спиновая восприимчивость Паули двумерной электронной системы кремниевого МОП-транзистора (111) довольно резко растет при понижении электронной концентрации, этот рост подтверждает найденный в этой же системе рост эффективной массы электронов.

(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 краю двумерной электронной жидкости в режиме дробного квантового эффекта Холла может быть описана в рамках теории Латтинжеровской жидкости.

Мой вклад в эту работу заключался в проведении измерений при низких температурах в стационарных и больших импульсных магнитных полях, а также в обработке экспериментальных данных и их интерпретации.

Полученные результаты 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).

Результаты диссертации опубликованы в шести статьях: четыре в Phys.Rev.**B**, одна в EPL (A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics) и одна в Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical. Список публикаций приведен в заключительной части диссертации.

Перед тем, как перейти к обзору экспериментов и теорий, необходимых для понимания результатов этой диссертации, я опишу структуры, из которых были сделаны образцы для измерений.

Кремниевые МОП-структуры и гетероструктуры $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$. Рассмотрим вначале более подробно создание двумерной электронной системы на основе кремниевого МОП-транзистора. Для определенности будем рассматривать устройство так называемого инверсионного слоя, поскольку свойства именно таких слоев изучаются в диссертации.

Как правило инверсионный слой создается на границе между подложкой кремния p-типа (в которой основными носителями заряда являются положительно заряженные дырки) и оксидом кремния SiO_2 , который образуется сверху в результате окисления кремниевой подложки в атмосфере кислорода. Для управления концентрацией носителей заряда в двумерном слое на слой SiO_2 напыляют металлический затвор, к которому прикладывают положительное напряжение $V_g > 0$ относительно кремниевой подложки, притягивающее электроны к границе $Si - SiO_2$. В образцах, используемых в транспортных измерениях, электроны приходят в инверсионный слой из контактов, которые являются сильно легированными областями n-типа. Затвор служит одной

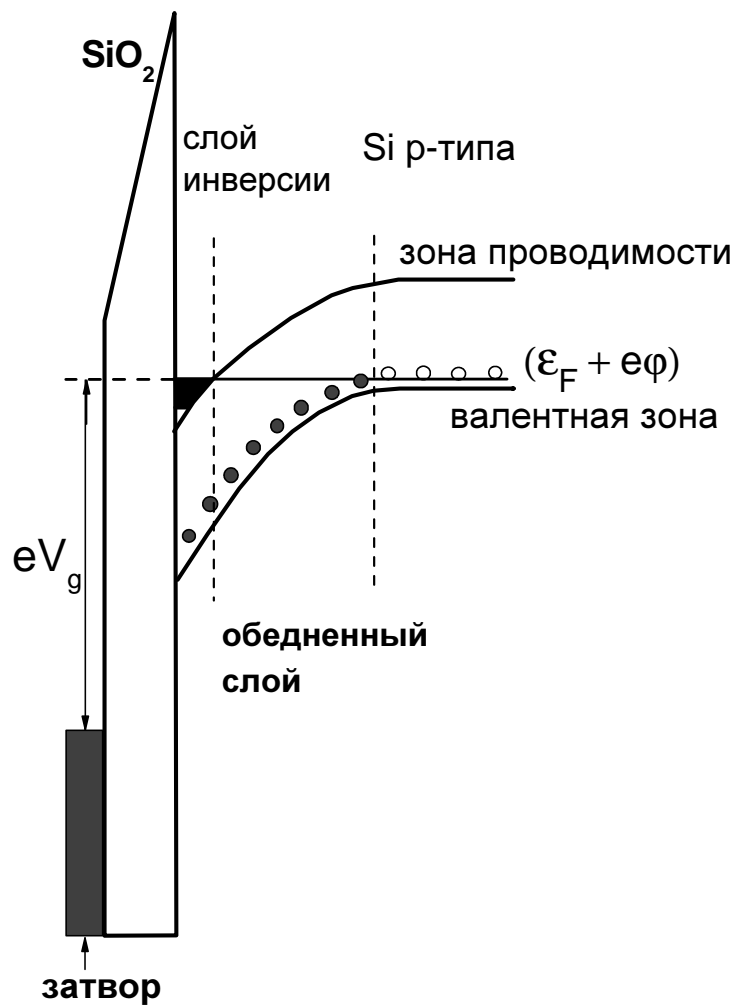


Рис. 1: Зонная диаграмма кремниевого МОП-транзистора с инверсионным слоем электронов, созданным приложением положительного напряжения на металлический затвор относительно истока.

обкладкой конденсатора, а второй обкладкой является инверсионный слой электронов, экранирующий электрическое поле затвора. С одной стороны инверсионный слой ограничен довольно высоким потенциальным барьером (~ 3 эВ), образованным запрещенной зоной SiO_2 . С другой стороны происходит загиб дна зоны проводимости в кремниевой подложке под действием электрического поля затвора.

Зонная картина у границы $Si - SiO_2$ схематически изображена на рисунке 1. Кругами показаны положения уровней акцепторных примесей. Закрашенные круги соответствуют примесям, заряженным отрицательно.

У интерфейса образуется слой обеднения, в пределах которого при $T=0$ все

примеси заряжены отрицательно. Слой обеднения отделяет инверсионный слой от основной части подложки. При конечной температуре число свободных носителей в слое обеднения экспоненциально мало по сравнению с числом свободных носителей в основной части подложки, что объясняет его название. В гелиевом диапазоне температур ($\lesssim 4.2$), свободные носители заряда в подложке вымерзают, и она становится изолятором.

Инверсионный слой образуется при условии, что зона проводимости загнется ниже уровня электрохимического потенциала в подложке кремния, когда напряжение на затворе превысит некоторое пороговое значение $V_g > V_{th}$. Такой электронный слой называется инверсионным, поскольку знак носителей заряда в слое (электроны) противоположен знаку носителей заряда в объеме подложки кремния (дырки).

В отличие от МОП-транзисторов в гетероструктурах $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ диэлектриком является не оксид, а слой $Al_xGa_{1-x}As$, и двумерный электронный слой образуется на границе между $GaAs$ и $Al_xGa_{1-x}As$ (гетеропереходе). В общем случае гетеропереходом называют границу между двумя полупроводниками, имеющими разные ширины запрещенных зон, но близкие постоянные решетки и, по-возможности, коэффициенты теплового расширения. Положения зон в гетероструктуре (дна зоны проводимости и потолка валентной зоны) изображено схематически на рисунке 2.

GaAs имеет ширину запрещенной зоны 1.42 эВ. Нижний слой GaAs, прилегающий к подложке, слабо легирован акцепторными примесями. Часть из них, которые расположены ближе к гетеропереходу, лежит ниже уровня электрохимического потенциала $\epsilon_F + e\phi$, и на рисунке 2 такие примесные уровни изображены кружками со знаком "минус", поскольку эти примеси заряжены отрицательно.

Слой $Al_xGa_{1-x}As$ имеет более широкую запрещенную зону, чем слой GaAs. Ширина запрещенной зоны $Al_xGa_{1-x}As$ меняется плавно в зависимости от параметра x . Если $x < 0.45$, что справедливо для образцов, используемых в этой диссертации, то ширина запрещенной зоны зависит от x линейно по закону $E_g = 1.42 + 1.25x$ эВ [18].

На гетеропереходе $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ дно зоны проводимости и потолок валентной зоны имеют скачки по энергии, что видно на рисунке 2.

С помощью молекулярно-лучевой эпитаксии слой $Al_xGa_{1-x}As$ выращивают так, чтобы он имел нелегированный участок, непосредственно прилегающий к

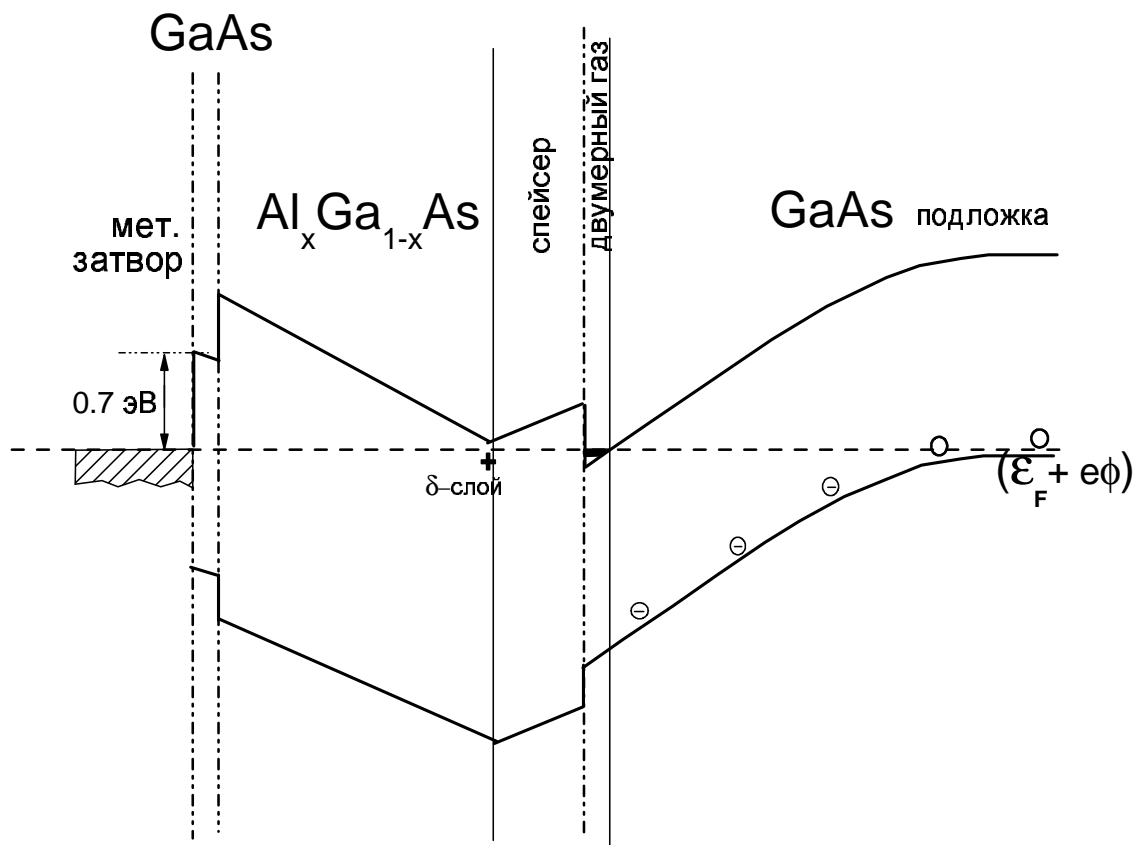


Рис. 2: Зонная диаграмма гетероперехода GaAs/AlGaAs с δ -слоем донорных примесей, созданным модулированным легированием при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии. На структуру напылен металлический затвор, что приводит к образованию барьера Шоттки 0.7 эВ

гетеропереходу, который называется спейсером и служит для повышения подвижности электронов в двумерном слое. За спейсером располагается очень узкий слой $Al_xGa_{1-x}As$ (так называемый δ -слой), легированный донорными примесями. На рисунке 2 он обозначены знаком "плюс", поскольку часть донорных примесей из этого слоя заряжены положительно.

Около поверхности гетероструктуры над слоем $Al_xGa_{1-x}As$ располагается слой нелегированного GaAs, который защищает гетеропереход от окисления.

Если затвор отсутствует, то на границе структуры положение уровня электрохимического потенциала относительно дна зоны проводимости определяется зоной поверхностных состояний, лежащей примерно в середине запрещенной зоны

GaAs примерно на 0.7 эВ ниже дна зоны проводимости [2]. Если на поверхность гетероструктуры напылен металлический затвор, то на границе с затвором происходит небольшой загиб зон ~ 0.1 эВ, который лишь слабо изменяет загиб зон из-за поверхностных состояний. Поэтому загиб дна валентной зоны и потолка зоны проводимости у поверхности гетероструктуры по-прежнему определяется в основном положением зоны поверхностных состояний [2]. На рисунке 2 изображен случай, когда напряжение на затворе $V_g = 0$. Уровни электрохимического потенциала затвора и в подложке GaAs совпадают. Прикладывая напряжение на затвор, можно управлять загибом зон и менять концентрацию электронов в двумерном слое.

Двумерный электронный слой образуется вблизи гетероперехода, поскольку в $Al_xGa_{1-x}As$ электронное сродство, то есть расстояние от дна зоны проводимости до уровня вакуума, меньше, чем в GaAs. Поэтому дно зоны проводимости в GaAs располагается ниже дна зоны проводимости в $Al_xGa_{1-x}As$. На гетеропереходе дно зоны проводимости испытывает скачок ΔE_c . В слой GaAs, прилегающий к подложке, электроны попадают из слоя $Al_xGa_{1-x}As$. Эти электроны локализованы у границы гетероперехода в потенциальной яме, образованной скачком дна зоны проводимости по энергии на границе с $Al_xGa_{1-x}As$ с одной стороны, и загибающимся вниз при приближении к границе гетероперехода дном зоны проводимости с другой стороны. В области $Al_xGa_{1-x}As$ после ухода электронов остаются положительно заряженные донорные примеси. Таким образом, вблизи гетероперехода положительные и отрицательные заряды пространственно разделены, и появляется электрическое поле, загибающее зоны.

В AlGaAs меньшая часть донорных примесей из δ -слоя участвует в создании двумерного слоя, а большая часть создает электрическое поле, загибающее зоны вверх по мере приближения к поверхности, чтобы на границе с затвором уровень электрохимического потенциала находился по энергии в зоне поверхностных состояний, на 0.7 эВ ниже дна зоны проводимости.

Основным отличием гетероструктур от кремниевых МОП-транзисторов является значительно более высокие подвижности электронов, которые достигаются, главным образом, благодаря наличию спейсера [4].

Первый эксперимент, свидетельствующий о возможном переходе металл-изолятор в двумерной электронной системе кремниевого МОП-транзистора.

Температурная зависимость проводимости. Фазовый переход металл-изолятор является особым видом фазового перехода, поскольку состояние, в котором находится образец (металл или изолятор), характеризуется кондактансом, который является кинетической, а не термодинамической величиной. Для того, чтобы измерить кондактанс, систему нужно вывести из состояния термодинамического равновесия.

Строго говоря, установить, в каком состоянии находится система, металлическом или в состоянии изолятора, можно только при $T=0$ ¹. При любой сколь угодно малой конечной температуре проводимость даже в состоянии изолятора будет оставаться конечной за счет термической активации носителей заряда. Принято считать, что исследуемая система находится в состоянии изолятора, если ее проводимость σ очень мала ($\ll e^2/h$, где e^2/h - квант проводимости), и в состоянии металла - в противоположном случае ($\sigma \gtrsim e^2/h$). Такой критерий удобен тем, что он никак не связан с температурой. Если температурная зависимость сопротивления изучаемой системы очень сильная, то об основном состоянии образца судят на основании экстраполяции температурной зависимости проводимости к $T=0$. Чтобы экстраполяция была оправданна, температуру понижают до достижимого предела.

В образце конечных размеров при $T=0$ волновая функция локализованного состояния не обязана обращаться в нуль на границах образца, т.е. его кондактанс при $T=0$ в состоянии изолятора может оказаться конечным. Чтобы выяснить изолятором или металлом является исследуемый образец, нужно было бы при $T=0$ изучать образец бесконечного размера. Это соображение привело к созданию скейлинговой гипотезы [19], которая является теоретической попыткой предсказать основное состояние системы.

Согласно скейлинговой гипотезе (в русской литературе ее также называют гипотезой подобия) кондактанс образца изменяется при увеличении его размеров по универсальному закону, который зависит от величины исходного кондактанса, и размерности электронной системы. Основной величиной в этой теории является

¹В металлическом состоянии на уровне Ферми при $T=0$ есть делокализованные состояния, т.е. проводимость $\sigma(T=0)$ имеет ненулевое значение. В состоянии изолятора при нулевой температуре проводимость должна быть равна нулю.

функция Гелл-Манна-Лоу $\beta = \partial \ln(g) / \partial \ln(L)$, где g - безразмерный кондактанс, а L - характерный линейный размер образца. β зависит только от единственной переменной g . Образец находится в состоянии изолятора при $\beta < 0$, и в металлическом состоянии при $\beta > 0$. Скейлинговая гипотеза делает предсказание, что бесконечно большая двумерная система в отсутствие межэлектронного взаимодействия и спин-орбитального взаимодействия при сколь угодно слабом хаотическом потенциале и в нулевом магнитном поле в основном состоянии является изолятором.

Экспериментально в двумерной электронной системе кремниевых МОП-транзисторов при концентрации $n_s > n_c$, где n_c -некоторая критическая концентрация, была обнаружена металлическая температурная зависимость сопротивления $\partial \rho / \partial T > 0$. Примеры сильновыраженных зависимостей такого типа приводятся в работе Кравченко [9]. По мере понижения электронной плотности "металлическая" температурная зависимость сменяется падением сопротивления при увеличении температуры, типичным для изолятора. Другими словами, в кремниевых МОП-транзисторах в отсутствие спин-орбитального взаимодействия был обнаружен переход металл-изолятор. Точка перехода по электронной концентрации n_c лежит в области, где электроны должны рассматриваться как сильно взаимодействующие. Сильная металлическая температурная зависимость сопротивления [9] означает, что основное состояние двумерной электронной системы с сильным межэлектронным взаимодействием при $n_s > n_c$ и $T=0$ металлическое.

Существование металлического основного состояния в двумерной системе сильно взаимодействующих электронов было предсказано в теории Финкельштейна [20]. В ней, на базе двухпараметрических масштабных преобразований была построена потоковая диаграмма в координатах кондактанс-взаимодействие. Из этой диаграммы следует, что при учете межэлектронного взаимодействия в некотором интервале параметров возникает металлическое основное состояние разупорядоченной двумерной электронной системы. Фазовая диаграмма, которая предсказана в работе [20], подтверждается экспериментальными измерениями [21, 22].

Согласно теории (см., например, работу Финкельштейна [23]), включение взаимодействия приводит к появлению одного синглетного канала электрон-электронного взаимодействия, который способствует локализации электронов и нескольких мультиплетных каналов, которые способствуют антилокализации.

Число мультиплетных каналов зависит от числа долин n_v . Величина параметра взаимодействия, при которой антилокализация начинает преобладать над локализацией, зависит от n_v . Наличие в кремнии (100) двух долин, а не одной, увеличивает число мультиплетных каналов с 3 до 15, поэтому антилокализация происходит при меньших значениях параметра взаимодействия, чем в однодолинном случае [23]. Таким образом, долинный индекс играет существенную роль в проблеме перехода металл-изолятор. В работе [24] были проведены измерения времен междолинного рассеяния τ_v в двумерной электронной системе кремниевого МОП-транзистора (100). Оказалось, что для времени сбоя электронной фазы τ_ϕ и времени междолинного рассеяния τ_v выполняется соотношение $\tau_v \ll \tau_\phi$. Отсюда следует, что при рассмотрении межэлектронного взаимодействия в кремниевых МОП-транзисторах долинный индекс действительно является хорошим квантовым числом, и наличие двух долин вместо одной увеличивает число мультиплетных каналов, что способствует антилокализации.

В кремниевых МОП-транзисторах при концентрациях $n_s > n_c$ увеличение сопротивления с ростом температуры происходит по закону, близкому к линейному. Такая температурная зависимость может быть объяснена температурной зависимостью экранирования. На теориях экранирования, описанных ниже, основано обсуждение экспериментальных результатов главы 3.

Как известно, в результате решения кинетического уравнения в нулевом магнитном поле проводимость вырожденной электронной системы в τ -приближении можно записать как $\sigma = ne^2\tau_{tr}/m$, где под массой m подразумевается отношение импульса электрона к его групповой скорости на уровне Ферми $m = p_F/(\partial E/\partial p)|_{p=p_F}$, τ_{tr} - это транспортное время рассеяния, учитывающее что рассеяние на разные углы дает разные вклады в проводимость. Зависимость τ_{tr} от температуры определяет температурную зависимость проводимости.

В случае двумерной электронной системы кремниевого МОП-транзистора при температурах $\lesssim 1K$ основной вклад в τ_{tr} будет давать упругое рассеяние на заряженных примесях, поскольку время электрон-фононного взаимодействия (равное по порядку величины времени энергетической релаксации) $\sim 10^{-8}$ сек велико по сравнению с временем рассеяния на примесях $\sim 10^{-12}$ сек [25].

Кратко возникновение температурной зависимости τ_{tr} можно описать следующим

образом. Экранирование потенциала заряженных примесей зависит от величины передаваемого при рассеянии импульса q . Температура меняет распределение электронов по импульсам. Это означает, что экранирование зависит от температуры. Значит, появляется зависимость $\tau_{tr}(\epsilon, T)$ от температуры.

В работе Штерна [26] (см. также более позднюю работу Дас Сармы [27]) зависимость τ_{tr} от температуры для рассеяния на заряженных примесях была получена с помощью численного расчета. Впервые было показано, что при таком рассеянии температурная зависимость $\tau_{tr}(T)$ появляется благодаря учету зависимости параметра экранирования q_s от волнового вектора рассеяния q . Аналитически зависимость $\tau_{tr}(T)$ была рассчитана в работе Гольда и Долгополова [14], см. также работу Дас Сармы [28]. Рассмотрим расчет [14] более подробно.

В двумерном случае в приближении хаотических фаз диэлектрическая функция электронного газа $\epsilon(q) = 1 + q_s/q$, где q_s - параметр экранирования (обратный радиус экранирования), который в реальной двумерной вырожденной электронной системе сам зависит от q . Зависимость $q_s(q)$, полученная в этом приближении для $T=0$, изображена на рисунке 3, взятом из [1]. Видно, что при $q > 2k_F$ экранирование рассеивающего потенциала примесей $V(q)$ сильно ухудшается.

При конечной температуре упруго рассеиваться на примесях могут электроны не только с поверхности Ферми², но и из некоторой ее окрестности, причем электроны с энергией $E > E_F$ будут рассеиваться на слабоэкранированном потенциале. Поскольку с ростом температуры поверхность ферми размывается, число электронов с $E > E_F$ растет.

Формально сказанное выше можно описать с помощью проводимости, зависящей от энергии. На уровне Ферми при $T=0$ зависимость $\sigma(E)$ имеет излом. Используя параметр экранирования, изображенный на рисунке, при $T=0$ согласно [14] можно записать

$$\sigma(E, T = 0) = \sigma(E_F, T = 0) + C \frac{E - E_F}{E_F} \theta(E - E_F)$$

где C - константа, а $\theta(E)$ это функция Хевисайда или ступенька, которая появляется из-за наличия излома на $q_s(q = 2k_F)$, изображенного на рисунке. Усреднение по

²При низкой температуре можно считать, что химический потенциал μ совпадает с энергией Ферми E_F (см., например, [14]), поэтому далее в тексте я заменяю слова "химический потенциал" на "энергия Ферми".

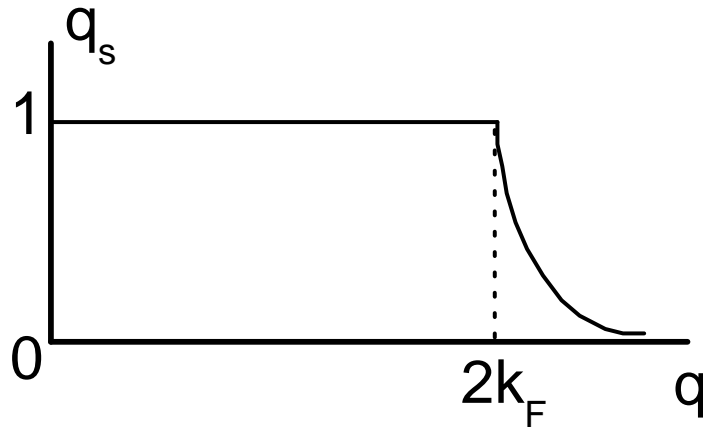


Рис. 3: Зависимость параметра экранирования q_s от волнового вектора рассеяния электрона q в двумерном случае в приближении хаотических фаз (из обзора [1]).

формуле Кубо-Гринвуда $\sigma = \int \sigma(E)(\partial f/\partial E)dE$ даст линейный по температуре член, а не квадратичный, который обычно получается из разложения Зоммерфельда.

Еще один вклад в линейную температурную зависимость проводимости возникает из-за температурного размытия параметра q_s . Согласно теории [14] при конечной температуре зависимость температурной поправки к диэлектрической функции пропорциональна \sqrt{T} , что обуславливает появление линейного члена в $\tau_{tr}(T)$.

Оба линейных по температуре вклада в температурную зависимость $\sigma(T)$ примерно равны. Согласно [14], чтобы найти проводимость при конечной температуре, два этих вклада нужно добавить к проводимости при нулевой температуре. Тогда проводимость при конечной температуре T можно записать как

$$\sigma(T) = \sigma(T = 0)[1 - C(n)(T/E_F)]$$

где $C(n)$ - известная константа, зависящая от концентрации электронов. Поскольку поправка к проводимости зависит от отношения T/ϵ_F , следует ожидать ее увеличения при уменьшении электронной концентрации.

Тот же самый излом зависимости параметра экранирования от q при $q = 2k_F$, который изображен на рисунке 3, приводит к появлению осцилляций плотности экранирующих электронов вокруг заряженных примесей, которые называются Фриделевскими осцилляциями. В работе [15] была использована другая модель

для расчета температурной поправки к проводимости. Примесь рассматривалась как точечная, окруженная электронным облаком с осциллирующей плотностью, и учитывалось когерентное рассеяние электронов на Фриделевских осцилляциях. В случае, когда Фриделевская осцилляция создана единственной примесью, такое рассеяние изображено на рисунке 4, взятом из работы [15]. Две интерферирующие траектории электрона обозначены на рисунке А и В. Штриховой линией С обозначена траектория электрона, который создает Фриделевскую осцилляцию. Когда дополнительный набег фазы электрона, отраженного от Фриделевской осцилляции (траектория В), компенсируется фазой самой осцилляции, вероятность рассеяния назад возрастает.

Вообще говоря, Фриделевские осцилляции возникают из-за наличия поверхности Ферми, то есть ступеньки на зависимости распределения электронов по длинам волн. С ростом температуры эта ступенька размывается, появляется зависимость амплитуды Фриделевских осцилляций от температуры. Это дает первый вклад в температурную зависимость поправки к проводимости.

Еще один вклад появляется из-за того, что с ростом энергии рассеивающихся электронов интерференционная поправка к проводимости при $T=0$ возникает скачком, когда появляются электроны, рассеивающиеся на Фриделевской осцилляции назад на $q = 2k_F$. В результате зависимость поправки к проводимости от энергии при $\epsilon = \epsilon_F$ имеет излом с θ -функцией, который после усреднения по формуле Кубо-Гринвуда дает поправку к проводимости, линейно зависящую от температуры. Таким образом, как и в работе [14], есть два вклада в линейную по температуре зависимость проводимости. Поправка к проводимости $\delta\sigma(T)$, зависящая от температуры, получается в [15] сложением этих двух вкладов.

В грязных двумерных системах Фриделевская осцилляция может быть создана несколькими заряженными примесями. Тогда, согласно [15], интерференционная поправка может возникнуть при рассеянии электрона на любой угол, а не только при рассеянии назад. В этом случае, поправка к проводимости имеет логарифмическую зависимость от температуры.

Согласно терминологии, принятой в [15]

(1) при условии $T\tau_{tr} \ll 1$ ("режим диффузии") температурная поправка за счет рассеяния на Фриделевских осцилляциях является логарифмической поправкой

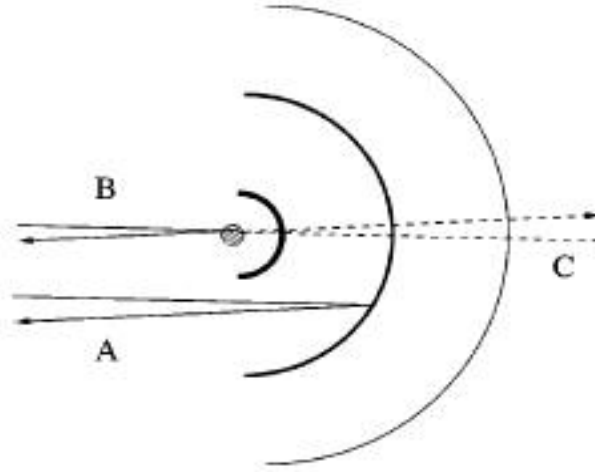


Рис. 4: Рассеяние электрона назад на Фриделевских осцилляциях вокруг заряженной точечной примеси, приводящее к интерференционной поправке к проводимости за счет электрон-электронного взаимодействия (из работы [15]).

Альтшулера-Аронова [29] $\delta\sigma \propto -\ln(\hbar/T\tau_{tr})$;

(2) при условии $T\tau_{tr} \gtrsim 1$ ("баллистический режим") поправка по температуре является линейной $\delta\sigma \propto -(T\tau_{tr})/\hbar$.

Главным достижением теории [15] по сравнению с [14] явилась способность посчитать температурную зависимость проводимости во всем диапазоне значений $(T\tau_{tr})$, и показать, что логарифмическая поправка переходит в линейную. Недостатком является то, что теория [15] не может посчитать проводимость при рассеянии на заряженной примеси, ограничиваясь расчетом температурной поправки к проводимости из-за когерентного рассеяния электронов на Фриделевских осцилляциях.

При достаточно больших концентрациях электронов $n_s \gtrsim 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в нулевом магнитном поле теории [14] и [15] одинаково хорошо количественно объясняют "металлическую" температурную зависимость сопротивления двумерной электронной системы кремниевого МОП-транзистора (100). Однако возникают сложности с объяснением сильных температурных зависимостей при низких концентрациях $n_s < 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При таких низких концентрациях эффективная масса электронов в двумерной системе перенормируется электрон-электронным взаимодействием, что не учтено ни в одной из представленных выше теорий.

Работа Кравченко [9] стала первым экспериментальным свидетельством того, что в кремниевых МОП-транзисторах можно достичь режима, когда межэлектронное взаимодействие играет определяющую роль в свойствах двумерных электронных систем.

Температурная зависимость амплитуды осцилляций ШдГ Без учета взаимодействия электроны в идеальной периодической решетке являются квазичастицами с бесконечным временем жизни, которые описываются блоховскими волнами. Вблизи дна зоны, где закон дисперсии параболичен, они имеют зонную массу m_b .

Если учитывать взаимодействие, то электроны проводимости являются уже квазичастицами второго уровня, то есть это возбужденные электроны, окруженные облаком других электронов, с которыми они взаимодействуют. В отличие от зонных электронов, между собой такие "композитные" квазичастицы взаимодействуют слабо. Именно такие квазичастицы вводятся в теории ферми-жидкости Ландау. Электрон-электронное взаимодействие перенормирует эффективную массу электронов проводимости $m = p_F / (\partial E / \partial p)|_{p=p_F}$. Ниже описан один способ, с помощью которого измерялась эффективная масса электронов в моей диссертации.

В слабом магнитном поле перпендикулярном интерфейсу двумерной электронной системы можно считать, что плотность состояний, а вместе с ней и проводимость, зависят от энергии по синусоидальному закону (см. рисунок 5). Соответственно для проводимости, зависящей от энергии, можно записать, следуя [1]

$$\sigma_{xx}(E) = A - B \cos\left(\frac{2\pi E}{\hbar\omega_c}\right)$$

Тогда проводимость найдется интегрированием по энергии

$$\sigma_{xx} = \int \left(-\frac{\partial f}{\partial E}\right) \sigma_{xx}(E) dE = A - \xi / \sinh(\xi) B \cos\left(\frac{2\pi\mu}{\hbar\omega_c}\right) \quad (1)$$

здесь $\xi = 2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c$, а μ - значение химического потенциала двумерной системы. Множитель $\xi / \sinh(\xi)$ определяет температурную зависимость амплитуды осцилляций ШдГ. Конечная ширина уровней Ландау вследствие конечного времени жизни электрона на уровне учтена в этой формуле с помощью множителя В. В формуле температурной зависимости амплитуды осцилляций этот множитель дает

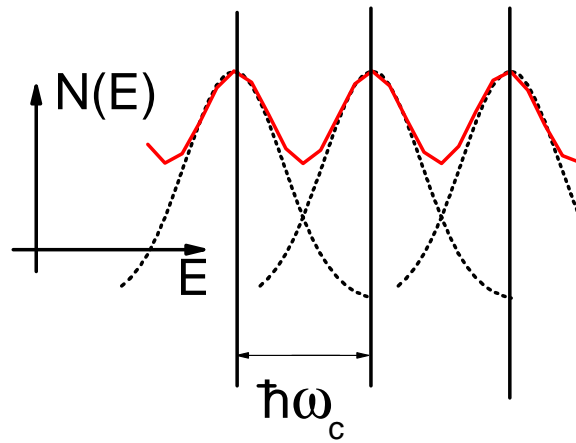


Рис. 5: Плотность состояний в зависимости от энергии в двумерной системе в слабом магнитном поле B_{\perp} , перпендикулярном интерфейсу. Уровни Ландау, разделенные циклотронной энергией $\hbar\omega_c$, уширены за счет беспорядка.

экспоненциальное затухание $\exp(-2\pi^2 k_B T_D / \hbar\omega_c)$. Здесь T_D - температура Дингла, которая выражается через квантовое время рассеяния электрона по формуле $k_B T_D = \hbar / 2\pi\tau$. Таким образом, из температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ можно определить циклотронную щель, т.е. эффективную массу электрона, а также температуру Дингла, т.е. квантовое время рассеяния τ . Условия применимости формулы (1):

- (а) магнитное поле должно быть слабым, таким что осцилляции проводимости примерно синусоидальны ;
- (б) Осцилляции не должны быть искажены проявлением никаких других щелей, иначе будет невозможно точно определить амплитуду осцилляций.

Формула (1) была получена в [30] и носит название формулы Лифшица-Косевича.

Магнетосопротивление в поле B_{\parallel} , параллельном плоскости двумерной электронной системы кремниевого полевого транзистора Для исследования эффектов межэлектронного взаимодействия можно также использовать магнитное поле, лежащее в плоскости двумерной электронной системы. В случае, если ее толщина в направлении перпендикулярном интерфейсу есть δ - функция, магнитное поле в плоскости не может оказывать влияния на орбитальное движение электронов. Но оно вызывает их поляризацию по спину. Это дает возможность определять спиновую

восприимчивость χ [13], которая зависит от электрон-электронного взаимодействия [31].

Будем предполагать, что взаимодействие изменяет массу и, возможно, g -фактор Ланде электронов. В духе ферми жидкости Ландау после учета этих эффектов получившиеся квазичастицы можно считать почти невзаимодействующими. Тогда можно использовать простую модель, в которой все носители заряда распределены по двум спиновым подзонам с противоположными направлениями спина, которые разнесены по энергии на величину $g\mu_B B$ (см. рисунок 6, здесь ϵ_F^0 - энергия ферми обеих подзон в нулевом магнитном поле). Простая модель [32] предполагает, что две подзоны образуют два параллельных канала проводимости, каждый из которых характеризуется своим транспортным временем рассеяния τ_{tr} , зависящим от числа электронов в подзонах. В этой модели нет рассеяния электронов между подзонами. С увеличением магнитного поля B_{\parallel} число электронов в одной подзоне увеличивается, а в другой - уменьшается. Экранирующие свойства двумерной электронной системы и ее сопротивление изменяются. После того, как система будет полностью поляризована по спину, магнетосопротивление перестает меняться.

В принципе, все реально изучаемые системы строго двумерными не являются, они имеют конечную толщину d в направлении, перпендикулярном интерфейсу. Когда магнитная длина $l_B \lesssim d$, поле B_{\parallel} увеличивает энергию подзон размерного квантования, а также модифицирует закон дисперсии двумерных электронов, которые двигаются в направлении, перпендикулярном магнитному полю [33] (см. также обзор [1]). Это приводит с увеличением B_{\parallel} к росту массы и изменению сопротивления (орбитальному эффекту). Экспериментально, в случае кремниевых полевых транзисторов с ориентацией поверхности (100) в диапазоне электронных концентраций и магнитных полей, в которых выполнялись исследования межэлектронного взаимодействия, орбитальные эффекты не проявлялись. Такой вывод можно сделать, во-первых, исходя из того, что магнетосопротивление не зависело от угла между направлением тока и магнитного поля B_{\parallel} , и во-вторых, исходя из вида кривых магнетосопротивления (в больших полях магнетосопротивление переставало зависеть от магнитного поля). Экспериментально проверено, что модель [32] правильно описывает экспериментальные данные магнетосопротивления, полученные для двумерной электронной системы кремниевых полевых транзисторов с ориентацией поверхности

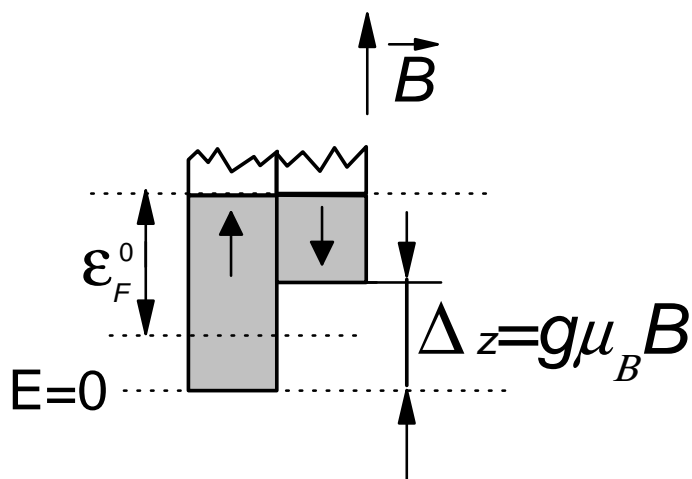


Рис. 6: Две спиновые подзоны двумерной электронной системы, помещенной в магнитном поле, с противоположными направлениями спина, разделенные зеемановской энергией Δ_z . Магнитное поле приводит к спиновой поляризации двумерной электронной системы.

(100)[34, 35].

В работе Виткалова [35] увеличение магнитного поля B , наклоненного на постоянный малый угол ϕ по отношению к плоскости двумерной электронной системы, приводило к росту магнетосопротивления, и одновременно к появлению осцилляций ШдГ за счет малой компоненты B_{\perp} . С увеличением поля период осцилляций ШдГ, соответствующий изменению фактора заполнения $\Delta\nu = 4$, сменялся в два раза меньшим периодом, соответствующим изменению фактора заполнения $\Delta\nu = 2$. Эта смена происходила, когда магнетосопротивление насыщалось, при всех измеренных электронных концентрациях n_s . Уменьшение периода происходит из-за снятия вырождения по спину, когда под уровнем Ферми остается лишь одна спиновая подзона. Это доказывает, что магнетосопротивление насыщается в поле B_p , когда происходит полная спиновая поляризация двумерных электронов.

В работе Окамото [34] магнитное поле B фиксировалось. Во время записи экспериментальной кривой образец поворачивался так, что менялся угол наклона поля по отношению к плоскости двумерных электронов. Затем (оставляя ту же концентрацию) поле B изменялось, после чего, поворачивая образец, опять записывалась экспериментальная кривая. Зеемановское расщепление Δ_z определяется

значением полного поля B , а циклотронное - значением B_{\perp} . При одном и том же значении B_{\perp} , но разных значениях полного поля B , можно было при фиксированном факторе заполнения ν наблюдать смену максимумов продольного сопротивления ρ_{xx} на минимумы, что эквивалентно наличию биений. В магнитных полях $B > B_{sat}$, когда происходило насыщение магнетосопротивления, биения исчезали. Исчезновение биений говорит о том, что под уровнем Ферми вместо двух спиновых подзон осталась одна. Как и в статье Виткалова, это означает, что поле полной спиновой поляризации B_p равно полю насыщения магнетосопротивления B_{sat} .

В магнитном поле $B \neq 0$ с ростом температуры меняется как экранирование заряженных примесей, так и степень спиновой поляризации ξ (что дает дополнительный вклад в изменение сопротивления). Оба этих вклада должны описываться в рамках одной и той же теории, учитывающей изменение экранирующих свойств двумерных электронов.

Выпишем модельные положения, на которых основывается теория [32]:

- (а) Нулевая толщина d в направлении, перпендикулярном интерфейсу.
- (б) Вырожденный электронный газ.
- (в) Упругое рассеяние на экранированном потенциале заряженных примесей, экранирование учитывается в приближении хаотических фаз.
- (г) Отсутствие рассеяния электронов между спиновыми подзонами.

Есть экспериментальные свидетельства, что положение модели (г) в реальных системах не выполняется. В работе [36] было показано, что коэффициент Холла R_H в слабых (не квантовых) магнитных полях B_{\perp} не зависит от продольной компоненты магнитного поля B_{\parallel} вплоть до полной спиновой поляризации. На первый взгляд, это противоречит модели [32] с двумя независимыми спиновыми подзонами, подвижности которых, μ_1 и μ_2 зависят от B_{\parallel} . Независимость R_H от B_{\parallel} должна означать возможность рассеивания электронов между спиновыми подзонами. Тогда каждый электрон характеризуется некоторой усредненной подвижностью $\tilde{\mu}_1 = \tilde{\mu}_2 = (n_1\mu_1 + n_2\mu_2)/(n_1 + n_2)$ независимо от того в какой спиновой подзоне он находится. В этом случае в двухзонной модели (см., например, учебники [2, 37]) $R_H = (\sigma_1\tilde{\mu}_1 + \sigma_2\tilde{\mu}_2)/(\sigma_1 + \sigma_2)^2 = 1/n$ и действительно не зависит от B_{\parallel} . Тот факт, что изменение

продольной проводимости $\sigma_{xx}(B_{\parallel})$ хорошо описывается теорией, не учитывающей рассеяние электронов между подзонами, говорит о том, что $\tau_{tr} \ll \tau_s$, где τ_s - время рассеяния с переворотом спина. То есть хотя такие процессы и присутствуют, они не оказывают существенного влияния на продольную проводимость [38]. Это объясняет кажущееся противоречие между результатами измерения коэффициента Холла [36] и продольной проводимости, и теория [32] остается в силе.

В работе [35] на основе анализа осцилляций ШдГ в кремниевом полевом транзисторе (100) был сделан вывод, что $1/\tau_{tr}$ зависит от произведения плотностей состояний $D_{\uparrow}(E) \times D_{\downarrow}(E)$ в спиновых подзонах, а не от их суммы, что также говорит о существовании процессов рассеяния электронов между подзонами.

Результаты измерений спиновой восприимчивости Паули и эффективной массы электронов в разных двумерных системах. Согласно теории ферми-жидкости Ландау [12] эффективная масса электронов и спиновая восприимчивость Паули должны возрастать при уменьшении концентрации носителей заряда в двумерной системе. Действительно, в ставшей классической работе [39] при измерениях осцилляций Шубникова-де-Гааза в наклонных магнитных полях в двумерной электронной системе кремниевого МОП-транзистора (100) был обнаружен рост спиновой восприимчивости Паули χ . Позже в этой же системе был обнаружен рост эффективной массы электронов m^* [40], которая измерялась по температурной зависимости осцилляций Шубникова де Гааза. Однако в этих первых исследованиях двумерные системы имели слишком большой беспорядок, и было невозможно проводить измерения при низких концентрациях, где межэлектронное взаимодействие проявляется наиболее сильно. Например, в работе [40] значения приведенного радиуса Вигнера-Зейтца не превышали $r_s = 2.1$.

После того, как стали доступны высокоподвижные двумерные электронные системы на базе кремниевых МОП-транзисторов (100), появилась возможность проводить измерения при низких электронных концентрациях $n_s \simeq 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$, которые соответствуют значениям $r_s \simeq 10$. В области таких больших значений параметра взаимодействия в работах Шашкина и Кравченко [11, 41, 42] был обнаружен резкий рост эффективной массы электронов с уменьшением концентрации n_s , который нельзя предвидеть в рамках теории ферми-жидкости Ландау.

На этих же образцах в этом же диапазоне электронных концентраций они обнаружили резкий рост спиновой восприимчивости [13, 31] (см. также работу [43]), который, происходит при приближении концентрации к $n_\chi \simeq 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Этот рост χ , возможно, означает, что под влиянием межэлектронного взаимодействия парамагнитное состояние двумерной электронной жидкости при понижении концентрации n_s становится неустойчивым.

Переход металл-изолятор, обнаруженный Кравченко в [9] на тех же образцах, тоже происходит при $n_c \simeq 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Это дает основания предполагать, что резкий рост массы электронов при приближении к концентрации n_c непосредственно связан с переходом металл-изолятор.

Эти очень интересные результаты, полученные на кремниевых МОП-транзисторах (100), вызвали многочисленные попытки обнаружить такие же явления в других двумерных системах.

(1) В гетероструктурах GaAs/AlGaAs измерения спиновой восприимчивости Паули χ и эффективной массы электронов проводились Жу и др. [44, 45]. При измерениях в слабых магнитных полях с уменьшением электронной концентрации вплоть до очень низкой концентрации $2 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ был обнаружен рост χ в несколько раз [44]. Линейная экстраполяция экспериментальных данных [44] в область малых концентраций не противоречит гипотезе о расходимости спиновой восприимчивости в конечной электронной концентрации (см. обзор [8]), однако эта экстраполяция не оправдана так же хорошо, как в случае кремниевых МОП-транзисторов (100), поскольку достигнутые концентрации электронов еще не достаточно низкие. Действительно, в двумерной электронной системе GaAs/AlGaAs циклотронная масса $m_b = 0.067m_e$ достаточно мала, поэтому чтобы достичь таких же значений параметров взаимодействия, как в кремнии (100), концентрация n_s должна быть значительно меньше. Что же касается эффективной массы электронов, в [45] был обнаружен ее рост примерно на 40% с уменьшением концентрации электронов.

(2) В узких квантовых ямах AlAs аналогичные измерения проводились Шайганом [46]. Как и в объемном кремнии, объемный AlAs имеет шесть минимумов энергии в спектре с почти такими же, как в кремнии, значениями масс. Но для AlAs центры этих минимумов расположены на границах X-точек зоны Бриллюэна. Из-за этого в узкой квантовой яме AlAs с барьерами AlGaAs, которая выращена на подложке

GaAs с ориентацией поверхности (100), степень долинного вырождения $g_v = 1$, а не $g_v = 2$, как в кремниевых МОП-транзисторах (100). Ширина квантовой ямы образцов AlAs, изучаемых в [46], была 55 \AA , то есть близка к толщине двумерных электронных систем кремниевых МОП-транзисторов. Таким образом, двумерная система AlAs имела очень похожие параметры, как в кремниевом МОП-транзисторе (100), только с той разницей, что степень долинного вырождения была $g_v = 1$. В ней был обнаружен рост спиновой восприимчивости χ примерно в 2 раза с уменьшением концентрации электронов до значений $\lesssim 1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, пересекающих значение n_χ в кремниевых МОП-транзисторах (100). Как и в случае гетероструктур GaAs/AlGaAs, по данным работы [46] нельзя сказать, расходится спиновая восприимчивость или нет, поскольку ее линейная экстраполяция в область малых концентраций получается слишком далекой (см. обзор [8]). В этой же работе [46] по данным температурной зависимости Шубниковских осцилляций был обнаружен слабый рост эффективной массы электронов, но в той области концентраций, где масса росла, ее значения сильно менялись от образца к образцу и от охлаждения к охлаждению. По-видимому, в этих образцах эффекты беспорядка слишком сильны, и при низких концентрациях поведение двумерной системы определяют они, а не эффекты межэлектронного взаимодействия.

(3) Измерения спиновой восприимчивости χ электронов на образцах с квантовыми ямами на основе Si/SiGe проводились в работе Окамото и др. [47], а также в работах Лаи [48] и Лю [49]. В двух последних работах были достигнуты значения $r_s \simeq 10$, спиновая восприимчивость возрастала при понижении концентрации в 1.5 раза. Сравнение экспериментальных данных в работе [49], полученных при $T=20 \text{ мК}$, с экспериментальными данными работы [48] при $T=300 \text{ мК}$ в одинаковом диапазоне электронных концентраций показывает отсутствие температурной зависимости поля полной спиновой поляризации B_p даже при самых низких концентрациях, где проводились измерения. Тогда обнаруженное в [48, 49] при самых малых электронных концентрациях отклонение зависимости $B_p(n_s)$ вверх от линии, которая экстраполируется в конечную концентрацию при $B_p = 0$, свидетельствует о том, что в Si/SiGe спиновая восприимчивость хотя и растет, но не расходится, а остается конечной при любой концентрации.

(4) В работах Нох, Лилли, Тсуи и др. [50], а также Проскуракова, Савченко и др. [51] (см. также [52]) исследовалась спиновая восприимчивость и эффективная масса дырок в

двумерной системе на гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Измерения эффективной массы дырок по температурной зависимости амплитуды Шубниковских осцилляций показали, что она не зависит от концентрации вплоть до самых малых концентраций $p \lesssim 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Измерения же магнетосопротивления в поле $B_{||}$ продемонстрировали, что спиновая восприимчивость не только не увеличивается с уменьшением концентрации дырок, а наоборот, уменьшается. С учетом независимости массы от концентрации, и того, что $\chi \sim gm$, это означает, что с уменьшением концентрации уменьшается g-фактор. Уменьшение спиновой восприимчивости с концентрацией при измерениях в магнитном поле $B_{||}$ было найдено также в двумерных электронных системах на гетероструктурах GaAs/AlGaAs Шайганом ([53]), где оно является следствием орбитальных эффектов [44] (действительно, с ростом концентрации излом в магнетосопротивлении наступает во все больших полях $B_{||}$, а масса растет с магнитным полем из-за орбитального эффекта). Однако в случае двумерной дырочной системы в [51] было показано, что уменьшение восприимчивости связано именно с уменьшением g-фактора с концентрацией, а орбитальные эффекты роли не играют. Действительно, значения восприимчивости по данным наклона температурной зависимости в нулевом магнитном поле, и массы, не зависящей от концентрации, демонстрируют почти такую же зависимость от концентрации дырок p , как и восприимчивость, найденная по излому в магнетосопротивлении. Таким образом, в двумерных дырочных системах не найдено роста спиновой восприимчивости и эффективной массы с уменьшением концентрации, что противоречит измерениям в остальных, описанных выше, двумерных системах.

(5) В квантовых ямах AlAs, выращенных так, что в спектре электронов есть две долины, образованные изоэнергетическими минимумами, главные оси которых лежат вдоль двух взаимноперпендикулярных направлений в плоскости двумерной электронной системы, в работе Шайгана и др. [54] была измерена долинная восприимчивость χ_v . Эта величина аналогична спиновой восприимчивости, но определяет изменение заполнения не спиновых, а долинных подзон, а управляющим параметром является не внешнее магнитное поле, а механическая деформация. Согласно [54] $\chi_v \sim m^* E^*$, где m^* и E^* - значения эффективных массы электронов и потенциала деформации, перенормированных межэлектронным взаимодействием. Таким образом, как и спиновая восприимчивость, долинная восприимчивость зависит от межэлектронного взаимодействия. Измерения χ_v в работе [54] показали, что она

возрастает при понижении электронной концентрации примерно в 2 раза.

Подводя итог, можно сказать, что самый сильный рост спиновой восприимчивости χ и эффективной массы электронов m^* наблюдался в двумерных электронных системах кремниевых МОП-транзисторов (100). В этих системах получены свидетельства в пользу расходимости χ и m^* вблизи концентрации n_c , в которой происходит переход металл-изолятор. В других двумерных системах χ и m^* растут не так сильно, и нельзя сделать вывод об их расходимости. Большинство экспериментальных данных не противоречат возможности такой расходимости, но для более однозначных выводов нужно продлить измерения в сторону более низких электронных концентраций. Этому мешает не достаточно высокое качество других двумерных систем, в результате чего эффекты беспорядка начинают проявляться раньше, чем эффекты межэлектронного взаимодействия.

Возбуждения на краю двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла. В одномерной электронной системе включение межэлектронного взаимодействия меняет свойства системы радикальным образом. Как показано в работе Латтинжера [16], в одномерном случае даже при очень слабом взаимодействии скачок распределения на уровне Ферми полностью размыт. В трехмерном и двумерном случаях при слабом взаимодействии электронная жидкость - фермиевская. У нее есть скачок функции распределения на уровне Ферми.

Одномерная система взаимодействующих электронов называется Латтинжеровской жидкостью [16]. Отличие Латтинжеровской жидкости от фермиевской заключается в том, что в ней нет одночастичных возбуждений. Возбужденный электрон и оставшаяся от него дырка двигаются в одном направлении, и не могут разбежаться в разные стороны, как это возможно в двумерном и трехмерном случае. Поэтому при сколь угодно слабом взаимодействии движение возбужденного электрона сильно коррелирует с движением всех остальных электронов.

Рассмотрим, как можно реализовать одномерную Латтинжеровскую жидкость на краю двумерной электронной системы в квантующем магнитном поле.

Вначале рассмотрим двумерную электронную систему в виде полосы $r_1 < r < r_2$ с двух сторон ограниченной бесконечно высокими потенциальными стенками, находящуюся в режиме целочисленного квантового эффекта Холла (рис. 7). Если

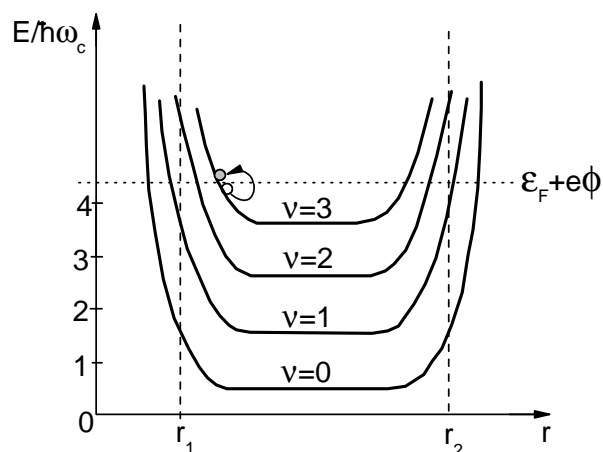


Рис. 7: Уровни Ландау, всплывающие вверх по энергии у резкого края двумерной электронной системы (из работы [55]). В местах пересечения загнутых вверх уровней Ландау с уровнем электрохимического потенциала могут возникать бесщелевые возбуждения.

бы край отсутствовал, то из-за наличия магнитного поля электрон находился бы в параболическом потенциале. Этому потенциалу соответствует набор эквидистантных уровней Ландау. Однако наличие бесконечно высоких потенциальных стенок искажает параболический потенциал, на что впервые указал Гальперин в работе [55]. Это случай так называемого резкого края. По мере приближения центра магнитной параболы к краю уровни энергии загибаются вверх, что изображено на рисунке. Центр магнитной параболы может лежать за пределами образца (то есть левее точки r_1 или правее точки r_2). Однако волновая функция электрона ограничена бесконечно высокой потенциальной стенкой, и электрон остается внутри образца.

В местах пересечения загнутых вверх уровней Ландау и уровня электрохимического потенциала могут возникать бесщелевые возбуждения. Возбуждение электрона вблизи уровня Ферми на краю показано на рисунке стрелкой. Из-за наличия квантующего магнитного поля движение соответствующих электрона и дырки может происходить только вдоль края, то есть оно одномерно. Более того, магнитное поле задает направление движения вдоль края. Если бы было существенно межэлектронное взаимодействие, то эти возбуждения могли бы быть возбуждениями одномерной хиральной Латтинжеровской жидкости.

Как известно, в режиме целочисленного квантового эффекта Холла взаимодействие

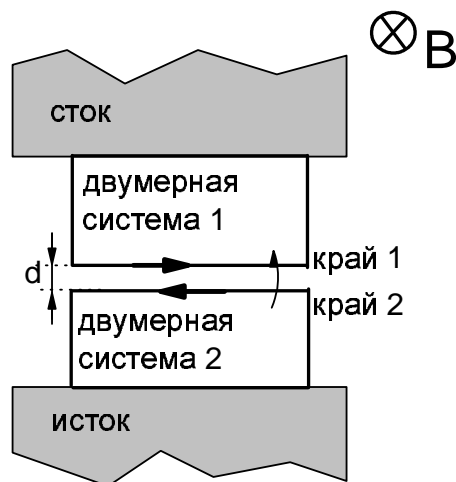


Рис. 8: Туннелирование электронов между краями двух одинаковых двумерных электронных систем в режиме дробного квантового эффекта Холла с резкими краевыми потенциалами, разделенных вакуумным промежутком толщиной d . Стрелки указывают направление дрейфа электронов вдоль краев в скрещенных электрическом и магнитном полях.

электронов несущественно. Оно становится существенным в режиме дробного квантового эффекта Холла. В этом случае в объеме образца есть дробный фактор заполнения и щель на уровне электрохимического потенциала. На резком краю электронные состояния всплывают вверх по энергии, как и в целочисленном случае, и можно ожидать появления бесщелевых возбуждений. Эти возбуждения должны описываться теорией хиральной Латтинжеровской, а не фермиевской жидкости.

Описанные возбуждения - это бесщелевые коллективные возбуждения электронной системы, то есть колебания электронной плотности - плазмоны, а именно краевые магнетоплазмоны [56]. Такие магнетоплазмоны называются краевыми, поскольку возникнув на краю двумерной электронной системы, объем которой находится в режиме квантового эффекта Холла, они могут распространяться только вдоль края (то есть перпендикулярно градиенту потенциала на краю), поскольку $\sigma_{xx} \ll \sigma_{xy}$, и растекание избыточного заряда на краю в объем двумерной системы не происходит.

Обнаружить Латтинжеровскую жидкость можно в экспериментах по туннелированию. Впервые туннелирование между резкими краями двух двумерных электронных систем в режиме дробного квантового эффекта Холла с одним и тем же

фактором заполнения ν было рассмотрено Веном [57, 58]. Схема туннелирования, предложенная Веном, изображена на рисунке 8. Двумерные электронные системы разделены туннельным промежутком. Будем для начала считать, что это просто вакуумный промежуток толщиной d . Тогда между двумя системами происходит туннелирование электронов, а не квазичастиц с дробным зарядом, поскольку в вакуумном промежутке нет состояний дробного квантового эффекта Холла.

В виде линий со стрелками на рисунке схематически изображены состояния, между которыми осуществляется туннелирование. Стрелки указывают направление дрейфа электронов вдоль края. На рисунке также указано направление магнитного поля.

Если между двумя системами приложить напряжение V_t , то начнется туннелирование электронов через вакуумный промежуток. Тонкая стрелка показывает, что электроны переходят с края 2 на край 1. При отсутствии взаимодействия электронов на разных краях в работе Вена [57] предсказана степенная зависимость туннельного тока I_t от напряжения V_t , а именно $I_t \propto V_t^{2q-1}$, где $q = 1/\nu$ - нечетное число, а ν - дробный фактор заполнения в объеме каждой двумерной системы. В общем случае это нелинейная вольтамперная характеристика. Однако она становится линейной, когда фактор заполнения достигает значения $\nu = 1$, то есть когда в объеме образца достигается режим целочисленного квантового эффекта Холла $\nu = 1$. При измерении дифференциальной проводимости $dI_t/dV_t \propto V_t^{2q-2}$. Также в работе Вена [57] получена температурная зависимость дифференциальной проводимости $(dI_t/dV_t)|_{V_t=0} \propto T^{2q-2}$.

Если вместо вакуумного промежутка края 1 и 2 будут разделены несжимаемой электронной жидкостью в режиме дробного квантового эффекта Холла, то вместо электронов могут туннелировать квазичастицы с дробным зарядом. На рисунке 9 показано, как можно реализовать такую ситуацию экспериментально. Два затвора 1 и 2 создают сужение, на длине которого происходит туннелирование квазичастицы с края затвора 2 на край затвора 1, что отмечено тонкой стрелкой. Область, через которую может происходить туннелирование, находится в режиме дробного квантового эффекта Холла. Для туннелирования квазичастиц Вен повторяет те же рассуждения, что и для туннелирования электронов, но с волновыми функциями и операторами квазичастиц. Полученный Веном ответ имеет ту же функциональную форму, как и в случае туннелирования электронов, то есть $I_t \propto V_t^{2q-1}$, но с другим показателем q . В ситуации, рассмотренной Веном, при туннелировании электронов $q \geq 1$, а при

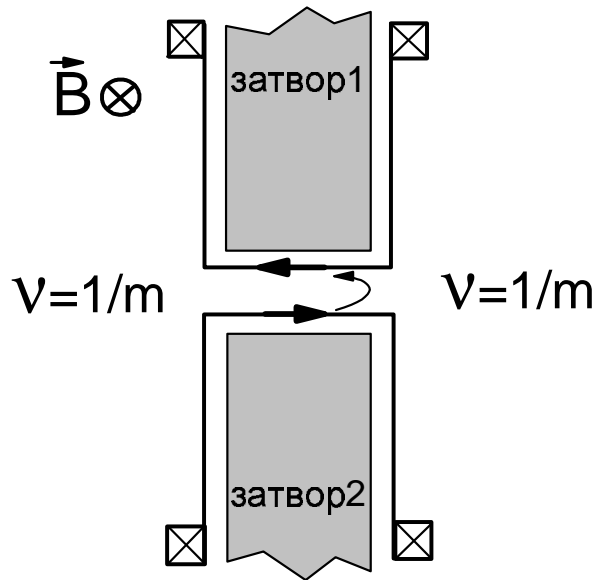


Рис. 9: Туннелирование квазичастиц между двумя противоположными краями образца в режиме дробного квантового эффекта Холла на длине сужения, созданного затворами. Стрелки указывают направление дрейфа электронов вдоль краев в скрещенных электрическом и магнитном полях.

туннелировании квазичастиц $q \leq 1$. Если $q < 1/2$, то ожидается вольтамперная характеристика, которая расходится при $V_t \rightarrow 0$. Например, при $\nu = 1/3$, согласно [58], $q = 1/3$ и $I_t = |V_t|^{-1/3} \text{sign}(V_t)$.

В работах Вена расчет туннелирования проводился для случая резкого краевого потенциала, то есть когда изменение потенциала на краю на магнитной длине $l_B = \sqrt{\hbar c / eB}$ велико по сравнению с величинами щелей. Однако большинство экспериментов проводятся на образцах, имеющих травленный край мезы или край, созданный электростатическим обеднением с помощью затвора, как на рисунке 9. В таких образцах краевой потенциал в большинстве случаев можно считать плавным, а именно для краев травленной мезы или краев, созданных обеднением с помощью затвора, как правило изменение краевого потенциала на масштабе магнитной длины мало по сравнению с величинами энергетических щелей. В этом случае дно подзоны следует за краевым потенциалом.

Как показано в работе Шкловского и др. [59], в случае двумерной электронной системы в режиме целочисленного квантового эффекта Холла с плавным краевым

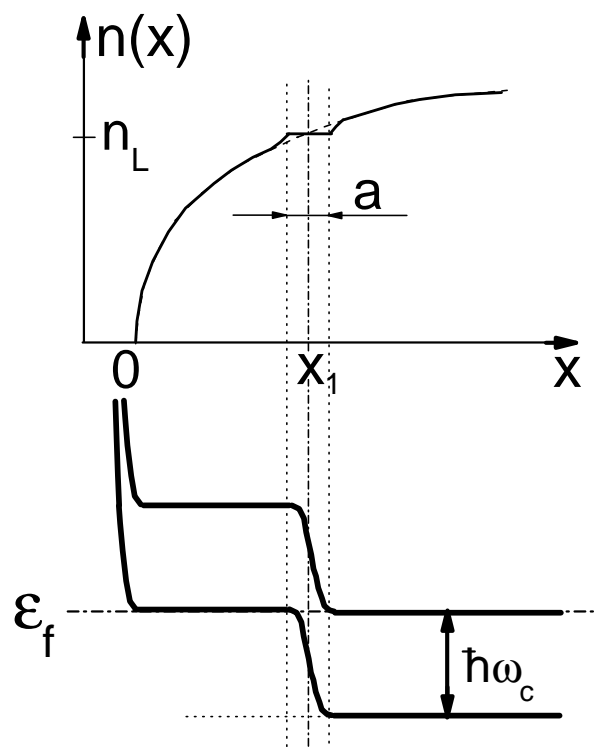


Рис. 10: Загибание уровней Ландау на краю двумерной электронной системы в случае плавного краевого потенциала и образование структуры полосок сжимаемой/несжимаемой электронной жидкости (следуя работе [59]).

потенциалом возникнут чередующиеся полоски сжимаемой/несжимаемой электронной жидкости. Они изображены в нижней части рисунка 10. В его верхней части изображена локальная концентрация электронов в зависимости от расстояния x до края. Полоска сжимаемой электронной жидкости соответствует пересечению уровня Ландау и уровня электрохимического потенциала. В этой окрестности плотность состояний на уровне электрохимического потенциала становится большой, краевой потенциал экранируется электронами, а уровни энергии уплощаются. В пределах полоски несжимаемой электронной жидкости на уровне электрохимического потенциала есть щель, краевой потенциал экранируется слабо, и уровни загибаются вверх по энергии.

Похожая картина должна быть и в случае дробного квантового эффекта Холла. По мере приближения к краю и поднятия дна подзоны локальный фактор заполнения уменьшается. При некоторых, дробных, факторах заполнения на уровне электрохимического потенциала открывается щель и возникает полоска несжимаемой

электронной жидкости. Такая картина краевых состояний в режиме дробного квантового эффекта Холла были впервые рассмотрена в работе Беенаккера [60].

Туннелирование электронов из контакта через вакуумный промежуток в плавный край двумерной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла было теоретически рассмотрено в работе Конти и Вигнале [61]. Их расчет дает степенную зависимость туннельной плотности состояний от энергии

$$D_{tun}(\omega) \propto \omega^{(q-1)}$$

где показатель степени q зависит вообще говоря, от структуры полосок сжимаемой/несжимаемой электронной жидкости на краю.

Показатель степени q , найденный для плавного края в работе Конти и Вигнале [61], в пределе резкого края совпадает с результатом для показателя степени туннельной плотности состояний электронов, полученным для резкого края Веном [58]: $D_{tun} \propto \omega^{(q-1)}$, $q = 1/\nu$, где $\nu = 1/m$ - фактор заполнения в объеме двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла, а m - нечетное число.

Теоретически, отличие плавного края от резкого следует из того, что в случае плавного края кроме краевых магнетоплазмонов появляются так называемые нейтральные акустические возбуждения. Они были впервые предсказаны в работе Алейнера [62], и показаны в нижней части схематического рисунка из статьи [62] (рис. 11). В его верхней части показаны обычные краевые магнетоплазмоны. Отличие нейтральных акустических возбуждений, предсказанных Алейнером, от краевых магнетоплазмонов состоит в том, что при смещении поперек края образца знак заряда возбуждения периодически меняется. В случае обычного краевого магнетоплазмона знак возбуждения не зависит от координаты поперек края. Возможность существования нейтральных возбуждений следует из того, что на плавном краю есть система полос несжимаемой/несжимаемой электронной жидкости. В самом деле, при смещении поперек края между двумя полосками сжимаемой электронной жидкости через полосу несжимаемой электронной жидкости знак возбуждения может поменяться на противоположный. Периодическое изменение знака возбуждения изображено на рисунке 11. Нейтральные акустические возбуждения должны возникать на плавном краю, например, при туннелировании через единственную полосу несжимаемой электронной жидкости.

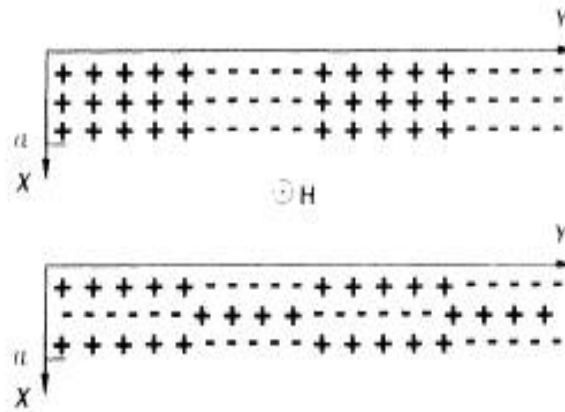


Рис. 11: Бесщелевые коллективные возбуждения на плавном краю двумерной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла: краевые магнетоплазмоны (вверху) и нейтральные акустические моды, предсказанные в работе [62] (внизу). Ось X направлена поперек края.

Подведем итог сказанному выше. Структура реального края оказывается гораздо сложнее, чем предполагалось в работах Вена [57, 58]. Вообще говоря, предсказания Вена справедливы только в случае резкого края. Насколько они выполняются в случае реальных краевых потенциалов, ответ может дать эксперимент.

Возможность реализации хиральной Латтинжеровской жидкости на краевых состояниях в режиме дробного квантового эффекта Холла была доказана экспериментально. Остановимся на некоторых экспериментах подробнее.

Степенная вольтамперная характеристика была обнаружена при туннелировании в сколотый край двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла в работах Грейсона и Чанга [10, 63]. В их образцах прямо в установке молекулярно-лучевой эпитаксии производился скол края образца, являющегося квантовой ямой на основе GaAs/AlGaAs, и на этот край наращивались последовательно потенциальный барьер, и сильно легированный слой. В этом случае происходит туннелирование электронов, а не квазичастиц. Таким путем получается резкий край (все изменение краевого потенциала происходит на атомных масштабах). На таком краю нет структуры полосок сжимаемой/несжимаемой электронной жидкости, поэтому бесщелевые коллективные возбуждения представляют собой обычные краевые магнетоплазмоны, а не нейтральные возбуждения, предсказанные Алейнером [62].

Фактически в работах Грейсона и Чанга показано, что возбуждения одномерной электронной жидкости на резком краю двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла описываются теорией Латтинжеровской жидкости.

В группе работ [64] изучалось туннелирование в двумерной электронной системе в режиме дробного квантового эффекта Холла между краевыми состояниями, проходящими через сужение, созданное с помощью затвора. В этих работах тоже были обнаружены степенные вольтамперные характеристики. Токонесущие полосы с разных краев сближались на длине сужения, туннелирование происходило между ними. В работах [64] оба края образца имели симметричный набор полос, поэтому таким путем можно изучалось туннелирование между одинаковыми наборами полос с разных краев. В недавней работе тех же авторов [65], им удалось реализовать туннелирование между краями, имеющие разные наборы полос. Однако методика сужений не позволяет изучать туннелирование между отдельными полосками на одном краю.

В данной диссертации используется метод, впервые примененный в [66, 67], который позволяет отдельные полосы сжимаемой электронной жидкости сближать на одном и том же краю, затем с помощью контактов к каждой из них прикладывать напряжение, и изучать туннелирование. Таким способом можно ожидать появления возбуждений на краях одной единственной полосы несжимаемой электронной жидкости, соответствующей заданному дробному фактору заполнения. Эта методика до работ [66, 67] никем не применялась, и является новой.

Образцы и методика экспериментов

образцы

Для измерений использовались несколько типов образцов: кремниевые полевые МОП-транзисторы с ориентацией поверхности (100), и с ориентацией близкой к (111), а также гетероструктуры $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$.

МОП-транзисторы с ориентациями поверхности (100) и (111)

Энергетический спектр электронов в зоне проводимости для объемного кремния показан на рисунке 12. Изоэнергетические поверхности представляют собой эллипсоиды вращения, которые в главных осях характеризуются двумя массами: продольной m_l и поперечной m_t . Электроны могут находиться в шести эквивалентных минимумах, расположенных на осях k_x, k_y, k_z симметрично относительно начала координат и называемых долинами. В кремниевых полевых транзисторах на затвор прикладывалось положительное напряжение, приводящее к загибу зон и создающее у поверхности инверсионный слой двумерных электронов. Для электронов, находящихся в инверсионном слое в общем случае эквивалентность шести долин нарушается. Например, если поверхность имеет ориентацию (100), то электроны, принадлежащие двум долинам с большими полуосями, ориентированными вдоль оси x , занимают самую нижнюю подзону размерного квантования, поскольку они имеют самую большую массу вдоль оси x . Электроны из остальных четырех долин имеют вдоль оси x более маленькую массу и располагаются выше по энергии. Поэтому в нулевом магнитном поле такая двумерная электронная система кроме вырождения по спину $g_s = 2$ имеет еще вырождение по доливному индексу $g_v = 2$. Степень долинного вырождения зависит от ориентации поверхности кремниевой структуры, в которой создается двумерный слой. В

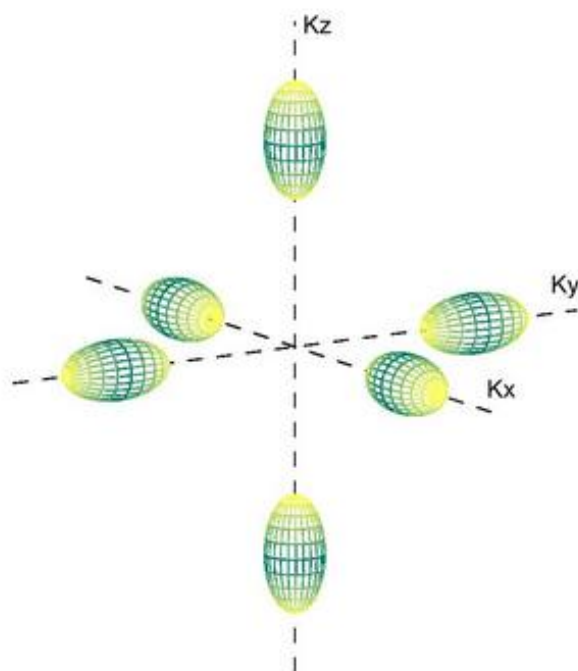


Рис. 12: Спектр объемного кремния, состоящий из шести эквивалентных изоэнергетических поверхностей (долин), имеющих форму эллипсоидов вращения.

частном случае, когда нормаль к поверхности ориентирована вдоль направления [111], все шесть долин эквивалентны, и степень долинного вырождения ожидается $g_v = 6$.

ориентация (100) Схематическое изображение образца в виде холловского мостика, изготовленного на основе полевого транзистора с ориентацией поверхности (100), приведено на рисунке 13. Он имеет два затвора, а не один. На первый затвор (номер 6 на рисунке 13) прикладывалось напряжение относительно истока (контакты к двумерному слою, которые представляют собой сильно легированные области n -типа, на рисунке заштрихованы), позволяющее управлять концентрацией двумерных электронов. Концентрация связана с затворным напряжением обычным соотношением $n_s = \frac{C}{e}(V_g - V_{th})$, где C - емкость на единицу площади, соответствующая толщине подзатворного диэлектрика 1439 \AA , а $V_{th} \approx 0.3 \text{ В}$ (в наших образцах) - пороговое напряжение, которое возникает из-за того, что двумерный слой электронов начинает формироваться только после того, как дно зоны проводимости вблизи границы с диэлектриком перегнется ниже уровня электрохимического потенциала. Второй затвор (номера 1, 5, 8 и 12 на рисунке 13, которые соединяются вместе) был нужен для того,

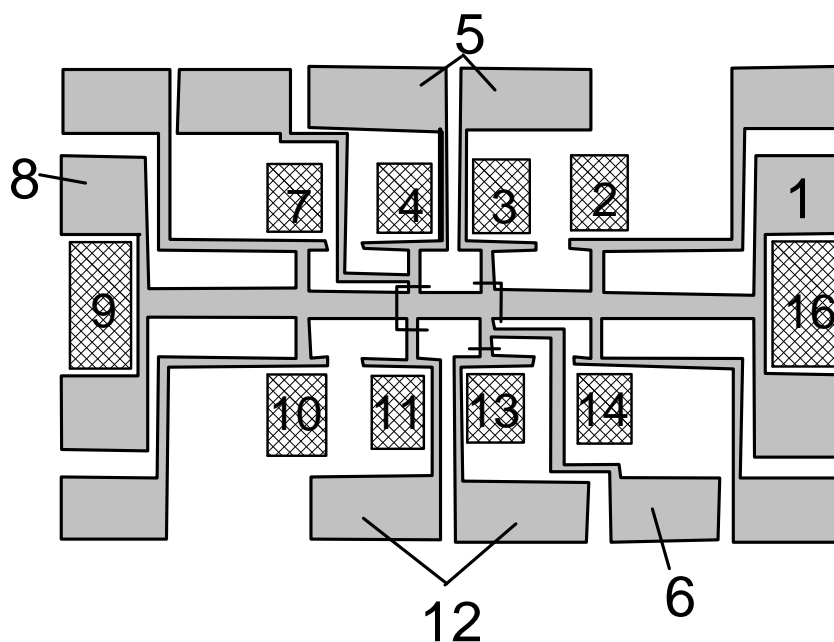


Рис. 13: Кремниевый МОП-транзистор (100) с расщепленным затвором: контакты заштрихованы, затворы покрашены серым цветом, разрезы показаны толстыми черными линиями поперек затворов. Затвор номер 6 управляет концентрацией электронов в образце; затворы номер 1, 5, 8 и 12, соединенные вместе, управляют концентрацией электронов в приконтактных областях; контакты 16 и 9 - сток и исток.

чтобы поддерживать высокую концентрацию электронов в приконтактных областях ($\approx 1.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$) независимо от концентрации в основной части образца. Это позволяет понизить сопротивление контактов при измерениях в области очень низких электронных концентраций, которая важна для изучения межэлектронного взаимодействия. Оба затвора отделены друг от друга очень тонкими разрезами ($\approx 100 \text{ нм}$) - толстые черные линии на рисунке 13. Такие образцы с "расщепленным" затвором описаны в работах [68, 69]. Поскольку ширина разреза \lesssim расстояния от затвора до двумерного электронного газа, обеднения двумерного электронного газа на этой ширине не происходит.

Укажем основные параметры двумерных электронных систем в наших образцах кремниевых МОП-транзисторов с ориентацией поверхности (100). Степень долинного вырождения была $g_v = 2$, как и следует из теории. Она определялась из периода Шубниковских осцилляций в обратном магнитном поле. Соседние минимумы соответствовали изменению фактора заполнения $\Delta\nu = 4$, что с учетом спинового

вырождения $g_s = 2$ и дает двукратное долинное вырождение.

В случае ориентации поверхности (100) электроны характеризуются одинаковыми значениями зонных масс по двум взаимноперпендикулярным направлениям в плоскости двумерной системы $m_t = 0.19m_e$, где m_e - масса свободного электрона. При всех концентрациях электронов их спектр остается параболическим. В отсутствие электрон-электронного взаимодействия масса m^* , определяемая по температурной зависимости амплитуды Шубниковских осцилляций сопротивления, совпадает с циклотронной массой $m_c = \hbar^2/2\pi(\partial S/\partial E)$, которая определяется в экспериментах по циклотронному резонансу, и с массой плотности состояний $m_d = (m_y m_z)^{1/2} = m_t = 0.19m_e$. Межэлектронное взаимодействие приводит к перенормировке массы m^* , но не влияет на величину массы m_c , определяемой по частоте циклотронного резонанса. Это следует из теоремы Кона [70]. Поэтому в дальнейшем я буду нормировать найденную из Шубниковских осцилляций сопротивления массу m^* , зависящую от межэлектронного взаимодействия, на величину m_c .

На образцах Si(100) измерения можно было проводить при электронных концентрациях до значений ниже $8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Максимальная подвижность при температуре 30 мК составляла $\approx 25000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ и достигалась при концентрации электронов $n_s \approx 4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В нулевом магнитном поле эти образцы демонстрировали металлическую зависимость сопротивления от температуры $\partial\rho/\partial T > 0$, т.е. подвижность с ростом температуры падала.

ориентация (111) Образцы кремниевых полевых транзисторов с ориентацией поверхности близкой к (111) были изготовлены тоже в виде холловских мостиков. В действительности нормаль к поверхности была наклонена от направления [111] в сторону направления [110] на угол $\simeq 8^\circ$. Каждый из образцов имел лишь один затвор, управляющий концентрацией электронов как в основной части, так и в приконтактных областях. При понижении электронной концентрации приконтактные области обеднялись, и сопротивление контактов резко росло. Это ограничило минимально возможную для измерений электронную концентрацию значениями $\simeq 3.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Толщина подзатворного диэлектрика составляла 1540 Å, что соответствует концентрации $n_s = 1.4 \times 10^{11}(V_g - V_{th}) \text{ см}^{-2}$, где V_g - напряжение на затворе. На одном

из двух использованных образцов пороговое значение напряжения было $V_{th} = -1$ В и не зависело от охлаждения, на втором оно менялось от охлаждения к охлаждению в диапазоне $V_{th} = -1.1 \div -0.5$ В.

Укажем основные параметры, характеризующие двумерную электронную систему кремниевых МОП-транзисторов (111) в наших образцах. Степень долинного вырождения, найденная из периода Шубниковских осцилляций, $g_v = 2$, а не $g_v = 6$, как следует из соображений симметрии. Это объясняют существованием в кремниевых образцах с ориентацией поверхности (111) одноосных деформаций [71]. Такие деформации приводят к тому, что две из шести долин опускаются по энергии ниже остальных четырех.

В нулевом магнитном поле каждая долина двумерной электронной системы кремниевого МОП-транзистора с ориентацией поверхности (111) характеризуется анизотропной массой в плоскости. Пользуясь значениями из обзора [1], $m_y = 0.19m_e$, $m_z = 0.674m_e$. В магнитном поле B_{\perp} значения m_y и m_z задают циклотронную массу $m_c = (m_y m_z)^{1/2} = 0.358m_e$, которая определяется в экспериментах по циклотронному резонансу, не зависит от межэлектронного взаимодействия и в дальнейшем используется для нормировки массы m^* .

Несмотря на сильно анизотропную массу в плоскости двумерной электронной системы, анизотропия сопротивления в нулевом магнитном поле не превышала 5% при концентрации $n_s = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и слабо возрастала с ростом концентрации, оставаясь меньше 25% при концентрации $3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Это означает, что подвижность двумерных электронов слабо зависит от ориентации тока в плоскости двумерной системы. Этот факт принято объяснять тем, что пространство двумерных электронов разделено на домены, в пределах каждого из которых одноосная деформация имеет свою ориентацию. Внутри каждого домена заполняется лишь нижняя по энергии подзона, причем ее занимают электроны из пары долин, расположенных вдоль одной оси, и для каждого домена направление оси свое. Поэтому в проводимости участвуют электроны всех шести долин, и она остается изотропной, хотя значение долинного вырождения внутри каждого домена $g_v = 2$.

Подвижность использованных образцов менялась от охлаждения к охлаждению в диапазоне $4000 \div 2500 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Максимум подвижности достигался при концентрации $n_s = 1.1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Сопротивление имело слабую диэлектрическую зависимость от

температуры $\partial\rho/\partial T < 0$ в диапазоне температур $T = 30 \text{ мК} \div 1.2 \text{ К}$. Более низкие значения подвижностей образцов для ориентации поверхности (111) по сравнению подвижностями образцов для ориентации (100), а также слабая диэлектрическая, а не металлическая, зависимость сопротивления, указывают на то, что степень беспорядка в двумерных электронных системах (111) выше, чем в кремнии (100).

В следующей таблице приведены для сравнения различные свойства двумерных электронных систем в кремниевых полевых транзисторах с ориентациями поверхностей (100) и (111):

	$Si(100)$	$Si(111)$
циклотронная ³ масса $(m_x m_y)^{1/2}$	$0.19m_e$	$0.358m_e$
макс. подвижность μ (см ² /Вс)	$\simeq 25000$	$4000 \div 2500$
температурная зависимость сопротивления	$\partial\rho/\partial T > 0$	$\partial\rho/\partial T \lesssim 0$
долинное вырождение (теория)	2	6
долинное вырождение (эксперимент, ШдГ осцилляции в слабых магнитных полях)	2	2

В этой таблице нужно отметить несколько фактов, важных для сравнения двумерных электронных систем в МОП-транзисторах с ориентациями поверхностей (100) и (111).

Во-первых, теоретическое значение долинного вырождения для ориентации (111), равное 6 (из соображений симметрии), не совпадает с экспериментальным, равным 2. Экспериментальное значение долинного вырождения для ориентации (111) было найдено из периода ШдГ-осцилляций в работе [72]. Там соседние минимумы осцилляций в малых магнитных полях соответствовали изменению фактора заполнения $\Delta\nu = 4$, что дает с учетом спинового вырождения $g_s = 2$ долинное вырождение $g_v = 2$. На наших образцах кремния (111) мы наблюдали такие же, как в работе [72], изменения факторов заполнения в соседних минимумах. Таким образом, как в случае ориентации поверхности кремниевого полевого транзистора (100), так и в случае ориентации (111), эксперименты в слабых магнитных полях дают значения долинного вырождения $g_v = 2$.

Во-вторых, таблица показывает, что циклотронная масса в кремнии (111) почти в 2

³эти значения взяты из обзора [1]

раза больше циклотронной массы в кремнии (100). Это означает, что даже несмотря на то, что в кремнии (111) не удастся провести измерения при столь же низких электронных концентрациях, как в кремнии (100), наибольшее достигаемое значение параметра взаимодействия в кремнии (111) того же порядка, что и в кремнии (100). Действительно, $r_s = g_v a_B^{-1} / \sqrt{\pi n_s} \sim m_c / \sqrt{n_s}$, поэтому в кремнии (111) те же значения параметра взаимодействия достигаются при электронных концентрациях в 4 раза больших, чем в кремнии (100). То есть минимально достижимая концентрация $\simeq 3.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в кремнии (111) соответствует примерно тому же значению параметра r_s , что и концентрация $8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ в кремнии (100).

Образцы на основе гетероструктур $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$

Для изучения туннелирования между полосками сжимаемой электронной жидкости на краю двумерной электронной системы в режиме дробного квантового эффекта Холла образцы изготавливались на основе гетероструктур $GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.77}As$ с модулированным легированием, выращенных в установке молекулярно-лучевой эпитаксии. Такие гетероструктуры были описаны в главе 1. Двумерный электронный слой располагался на расстоянии 150 нм под поверхностью структуры. Подвижность двумерных электронов при 4.2К была $1.83 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Концентрация при нулевом напряжении на затворе была $n_s = 8.49 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Согласно тестовым измерениям, в двумерных электронных системах образцов из этих шайб можно было наблюдать дробные факторы заполнения $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$, а также $\nu = 2/5$.

Для того, чтобы можно было изучать туннелирование, использовалась особая геометрия образцов с расщепленным затвором. Впервые такая геометрия была применена в [66, 67]. Образец изображен схематически на рисунке 14.

На исходной гетероструктуре GaAs/AlGaAs протравливалась прямоугольная меза, в центре нее вытравливалось прямоугольное окошко. Таким образом, в этой мезе имеются два не связанных друг с другом края. К этим краям делались контакты, они изображены на рисунке в виде квадратов с крестиками. Контакты 1 и 2 находятся на внутреннем краю мезы, а контакты 3 и 4 - на внешнем. Опишем процедуру изготовления контактов. На область мезы, где должен располагаться контакт, напылялась пленка золото/германий толщиной 100 нм, сверху нее напылялась пленка никеля толщиной

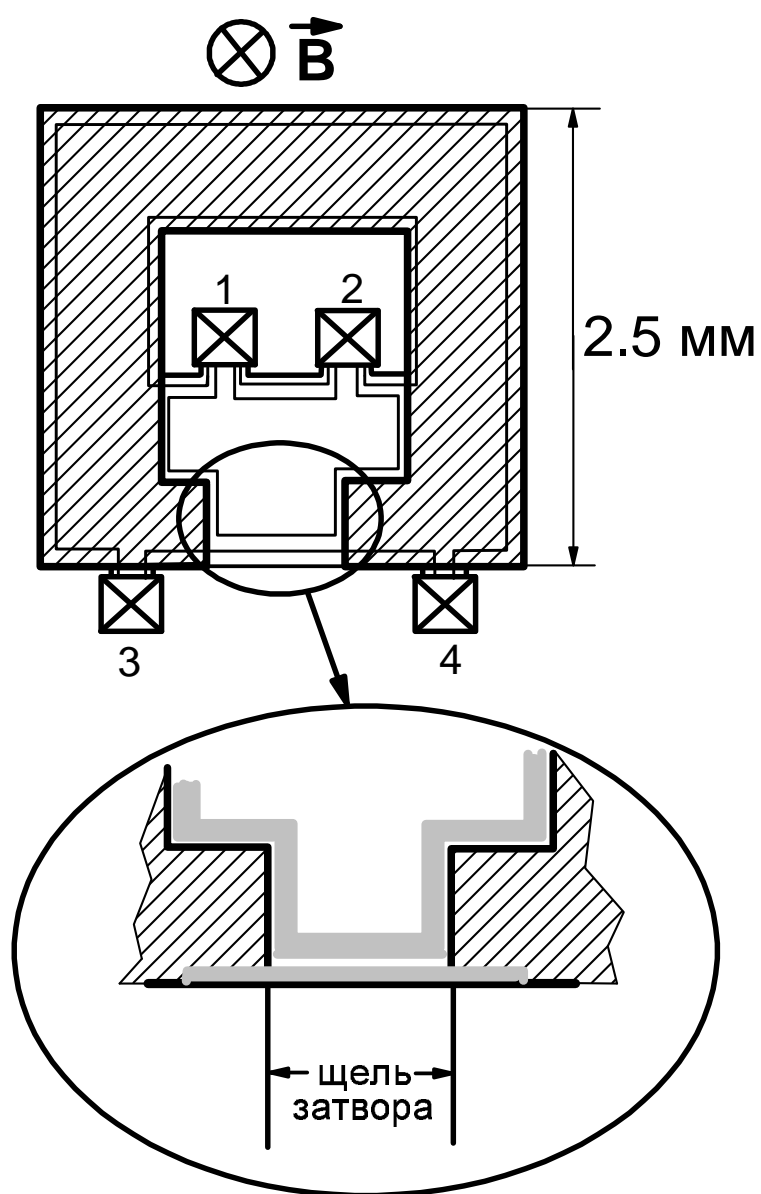


Рис. 14: Схематический рисунок образца с расщепленным затвором для изучения туннелирования между полосками сжимаемой электронной жидкости на плавном краю на длине щели затвора, которая показана в увеличенном виде в нижней части рисунка. Полоски сжимаемой электронной жидкости выделены серым цветом, затвор заштрихован.

5 нм, далее сверху никеля напылялась пленка золото/германий толщиной 200 нм и сверху нее еще раз напылялась пленка никеля толщиной 5 нм. Вжигание контактов производилось в течение 1 минуты при температуре 430°C в атмосфере аргона с добавлением 5% водорода H_2 . Сопротивление контактов, сделанных таким образом, не превышало 100–500 Ом при температуре 30 мК.

Сверху на образец напылялся затвор, его форма показана на рисунке 14 (он заштрихован). На внешнем краю мезы затвор имеет щель $\simeq 0.5$ мкм. Она была сделана с использованием электронно-лучевой литографии. Другие образцы имели такую же топологию, но щель затвора большего размера 10 мкм. Щель затвора в увеличенном масштабе показана в нижней части рисунка 14, серым цветом выделены полосы сжимаемой электронной жидкости на краю.

методика эксперимента

Большая часть измерений выполнена на криостате растворения со сверхпроводящим соленоидом фирмы OXFORD. Охлаждающим веществом в нем является смесь He^3/He^4 . Ниже некоторой температуры T , зависящей от концентрации He^3 в He^4 , смесь разделяется на две фазы (первая, более легкая фаза богатая He^3 – сверху, вторая, более тяжелая фаза He^4 с растворенным в ней He^3 – снизу). Охлаждение происходит за счет перехода атомов He^3 через поверхность раздела фаз при постоянном растворении He^3 из первой фазы во второй фазе. Постоянный поток атомов He^3 от границы раздела фаз обеспечивается за счет откачки с помощью насоса паров He^3 в камере испарения, соединенной с камерой растворения. Поскольку концентрация He^3 в He^4 остается конечной вплоть до абсолютного нуля (6.4% при $T=0$), растворяя He^3 в He^4 можно достичь очень низких температур. Рабочий диапазон температур составлял $30 \text{ мК} \div \simeq 1.2 \text{ К}$. Интервал магнитных полей сверхпроводящего соленоида $0 \div 14 \text{ Т}$.

Часть измерений на кремниевых полевых транзисторах с ориентацией поверхности (111) была выполнена в импульсных магнитных полях до 48 Т в криостате с откачкой паров He^4 при температуре $\simeq 1.5 \text{ К}$. Зависимость величины импульсного магнитного поля от времени приведена на рисунке 15.

транспортные измерения в кремниевых МОП-транзисторах Измерения сопротивления двумерных инверсионных слоев в кремниевых полевых транзисторах производились в нулевом магнитном поле и в магнитных полях как перпендикулярных (B_{\perp}), так и параллельных интерфейсу (B_{\parallel}). Во всех случаях для измерения сопротивления использовалась стандартная четырехточечная схема с заданием тока с использованием широкополосного усилителя с синхронным детектированием (lock-in). Направление тока в случае B_{\parallel} всегда совпадало с направлением магнитного поля.

В 2D электронной системе кремния (100) сопротивление измерялось на частоте 1 Гц, задавая ток $\lesssim 1$ нА. Достаточно низкая частота позволила минимизировать мнимую компоненту сигнала, а малые значения измерительных токов были нужны, чтобы обеспечить отсутствие перегрева электронной подсистемы вплоть до самых низких температур 30 мК.

В 2D электронной системе кремния (111) сопротивление в магнитном поле сверхпроводящего соленоида измерялось на более высоких частотах $5 \div 11$ Гц с использованием токов $3 \div 40$ нА. Необходимость использования более высоких значений измерительных параметров объясняется увеличением уровня шума, из-за большего (по сравнению с кремнием (100)) сопротивления двумерной системы, а также, увеличением наводок. Действительно, записи осцилляций ШдГ в слабых магнитных полях приходилось усреднять по многим кривым.

Для измерений на кремнии (111) в импульсных магнитных полях потребовалось увеличить частоту измерительного тока до 2 кГц, поскольку длительность одного импульса составляла $\simeq 0.3$ сек. Время усреднения каждой точки было очень мало, и для улучшения соотношения сигнал/шум пришлось повысить измерительный ток до значений $\lesssim 600$ нА. При этом, однако, перегрева двумерной электронной системы не происходило, т.к. температура была $\simeq 1.5$ К, то есть достаточно высокой.

Отдельно нужно обсудить вопрос об определении концентрации электронов. Концентрация двумерных электронов в поле B_{\perp} определялась из положений минимумов ШдГ-осцилляций. Концентрацию в поле B_{\parallel} измерить напрямую невозможно, однако информацию о состоянии образца можно получить из зависимостей сопротивления от напряжения на затворе $R(V_g)$. Для образцов кремния (100) кривые $R(V_g)$ в охлаждениях с ориентациями B_{\perp} и B_{\parallel} совпадали, то есть состояние образца было одним и тем же.

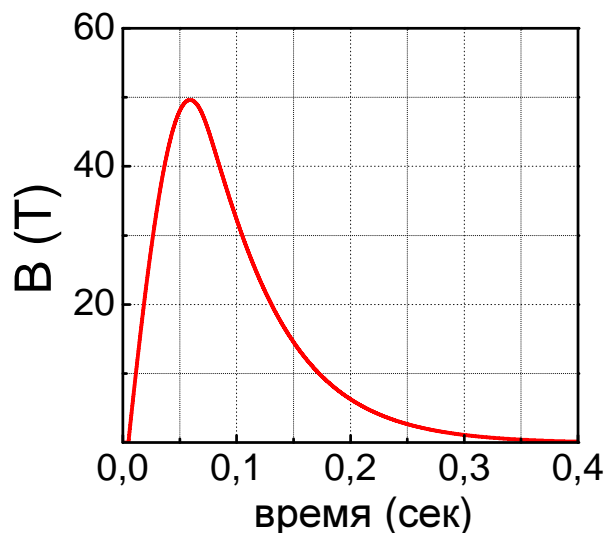


Рис. 15: Зависимость величины импульсного магнитного поля от времени.

Поэтому концентрация электронов в параллельном магнитном поле была известна. Для образцов кремния (111) зависимости $R(V_g)$ менялись от охлаждения к охлаждению. Несколько охлаждений в B_{\perp} с определением концентрации двумерных электронов показали, что менялась подвижность, а не пороговое напряжение, которое в образце кремния (111), на котором выполнена основная часть измерений в поле B_{\parallel} , всегда оставалось равным $V_{th} = -1$ В. Отрицательное значение V_{th} объясняется тем, что оно зависит от загиба зон около границы Si/SiO_2 , которое в реальных образцах может быть отлично от нуля даже при нулевом напряжении V_g . В силу неизменности порогового напряжения в соответствии с уравнением $n_s = \frac{C}{e}(V_g - V_{th})$ концентрацию электронов в поле B_{\parallel} в образце кремния (111) можно считать известной.

измерения вольтамперных характеристик туннелирования на краю двумерной электронной системы в гетероструктурах $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ Рассмотрим схему образца с расщепленным затвором (затвор с щелью) рисунка 14. Прикладывая отрицательное напряжение на затвор, можно обеднять слой двумерных электронов под ним. Пусть образец помещен в магнитное поле B_{\perp} и находится в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Фактор заполнения под затвором $g = 1$, а в части мезы, не покрытой затвором, фактор заполнения $\nu = 2$. Эта конфигурация изображена на рисунке 14. Как описано во введении, на обоих плавных краях травленной мезы

есть полосы сжимаемой электронной жидкости, соответствующие загибающимся у края образца вверх уровням Ландау. На краю части мезы, не покрытой затвором, их две, под затвором только одна. Из рисунка 14 видно, что затвор перенаправляет одну полосу сжимаемой электронной жидкости с внутреннего края мезы на внешний. Более крупно область щели затвора и полосы сжимаемой электронной жидкости показаны в нижней части рисунка 14. На внешнем краю мезы в пределах щели затвора полосы с внутреннего и внешнего краев сближаются друг с другом, между ними через полосу несжимаемой электронной жидкости с локальным фактором заполнения $\nu_c = g$ может происходить туннелирование.

Разность электрохимических потенциалов $\Delta\mu$ между полосками, которые приходят в область щели затвора с разных краев двумерной электронной системы, прикладывается с помощью контактов, один из которых находится на внешнем краю, а другой - на внутреннем. Поскольку полосы в щели затвора сближаются, имея разные электрохимические потенциалы, между ними будет происходить уравнивание, и разность электрохимических потенциалов будет уменьшаться. Если щель затвора достаточно большая, то в области, где полосы расходятся на противоположном краю щели, их электрохимические потенциалы будут уравновешены. Если на длине щели равновесие установиться не успеет, то полосы покинут щель с разными электрохимическими потенциалами. Для изучения транспорта между полосками измеряются вольтамперные характеристики.

Схема измерений изображена на рисунке 16.

Измерения выполнялись на постоянном токе по четырехточечной и по двухточечной схемам. Рассмотрим для примера четырехточечную схему измерений, которая изображена в нижней части рисунка 16. Между двумя контактами (один с внешнего, другой - с внутреннего края мезы) через сопротивление $R = 87$ МОм задавался постоянный ток. Другая пара контактов использовалась для измерения напряжения с помощью электрометров. В принципе для измерения вольтамперной характеристики можно использовать схему с заданием напряжения и измерением тока. Этот способ изображен для случая двухточечных измерений в верхней части рисунка 16. На участках вольтамперных характеристик $V(I)$, имеющих маленький наклон, удобно задавать ток, если наклон наоборот, большой, удобно задавать напряжение. Для проверки того, что изучается именно транспорт между полосками сжимаемой электронной жидкости

на краю, и влиянием контактов на результат измерений можно пренебречь, они проводились как по двухточечной, так и по четырехточечной схемам, и были получены совпадающие результаты.

Типичная вольтамперная характеристика для факторов заполнения $g = 1$, $\nu = 2$ приведена на схематическом рисунке 17. Ее удобно описывать, используя понятие длины установления равновесия l_{eq} . Длину установления равновесия можно определить как такую минимальную длину щели затвора, при которой между двумя полосками, исходно имеющими разность электрохимических потенциалов $\Delta\mu$, успевает установиться равновесие. Рассмотрим рисунок 17 подробнее.

(1) Пунктирная линия изображает равновесную ВАХ, когда полоски, покидают щель затвора с равными электрохимическими потенциалами. Равновесный наклон можно рассчитать, пользуясь формулами Бюттикера-Ландауэра [66, 67]. Расчет для произвольных факторов заполнения g , ν приводится в приложении. Равновесная вольтамперная характеристика линейна, электрохимический потенциал, который перераспределяется между полосками на длине щели затвора, пропорционален заданному току.

(2) В случае, когда параметры потенциального барьера для туннелирования и длина щели затвора таковы, что равновесие между полосками на длине щели не успевает установиться, вольтамперная характеристика будет неравновесной. Для целочисленных факторов заполнения ее типичный вид изображен на рисунке 17 сплошной линией. Она сильно нелинейная и несимметричная. Чтобы понять, почему она имеет такой вид, нужно проследить, как эволюционирует потенциальный барьер, через который происходит туннелирование, при приложении напряжения между полосками.

Для этого обратимся к рисункам 18 и 19, на которых изображены полоски сжимаемой электронной жидкости на плавном краю образца в случае конфигурации $\nu = 2$, $g = 1$, когда между ними приложено напряжение V . Конкретно, к полоске сжимаемой электронной жидкости, которая находится ближе к внешнему краю образца (левая сторона рисунков), прикладывается напряжение V относительно второй полоски, которая пришла с внутреннего края (правая сторона рисунков). Напряжение V меняет форму потенциального барьера между полосками, который образован загнутыми вверх у края уровнями. Рассмотрим два случая:

(а) При $V > 0$ внешняя полоска опускается по энергии вниз относительно

внутренней, потенциальный барьер уменьшается. При условии $V > V_T$, где V_T -некоторое пороговое значение напряжения, уровни становятся плоскими, потенциальный барьер исчезает (рисунок 18). Тогда длина установления равновесия l_{eq} резко уменьшается. На вольтамперной характеристике появляется излом. Если длина установления равновесия l_{eq} становится меньше длины щели затвора, наклон становится равновесным.

(б) При $V < 0$ внешняя полоска поднимается по энергии вверх относительно внутренней (рисунок 19). Потенциальный барьер не исчезает ни при каком значении $V < 0$. Длина установления равновесия l_{eq} и неравновесный наклон вольтамперной характеристики меняются плавно, изломов нет.

Итак, отклонение наклона вольтамперных характеристик от равновесного при данной ширине щели затвора определяется длиной установления равновесия l_{eq} . Если между соседними полосками в области образца до их попадания в щель затвора задано напряжение V , то в сильно неравновесном случае $l \ll l_{eq}$, где l - ширина щели затвора, разность электрохимических потенциалов между полосками на длине l почти не меняется. Тогда доля носителей заряда, которые перетекают между полосками сжимаемой электронной жидкости в области щели затвора в единицу времени, равна

$$l/l_{eq} = R_{eq}/R$$

Здесь $R_{eq} = dV/dI_{eq}$ - наклон равновесной вольтамперной характеристики, а $R = dV/dI$ - неравновесной. Ток dI_{eq} соответствует перераспределению заряда между полосками сжимаемой электронной жидкости при изменении напряжения между ними на величину dV , когда вольтамперная характеристика равновесная.

Сравнивая измеренный неравновесный наклон вольтамперной характеристики с равновесным, известным из расчета по формулам Бюттикера, который приведен в приложении, можно найти длину установления равновесия l_{eq} . Вероятность туннелирования на единице длины щели есть l_{eq}^{-1} . С другой стороны она пропорциональна произведению одночастичной проницаемости туннельного барьера на туннельную [73] плотность состояний D_{tun} . Зная одночастичную проницаемость туннельного барьера и измерив неравновесную вольтамперную характеристику, можно найти туннельную плотность состояний D_{tun} .

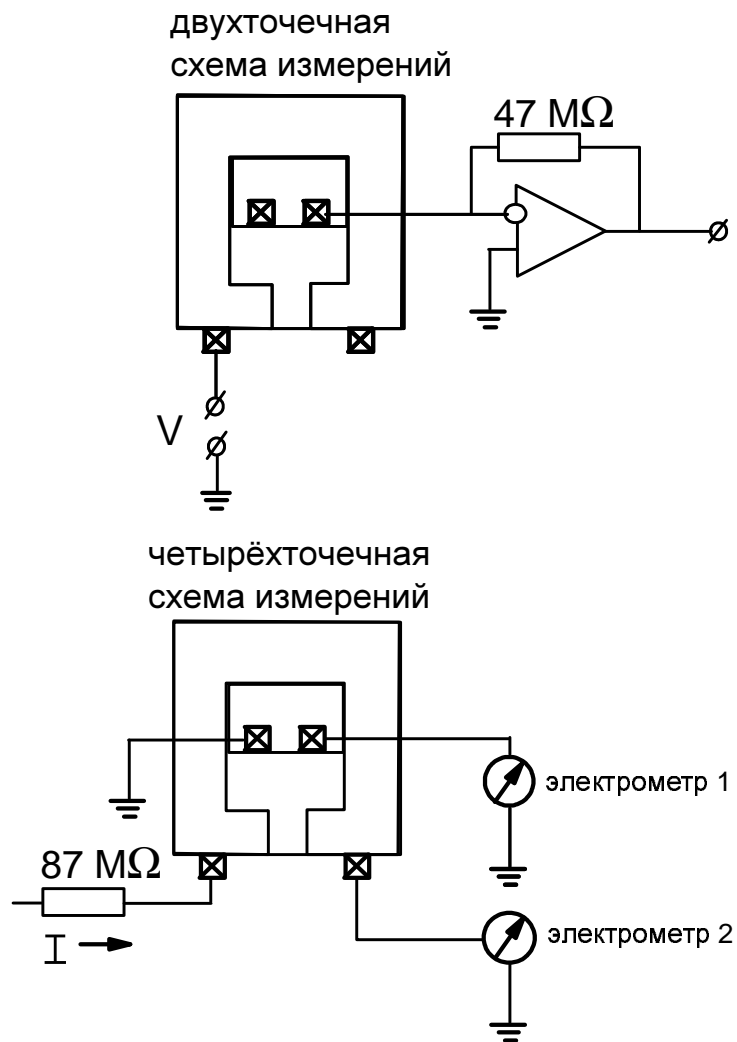


Рис. 16: Схема измерений вольтамперных характеристик туннелирования между полосками сжимаемой электронной жидкости с задачей напряжения (по двухточечному методу, сверху) и с задачей тока (по четырехточечному методу, внизу).

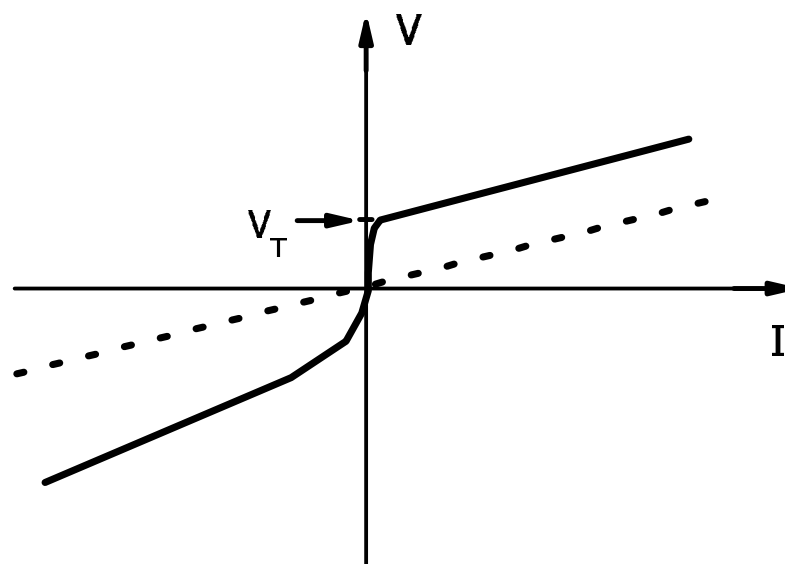


Рис. 17: Схематический рисунок вольтамперной характеристики, наблюдаемой в случае целочисленных факторов заполнения под затвором g и в части мезы, не покрытой затвором, ν . Пунктирная прямая - равновесный наклон, наблюдаемый в случае, когда длина щели затвора больше длины установления равновесия, и полосы сжимаемой электронной жидкости, выведенные из равновесия на одном краю щели затвора, покидают щель затвора на противоположном краю с равными электрохимическими потенциалами. V_T - пороговое напряжение, при котором на вольтамперной характеристике появляется довольно резкий излом (см. в тексте).

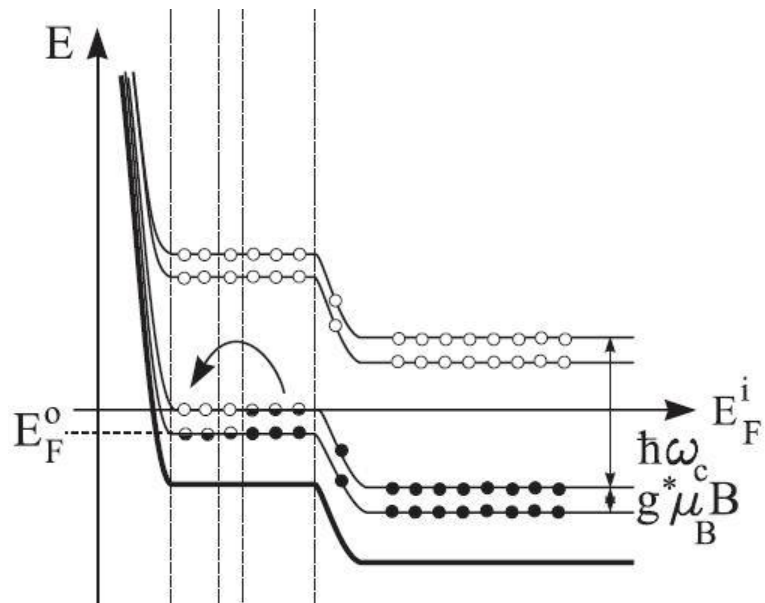


Рис. 18: Уплотнение уровней Ландау на плавном краю образца в случае, когда к крайней полосе сжимаемой электронной жидкости приложено напряжение $V = V_T > 0$ относительно соседней полосы сжимаемой электронной жидкости.

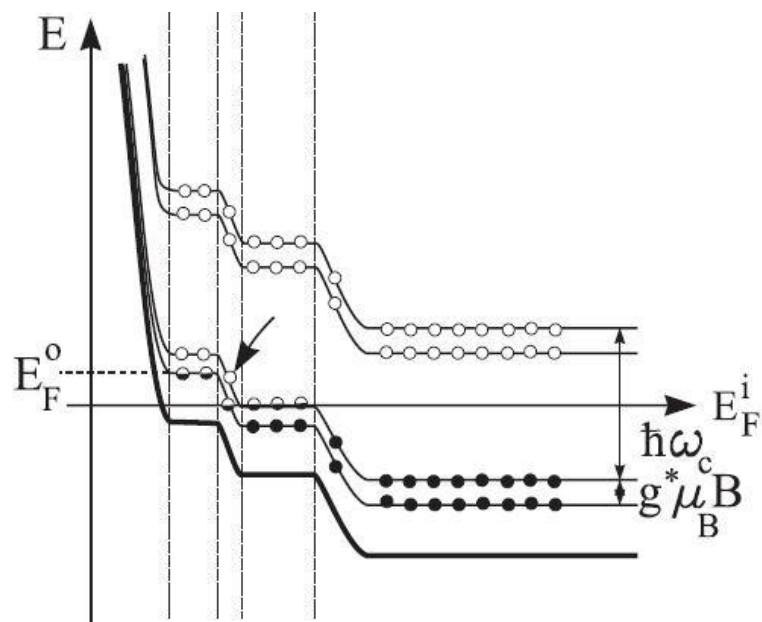


Рис. 19: Загибание уровней Ландау вверх по энергии на плавном краю образца в случае, когда к крайней полосе сжимаемой электронной жидкости приложено напряжение $V < 0$ относительно соседней полосы сжимаемой электронной жидкости.

Температурная зависимость сопротивления спин-поляризованной 2D электронной системы в кремнии (100)

В этой главе рассказывается об исследовании влияния магнитного поля на температурную зависимость сопротивления двумерной электронной системы кремниевого полевого транзистора с ориентацией поверхности (100).

экспериментальные результаты

Измерения проводились на двух образцах. Исследованные образцы имели близкие характеристики, тем не менее не все их экспериментально измеренные свойства совпадали даже на качественном уровне. Зависимости проводимости, подвижности и транспортного времени релаксации при $T = 30$ мК от концентрации показаны на рисунках 20. Треугольниками изображены данные в $B_{||} = 0$, а кругами - в $B_{||} = 9.5T$ (рис. 20 А, первый образец), и в $B_{||} = 14T$ (рис. 20 Б, второй образец).

В обоих образцах в магнитном поле проводимость падает в $\lesssim 4$ раза по сравнению со случаем $B_{||} = 0$. Оба образца имеют близкие подвижности. В нулевом магнитном поле максимальные подвижности $\mu \sim 25000$ см²/Вс (в образце рисунка 20,Б подвижность немного ниже, чем в образце на рисунке 20,А). В обоих образцах с уменьшением концентрации электронов n_s подвижность $\mu = e\tau_{tr}/m_e^*$ падает. Это падение может быть вызвано двумя причинами: 1) Уменьшением транспортного времени рассеяния;

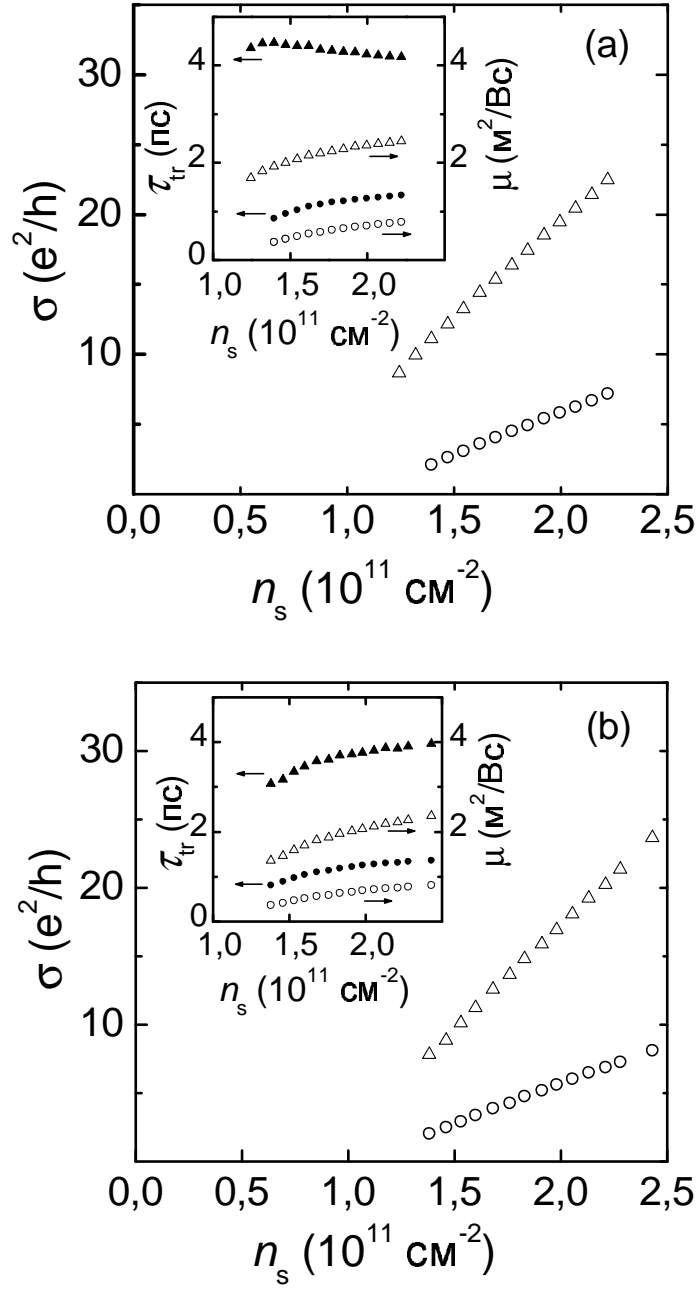


Рис. 20: Зависимость проводимости, подвижности и транспортного времени релаксации τ_{tr} от электронной концентрации в кремниевых МОП-транзисторах (100) для двух немного отличающихся образцов (рисунки А и Б). Треугольниками обозначены данные в $B = 0$, а кругами данные в $B_{||} = 9.5T$ (рис. А, первый образец) и в $B_{||} = 14T$ (рис. Б, второй образец).

2) Ростом эффективной массы электронов $m_e^* = p_F/(\partial E/\partial p)|_{p=p_F}$ с уменьшением концентрации за счет эффектов электрон-электронного взаимодействия.

Качественная разница между двумя образцами проявляется на зависимости транспортного времени релаксации от электронной концентрации.

В образце на рис. 20, А в магнитном поле $B_{||} = 0$, время τ_{tr} с уменьшением концентрации растет. В отсутствие эффектов взаимодействия это привело бы к росту подвижности, вместо падения, которое наблюдается в эксперименте. В магнитном поле $B_{||} \neq 0$ беспорядок оказывается сильнее. Это проявляется в том, что и время τ_{tr} , и подвижность μ с уменьшением концентрации падают.

В образце на рис. 20 Б и подвижность μ , и время τ_{tr} уменьшаются с уменьшением концентрации даже в случае $B_{||} = 0$. Это значит, что эффекты взаимодействия скрыты проявлениями эффектов беспорядка, которые в этом образце сильнее, чем в образце рисунка 20, А.

За исключением описанного выше различия, все остальные экспериментально изученные характеристики двух образцов были очень похожи.

Рассмотрим температурную зависимость проводимости. Типичная зависимость $\sigma(T)$ в нулевом магнитном поле изображена на рисунке 21. Она линейна до температуры $\sim 0.5K$, при более низких температурах есть отклонение от линейной зависимости. Диапазон температур $T = 0.5 \div 1.2K$ в наших образцах соответствует баллистическому режиму ($T\tau_{tr} \gtrsim 1$) [15], что будет подробнее рассмотрено в обсуждении результатов эксперимента. При этом условии поправка к проводимости $\delta\sigma(T)/\sigma(T=0) = -C(n)T/\epsilon_F$ [14] линейна по температуре.

Включение магнитного поля $B_{||}$, параллельного плоскости двумерного электронного слоя, приводит к двум следствиям:

(1) Происходит рост сопротивления двумерной электронной системы. После достижения поля $B_{||} = B_{sat}(n_s)$, зависящего от концентрации электронов в двумерном слое, сопротивление с дальнейшим ростом магнитного поля практически перестает меняться. Типичные кривые магнетосопротивления при $T = 1.2K$ показаны на рисунке 22. Кривой, на которой сопротивление насыщается в магнитном поле $B_{sat} \simeq 8T$, соответствует концентрация $1.46 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Второй кривой соответствует концентрация $2.13 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, сопротивление насыщается в поле $B_{sat} \simeq 11.5T$. На рисунке места, в которых происходит насыщение, отмечены стрелками. Нужно

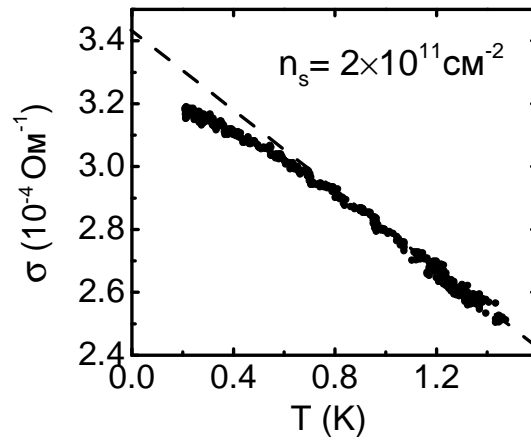


Рис. 21: Характерная экспериментальная температурная зависимость проводимости кремниевого МОП-транзистора (100).

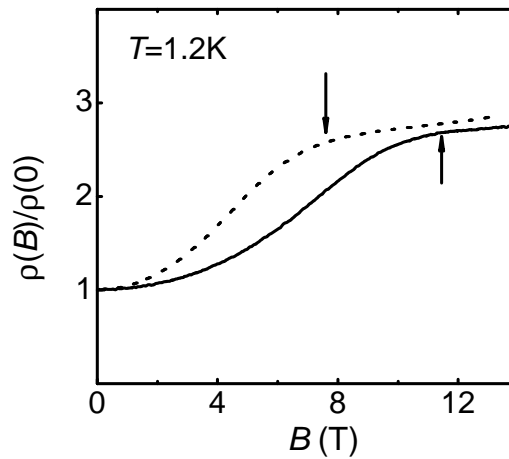


Рис. 22: Нормированное магнетосопротивление кремниевого МОП-транзистора (100) при $T = 1.2 \text{ K}$ для двух электронных концентраций $n_s = 1.46 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и $n_s = 2.13 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Стрелками отмечены магнитные поля, в которых достигается полная спиновая поляризация.

отметить, что $T = 1.2K$ это самая высокая температура, использовавшаяся в наших экспериментах. Из рисунка 22 следует, что даже при этой высокой температуре достигается насыщение магнетосопротивления.

(2) Уменьшается наклон линейного участка температурной зависимости $\sigma(T)$. Это показано на рисунке 23, где приведены зависимости $\sigma(T)$, нормированные на значение $\sigma(T = 0)$, полученное линейной экстраполяцией до $T=0$ для двух магнитных полей $B_{||} = 0$ и $B_{||} = 9.5T$. Зависимости соответствуют двум близким концентрациям электронов $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (в $B_{||} = 0$) и $n_s = 1.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (в $B_{||} = 9.5T$). В поле 9.5 Т при выбранной концентрации магнетосопротивление насыщается, т.е. достигается полная поляризация по спину $\xi = 1$. Нормировка на $\sigma(T = 0)$ нужна для того, чтобы можно было сравнивать температурные зависимости при разных значениях τ_{tr} , поскольку в наших условиях увеличение магнитного поля приводит к уменьшению τ_{tr} . Указанное уменьшение нормированного наклона происходит примерно в 2 раза по сравнению со случаем $B = 0$.

Чтобы исследовать влияние магнитного поля $B_{||}$ на температурную зависимость сопротивления в широком диапазоне полей, при разных температурах для фиксированной электронной концентрации n_s записывались кривые магнетосопротивления $R(B)$. Таким образом можно было получить информацию о температурной зависимости в любом магнитном поле от $B_{||} = 0$ до полей $B_{||} > B_{sat}$, где магнетосопротивление насыщалось. Кривые магнетосопротивления при разных температурах $T = 0.5 \text{ К}$ (сплошная кривая), 0.8 К (пунктирная кривая), 1.2 К (кривая из точек) для концентрации $n_s \simeq 1.38 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, измеренные на образце рисунка 20, Б показаны на рисунке 24.

На этом рисунке хорошо виден основной экспериментальный результат этих измерений: температурная зависимость магнетосопротивления почти полностью подавляется в магнитном поле, близком к полю насыщения магнетосопротивления B_{sat} , однако вновь появляется в полях $B \gtrsim B_{sat}$. Почти полное исчезновение температурной зависимости магнетосопротивления при $B \lesssim B_{sat}$ происходит при всех концентрациях электронов, где проводились измерения. Для сравнения на вставке к этому рисунку при тех же температурах показана область вблизи поля B_{sat} для концентрации $n_s = 2.28 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Из рисунка 24 видно также, что в нулевом магнитном поле температурная

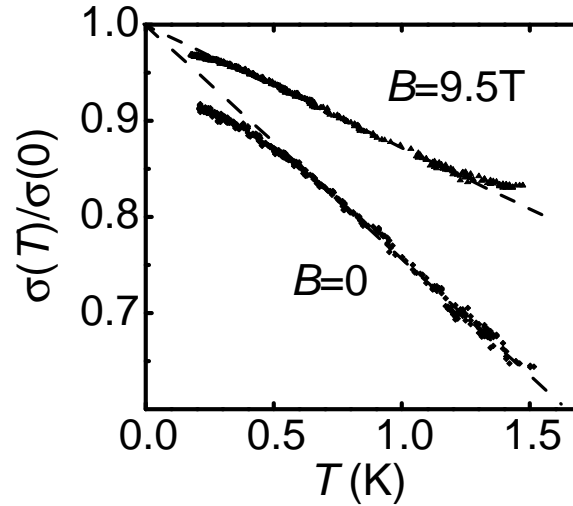


Рис. 23: Нормированная температурная зависимость проводимости кремниевого МОП-транзистора (100) для двух близких электронных концентраций $n_s = 1.7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($B=0$) и $n_s = 1.85 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($B_{||} = 9.5T$).

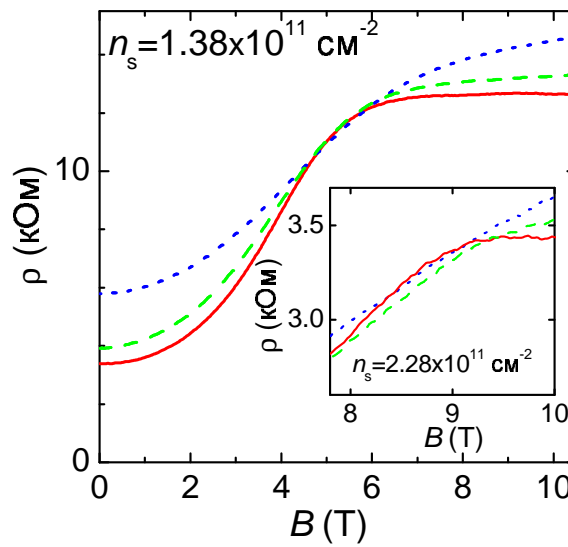


Рис. 24: Температурная зависимость сопротивления кремниевого МОП-транзистора (100) в широком интервале магнитных полей $B_{||}$. Температуры для трех экспериментальных кривых сверху вниз $T = 1.2K, 0.8K, 0.5K$. На вставке показана область вблизи поля полной спиновой поляризации для другой концентрации электронов при тех же температурах.

зависимость сопротивления является металлической ($d\rho/dT > 0$). В полях $B_{\parallel} > B_{sat}$ зависимость знака не меняет, но становится слабее (ее наклон уменьшается) в ~ 2 раза. Таким образом, наклон температурной зависимости является немонотонной функцией поля B_{\parallel} , но характер зависимости $d\rho/dT > 0$ не меняется.

обсуждение экспериментальных результатов

Вид температурной зависимости проводимости зависит от величины параметра ($T\tau_{tr}$) [15]. Логарифмическая зависимость от температуры из-за поправки к проводимости за счет взаимодействия электронов (Альтшулера-Аронова) существует при условии $\tau_{tr} \ll \tau_{\phi}$, где τ_{ϕ} есть время сбоя фазы двух интерферирующих электронов. При низкой температуре и в случае отсутствия магнитных примесей за сбой фазы интерферирующего электрона ответственно электрон-электронное рассеяние [74]. В двумерном случае электрон-электронное рассеяние приводит к $\tau_{\phi} \propto \frac{1}{T}$. Тогда условие существования логарифмической поправки становится $k_B T \ll \hbar/\tau_{tr}$. Как видно из рис. 20 в нашем случае $\tau_{tr} \simeq 4$ пс. Это соответствует величине $\hbar/\tau_{tr} \simeq 1.5K$. Значит в нашем диапазоне температур $T = 0.5 \div 1.2K$ условие $k_B T \ll \hbar/\tau_{tr}$ не выполняется, температура оказывается того же порядка, что и величина \hbar/τ_{tr} . Условие $k_B T \gtrsim \hbar/\tau_{tr}$ соответствует наличию линейной, а не логарифмической, поправки по температуре. Отклонения $\sigma(T)$ от линейной зависимости, которые видны на рис. 21 и 23 при самых низких температурах $T \lesssim 0.5K$, могут быть связаны с начинающимся проявлением логарифмической поправки [75]. Ниже рассматриваем диапазон температур $T = 0.5 \div 1.2K$, где поправка линейна, а температурная зависимость сопротивления - металлическая $d\rho/dT > 0$.

Перейдем к объяснению исчезновения температурной зависимости сопротивления около поля насыщения магнетосопротивления B_{sat} . Зависимость $\sigma(T)$ пропадала в некотором поле $B \lesssim B_{sat}$ в обоих исследованных образцах: и на том образце, где были явно видны эффекты взаимодействия в $B = 0$, то есть рост эффективной массы электронов m_e^* с уменьшением концентрации, (образец на рис. 20, А), и на том образце, где во всех магнитных полях эффекты беспорядка преобладали над эффектами взаимодействия (образец на рис. 20, Б). Нелинейное изменение температурной зависимости сопротивления с B_{\parallel} находит качественное объяснение уже в модели зависящего от температуры экранирования потенциала заряженных примесей

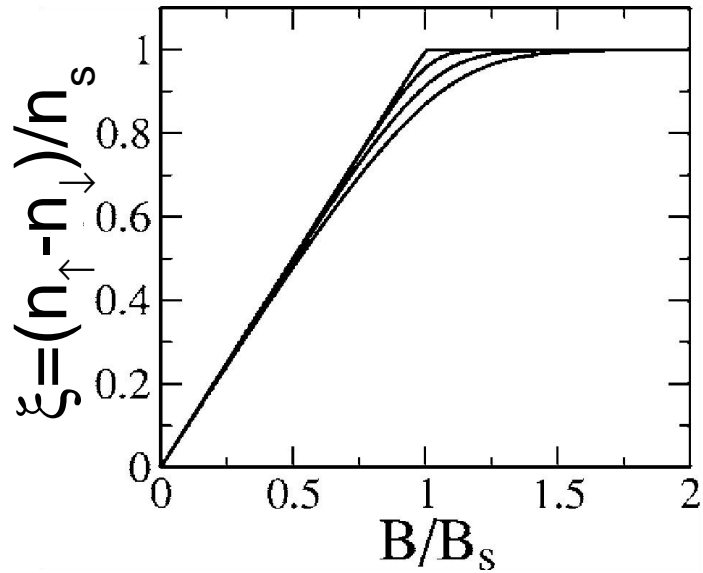


Рис. 25: Теоретическая зависимость степени спиновой поляризации двумерной электронной системы ξ кремниевого МОП-транзистора (100) от магнитного поля B_{\parallel} при разных температурах $T = 0, 1, 2, 3K$ для $n_s = 1.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (рисунок взят из работы [76]).

[14, 76]. Это объяснение приводится ниже.

В случае $B_{\parallel} \neq 0$ зависимость $\sigma(T)$ определяется двумя вкладами:

(1) Линейная температурная зависимость проводимости, связанная с особенностью в экранировании при $q = 2k_F$. В $B_{\parallel} = 0$ в баллистическом режиме ($T\tau_{tr}) \gtrsim 1$ она объясняется одинаково хорошо как теорией зависящего от температуры экранирования примесного потенциала [14], так и теорией, учитывающей когерентное рассеяние электронов на Фриделевских осцилляциях [15]. Она приводит к металлическому вкладу в температурную зависимость $\delta\sigma^{(1)}/\delta T < 0$.

(2) Вклад, связанный с зависимостью степени спиновой поляризации ξ от температуры. Вблизи поля полной спиновой поляризации (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 - полное число электронов в двумерном слое, ϵ_F^0 - фермиевская энергия в нулевом магнитном поле. Зависимость от температуры появляется из-за теплового размывания верхних краев фермиевских распределений обеих спиновых подзон. Теоретически рассчитанные

значения ξ при разных температурах приведены как функции магнитного поля на рисунке 3 из работы Дас Сармы [76]. Для наглядности этот рисунок из [76] приведен здесь (рис.25). С ростом температуры ξ уменьшается. Это приводит к падению сопротивления, которое монотонно растет с ξ . Появляется диэлектрический вклад в температурную зависимость $\delta\sigma^{(2)}/\delta T > 0$.

Оба вклада $\delta\sigma^{(1)}(T)$ и $\delta\sigma^{(2)}(T)$ имеют противоположные знаки, поэтому зависимость $\sigma(T)$ ослабляется при приближении к полю B_{sat} . При подходящих условиях она может и исчезнуть. Это есть качественное объяснение изменения температурной зависимости магнетосопротивления, которая изображена на рисунке 24.

В полях $B_{||} > B_{sat}$ температура дает все меньший вклад в отклонение ξ от единицы, и "металлическая" зависимость $\sigma(T)$ становится сильнее. В больших полях ξ практически не зависит от температуры. Остается только металлический вклад $\delta\sigma^{(1)}(T)$. Таким образом, с ростом поля $B_{||}$ температурная зависимость $\delta\sigma(T)$ уменьшается почти до нуля, но снова появляется в больших магнитных полях, оставаясь металлической.

Исследование температурной зависимости проводимости в магнитном поле $B_{||} \neq 0$ позволяет провести более детальное сравнение эксперимента с результатами двух моделей [14] и [15].

В модели [14] величина нормированного наклона температурной зависимости проводимости $A = \delta\sigma(T)/T\sigma(T=0) \sim k_B/\epsilon_F$ в поле $B_{||} > B_{sat}$ уменьшается в 2 раза потому, что $\epsilon_F(\xi=1) = 2\epsilon_F^0$. Это в свою очередь происходит потому, что все электроны из одной спиновой подзоны переходят во вторую.

Теория когерентного рассеяния на Фриделевских осцилляциях [15] предсказывает, что отношение $A(B > B_{sat})/A(B=0)$ зависит от параметров взаимодействия ферми-жидкости Ландау, и равно $(1 + 4F_0^a)/(1 + \alpha F_0^a)$, где коэффициент α зависит от соотношения между температурой T и долинным расщеплением Δ_v ($\alpha = 8$ для $T < \Delta_v$, $\alpha = 16$ для $T > \Delta_v$). В нашем диапазоне температур $T \lesssim 1.2K$ $\alpha = 8$. Величина параметра F_0^a была получена из экспериментальных данных для слабых магнитных полей в работах разных авторов [11, 77, 78]. В принципе, F_0^a может зависеть от степени спиновой поляризации, на что указано в [79].

При рассмотрении транспорта в магнитном поле $B_{||} \neq 0$ модель [15] имеет по сравнению с моделью [14] один недостаток. Она рассматривает рассеяние на Фриделевских осцилляциях, заменяя экранированный кулоновский потенциал

заряженной примеси точечным потенциалом. Поэтому она не учитывает ухудшение экранирования в магнитном поле $B_{||}$ и связанное с ним уменьшение времени рассеяния τ_{tr} . Напротив, модель [14] рассматривает рассеяние электронов на экранированном кулоновском потенциале заряженных примесей, поэтому она учитывает уменьшение τ_{tr} с ростом магнитного поля. Указанная разница между моделями [14] и [15] приводит к необходимости использовать отношение нормированных наклонов $A(B)/A(0)$, а не просто отношение наклонов $(d\sigma(B)/dT)/(d\sigma(0)/dT)$, чтобы сравнивать предсказания обеих моделей и результаты эксперимента.

Чтобы экспериментально проверить выполнение предсказаний теорий [14] и [15], была построена зависимость отношений нормированных наклонов температурных зависимостей от концентрации. Она изображена квадратами на рисунке 26.

Отношение $A(B > B_{sat})/A(B = 0)$ в самых малых концентрациях равно примерно 0.5 и слабо возрастает с ростом n_s . Значение 0.5 для отношения нормированных наклонов предсказано теорией зависящего от температуры экранирования [14], которое на рисунке 26 изображено сплошной линией. Остальные линии изображают предсказания теории когерентного рассеяния на Фриделевских осцилляциях [15] с учетом значений F_0^a , полученных из экспериментальных данных в работах [11, 77, 78]. Разные значения F_0^a , полученные в этих работах, дают отношение наклонов, которое меняется от значений близких к 0.5 (Пудалов) до отрицательных (Гольд). Ясно, что с ростом абсолютной величины $|F_0^a|$ отношение наклонов $(1 + 4F_0^a)/(1 + 8F_0^a)$ будет приближаться к 0.5, и все более хорошо описывать экспериментальные данные. Однако такой рост означает перенормировку g -фактора электрона в соответствии с формулой $g = g_b/(1 + F_0^a)$, где g_b - значение g -фактора без учета межэлектронного взаимодействия. Исходя из экспериментальных результатов в кремниевых МОП-транзисторах значение g -фактора всегда близко к g -фактору свободного электрона, равному двойке, сильной перенормировки нет (см., например, [11], где было получено значение $g \approx 2.6$, которое почти не зависит от концентрации электронов вплоть до $n_s \simeq 1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Таким образом, экспериментально найденное отношение наклонов $A(B_{sat})/A(0)$, лучше описывается моделью [14].

Температурная зависимость сопротивления в магнитном поле, поляризуемом двумерную электронную систему по спину, исследовалась также в работах других авторов. В работах Виткалова [80, 81] измерения температурной зависимости были

проведены в фиксированном магнитном поле $B_1 \simeq 10.5$ Тесла, параллельном плоскости двумерной электронной системы.

В [80] в указанном магнитном поле была обнаружена слабая температурная зависимость сопротивления, которая при увеличении концентрации от $n_s^{(1)} = 2.06 \times 10^{11}$ см⁻² до $n_s^{(2)} = 3.45 \times 10^{11}$ см⁻² сначала была слабой металлической $\partial\rho/\partial T > 0$, потом практически исчезала (и даже становилась слабой диэлектрической) и наконец снова возвращалась к $\partial\rho/\partial T > 0$. Это поведение находится в согласии с данными рисунка 24. Очевидно, при концентрации $n_s^{(1)}$ система полностью поляризована по спину и находится в магнитном поле $B_1 > B_{sat}$. В этой области температурная зависимость металлическая и соответствует полностью поляризованной по спину двумерной электронной системе. С ростом концентрации достигалось состояние с $B_1 \lesssim B_{sat}$ описанное ранее, в котором температурная зависимость сильно ослабляется. С дальнейшим ростом концентрации снова появляется металлическая температурная зависимость, поскольку система начинает приближаться к спин-неполяризованному состоянию.

В работе [81] анализировалось отношение ненормированных наклонов $(d\sigma(B_1)/dT)/(d\sigma(0)/dT)$ для фиксированного магнитного поля B_1 . Было показано, что это отношение не превосходит 0.1 во всем диапазоне изучаемых концентраций. Такой анализ фактически не позволяет сравнивать результаты эксперимента с предсказаниями модели [14]. Действительно, как видно из рисунка 24, степень спиновой поляризации довольно сильно зависит от температуры. Измеряя температурную зависимость сопротивления в фиксированном магнитном поле B_1 нельзя сказать, достигается ли в этом поле полная спиновая поляризация системы в выбранном интервале температур, или нет. Поэтому температурную зависимость нужно измерять в широком диапазоне магнитных полей, как на рисунке 24. Что касается возможности сравнения эксперимента [74] с предсказаниями модели [15], то, как было показано выше, нужно использовать не отношение наклонов $(d\sigma(B_1)/dT)/(d\sigma(0)/dT)$, а отношение нормированных наклонов $A(B > B_{sat})/A(B = 0)$.

В более поздней работе [82], отношение наклонов $A(B)/A(B = 0)$ сравнивалось в нулевом магнитном поле и в фиксированном магнитном поле $B_{||} = 14.2$ Тесла. Найденное экспериментально отношение нормированных наклонов температурных зависимостей оказалось в ≈ 3 раза меньше, чем предсказываемое теорией [14]. В

работе [82] авторы делали измерения при более высоких температурах $T \sim 1K \div 4K$. Используемое в работе [82] условие достижения полной спиновой поляризации $g\mu_B B_{||} = 2E_F^0$ соответствует низкотемпературному пределу. При высоких температурах полная спиновая поляризация не достигается, что не дает возможности сравнивать результаты эксперимента [82] с теорией [14]. Сделанное в работе [82] утверждение, что в магнитном поле B_{sat} в наших образцах в интервале температур $T = 0.5K \div 1.2K$ режим перестает быть баллистическим, некорректно, поскольку температурная зависимость проводимости остается линейной, что видно из рисунка 23.

Итак, экспериментально найденная нами величина отношения нормированных наклонов температурных зависимостей проводимости в нулевом магнитном поле и в поле $B > B_{sat}$ соответствует результатам [14]. Кроме того, предсказания этой теории подтверждаются нашими данными отношения сопротивлений в нулевом магнитном поле и в поле B_{sat} . Зависимость отношения $\rho(B_{sat})/\rho(0)$ от электронной концентрации приведена на рисунке 27. В соответствии с расчетом для бесконечно тонкого двумерного слоя [14] $\rho(B_{sat})/\rho(0) \leq 4$, причем точное равенство достигается в пределе малых электронных концентраций, когда параметр экранирования $q_s \gg 2k_F$. Исходя из данных рисунка 27, отношение $\rho(B_{sat})/\rho(0)$ действительно близко к четверке в самых малых концентрациях n_s и постепенно уменьшается с ростом n_s .

Вывод, что теория экранирования [14], зависящего от температуры, адекватно описывает экспериментальные данные, подтверждается также в работе [83], где была исследована немонотонная зависимость $\rho_{xy}(T)$ холловского коэффициента в слабом магнитном поле от температуры.

Кратко перечислю основные результаты этой главы:

(1) Обнаружено немонотонное изменение наклона температурной зависимости $\sigma(T)$ с ростом магнитного поля $B_{||}$, параллельного плоскости двумерных электронов в Si-МОП транзисторе с ориентацией поверхности (100).

(2) Это поведение находит объяснение в рамках теории экранирования потенциала заряженных примесей, зависящего от температуры [14]. Описание соответствующих результатов с помощью модели [15] требует введения дополнительных предположений, изначально в теорию не заложенных.

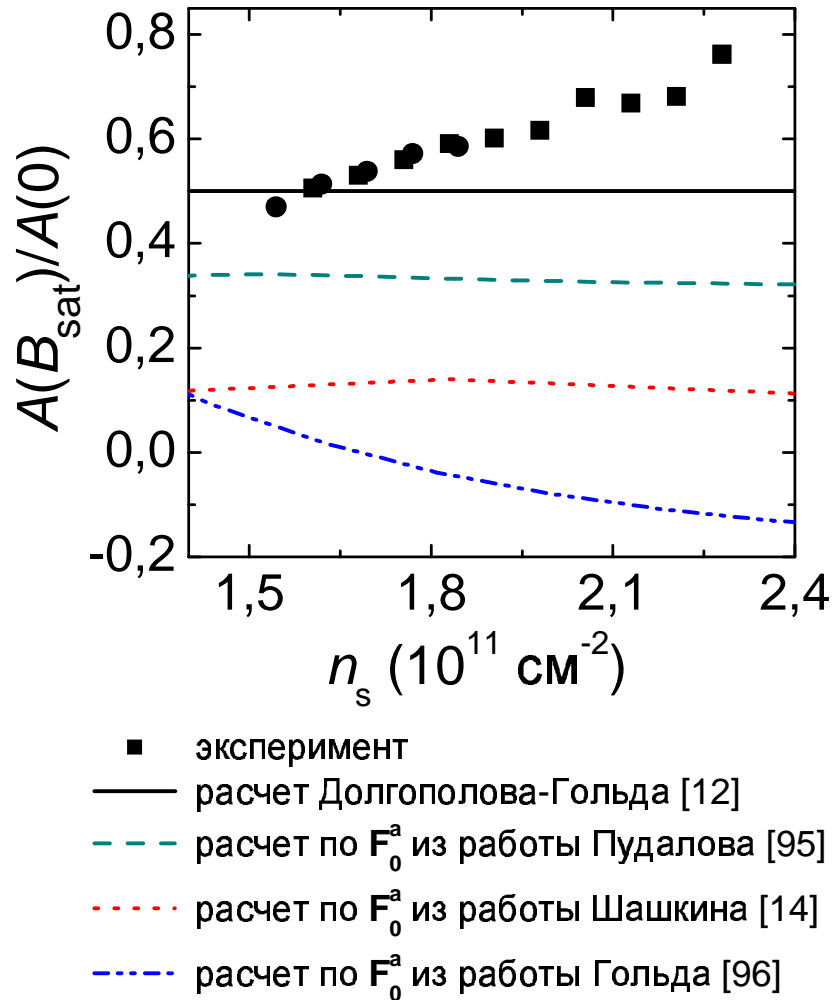


Рис. 26: Отношения нормированных наклонов температурной зависимости проводимости кремниевых МОП-транзисторов (100) в $B = 0$ и в магнитном поле полной спиновой поляризации $B_{||} = B_{sat}$ (символы) и теоретические предсказания для этих отношений (линии).

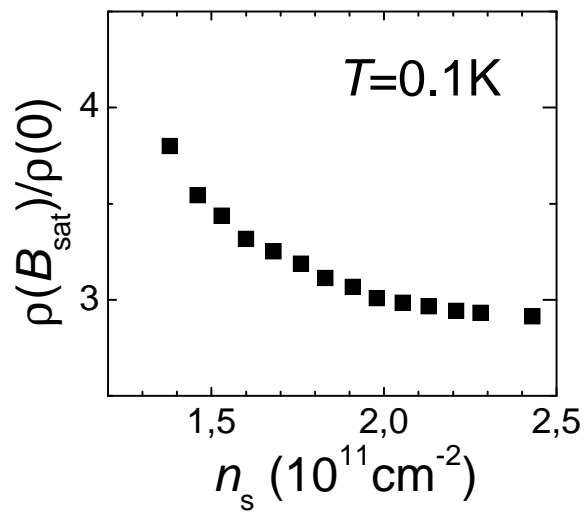


Рис. 27: Отношение сопротивлений $\rho(B_{sat})/\rho(0)$ как функция электронной концентрации при низкой температуре $T = 100$ мК в кремниевом МОП-транзисторе (100).

Зависимость эффективной массы от электронной плотности двумерной электронной системы в кремнии (111)

В этой главе приведены результаты экспериментального исследования двумерной электронной системы кремниевого полевого транзистора с ориентацией поверхности (111) в слабых квантующих магнитных полях B_{\perp} , перпендикулярных интерфейсу. В принципе, первые исследования таких систем были проведены достаточно давно [71, 72, 84, 85]. Но до сих пор не было сделано измерений при относительно малых электронных концентрациях, где можно ожидать проявления эффектов электрон-электронного взаимодействия. Например, в [72] минимальная концентрация, которая достигалась, была $\simeq 1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Наши измерения выполнены при концентрациях вплоть до $\simeq 3.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Благодаря этому достигнута область, где эффекты электрон-электронного взаимодействия проявляются сильно.

экспериментальные результаты

Зависимость подвижности от концентрации электронов в двумерном слое МОП-транзистора Si(111) приведена на рисунке 28 при двух температурах 30 мК и 1.3 К. Максимальная подвижность $\mu_{max} \sim 2500 \text{ см}^2/\text{Вс}$ на порядок ниже, чем в транзисторах с ориентацией поверхности (100). Уменьшение подвижности по сравнению с кремниевыми МОП-транзисторами (100) обусловлено как увеличением массы электронов при смене ориентации поверхности, так и увеличением беспорядка. Видно, что подвижность слабо зависит от температуры. В отличие от случая,

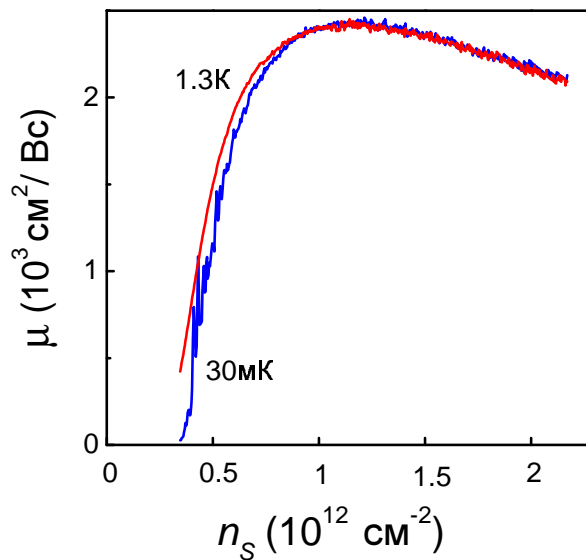


Рис. 28: Зависимость подвижности в кремниевом МОП-транзисторе (111) от электронной концентрации для двух разных температур: $T=30$ мК и $T=1.3$ К.

когда поверхность МОП-транзистора имеет ориентацию (100), рассмотренного в предыдущей главе, в этих образцах зависимость сопротивления от температуры носит диэлектрический характер $d\rho/dT < 0$.

Кривая подвижности имеет характерную форму (см. [1]). Подвижность растет с ростом n_s при малых концентрациях, что обычно связывают с улучшением экранирования потенциала заряженных примесей, располагающихся на интерфейсе. При больших концентрациях подвижность начинает падать, что обусловлено увеличением рассеяния на неровностях интерфейса, когда толщина двумерного слоя уменьшается [1].

Рассмотрим зависимости сопротивления от слабого магнитного поля B_{\perp} . При рассмотрении квантовых эффектов слабыми квантующими полями мы будем считать те поля, в которых амплитуда осцилляций сопротивления много меньше сопротивления. Поскольку в кремнии (111) подвижность носителей тока относительно мала, область "слабых" полей соответствует значениям магнитного поля в интервале 1 - 4 Тесла.

В слабых магнитных полях B_{\perp} (в указанном выше смысле) продольное сопротивление двумерной электронной системы кремниевом МОП-транзистора с ориентацией поверхности (111) изображено на рисунке 29 для разных температур (сверху вниз $T = 0.03$ К, 0.12 К, 0.2 К, 0.3 К, 0.38 К, 0.47 К, 0.55 К, 0.62 К и 0.75 К)

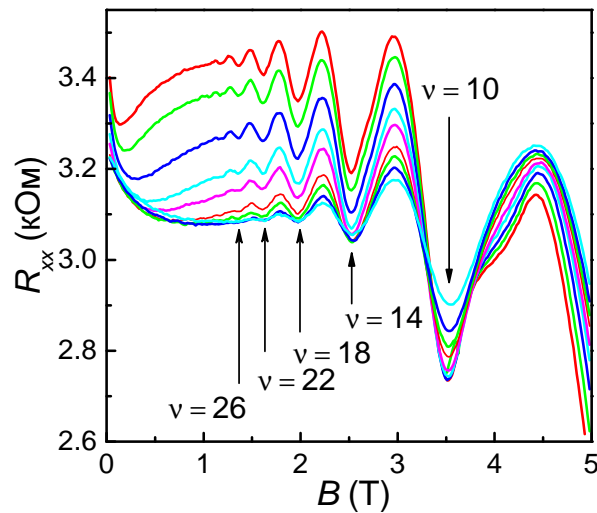


Рис. 29: Осцилляции Шубникова-де-Гааза в кремниевом МОП-транзисторе для фиксированной концентрации электронов $n_s = 8.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для разных температур: сверху вниз $T = 0.03 \text{ К}, 0.12 \text{ К}, 0.2 \text{ К}, 0.3 \text{ К}, 0.38 \text{ К}, 0.47 \text{ К}, 0.55 \text{ К}, 0.62 \text{ К}$ и 0.75 К . Видны спиновые щели, в самой правой части рисунка начинает проявляться циклотронная щель.

при концентрации $n_s = 8.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

В самых слабых полях B_{\perp} видно отрицательное магнетосопротивление, вызванное, вероятно, подавлением слабой локализации. Если временно не обращать внимания на Шубниковские осцилляции, то с дальнейшим ростом магнитного поля видно немонотонное магнетосопротивление, имеющее максимум. Этот максимум легче всего увидеть на верхней кривой, которая соответствует самой низкой температуре). На этой кривой после начального участка падения магнетосопротивления следует участок, где еще не начались Шубниковские осцилляции, но есть рост сопротивления с магнитным полем. Дальше сопротивление начинает убывать, что хорошо видно по понижению максимумов Шубниковских осцилляций уже начинающих проявляться в этих полях. Такое магнетосопротивление наблюдалось уже в первых экспериментах на Si(111) в 1970х годах [72]. Оно было изучено подробно в недавней работе [86] в разных двумерных электронных системах. Согласно некоторым теоретическим представлениям ([87]), оно связано с зависимостью амплитуды рассеяния электронов на Фриделевских осцилляциях от магнитного поля (из-за появления дополнительного сдвига фазы), что приводит к изменению поправки к сопротивлению двумерной электронной системы за

счет электрон-электронного взаимодействия.

На рисунке 29 видно, как начинают появляться осцилляции ШдГ. При низкой температуре осцилляции начинаются в магнитных полях $\gtrsim 1T$. В кремниевых транзисторах (100) Шубниковские осцилляции при низких температурах начинаются в полях $< 1 T$ [41]. Это говорит о более низкой подвижности двумерных электронов⁴ в случае ориентации поверхности (111).

В слабом магнитном поле форма осцилляций на рисунке 29 примерно синусоидальна. Чтобы узнать номера минимумов ШдГ осцилляций и определить зависимость концентрации от V_g , была построена веерная диаграмма. На рисунке 30 приведена веерная диаграмма, изображающая минимумы уже на плоскости (B_{\perp}, n_s) . На ней отдельные точки представляют минимумы, отмеченные на экспериментальных кривых с осцилляциями, а линии это их ожидаемые положения исходя из уравнения $n_s = \nu e B_{\perp} / h$. Каждая линия соответствует фиксированному фактору заполнения ν . На веерной диаграмме есть точки соответствующие щелям с $\nu = 6, 10, 14$ и т.д., а также щелям с $\nu = 4, 8, 12$ и т.д., которые начинают проявляться в больших магнитных полях, и соответствуют более слабым минимумам в продольном сопротивлении ρ_{xx} .

Первый экспериментальный факт, на который нужно обратить внимание, состоит в том, что фактор заполнения, соответствующий соседним минимумам, в слабых полях изменяется на $\Delta\nu = 4$. Это хорошо видно на рисунке 29, где видны минимумы, соответствующие факторам заполнения $\nu = 10, 14, 18, 22, 26$ (отмечены стрелками). $\Delta\nu = 4$ в слабом магнитном поле B_{\perp} с учетом двух возможных ориентаций спина дает число долин $g_v = 2$. Такое же значение долинного вырождения было получено для Si(111) уже в самых первых экспериментах [72]. Оно отличается от ожидаемого из теории $g_v = 6$. До сих пор не существует однозначного ответа о причине расхождения, хотя есть экспериментальные свидетельства в пользу существования долинного расщепления по энергии для ориентации поверхности кремния (111), см. недавние работы [88, 89]. Более подробно я буду обсуждать этот вопрос в следующей главе.

Возвращаясь к рисунку 29, факторы заполнения, соответствующие минимумам в продольном сопротивлении ρ_{xx} , которые хорошо видны в слабом магнитном поле

⁴Осцилляции проявляются при низких температурах, когда энергетические щели начинают превышать уширение уровней за счет беспорядка, то есть при условии $\omega_c \tau = B\mu \gtrsim 1$, τ - квантовое время рассеяния.

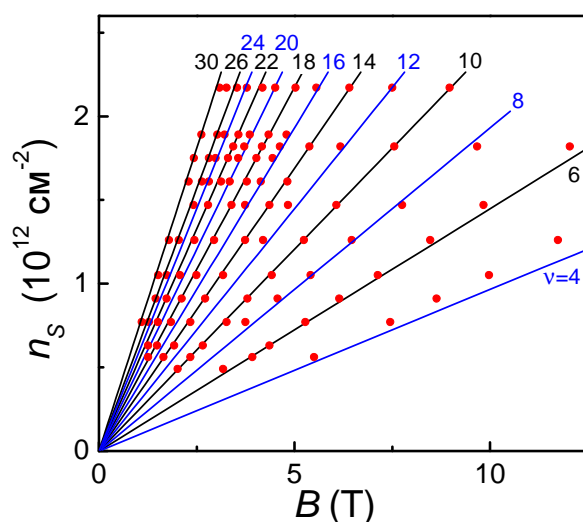


Рис. 30: Веерная диаграмма двумерной электронной системы кремниевого МОП-транзистора (111). Линии отмечают теоретические наклоны, соответствующие указанным на рисунке факторам заполнения ν , точки отмечают экспериментально определенные положения минимумов Шубниковских осцилляций. В малых электронных концентрациях и малых магнитных полях видны только минимумы, соответствующие спиновым щелям $\nu = 6, 10, 14$ и т.д.

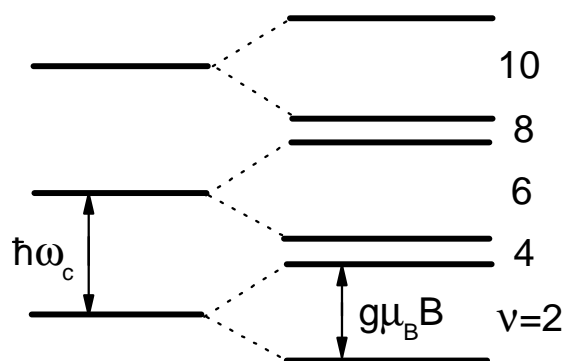


Рис. 31: Схематическое расположение уровней энергии, соответствующее веерной диаграмме рисунка 30. Уровни Ландау расщеплены по спину, причем $\Delta_s \approx \Delta_c$, так что минимумы, соответствующие циклотронным щелям, сильно подавлены по сравнению с минимумами, соответствующими спиновым щелям. Справа указаны соответствующие щелям факторы заполнения ν .

B_{\perp} , имеют вид $\nu = (4n + 2)$, n - целое число. Это второй экспериментальный факт, на который следует обратить внимание. Этот факт помогает установить, каким щелям, спиновым или циклотронным, соответствуют хорошо выраженные минимумы рисунка 29. Для этого обратимся к схематическому рисунку 31, изображающему уровни энергии в магнитном поле. Слева изображены уровни, не расщепленные по спину, они имеют четырехкратное вырождение (двукратное по спину и двукратное по долинному индексу). Справа изображены уровни с учетом спинового расщепления. Каждый из них имеет двукратное долинное вырождение. При такой конфигурации уровней в слабых магнитных полях должны быть видны щели, соответствующие факторам заполнения $\nu = 2, 6, 10$, а щели $\nu = 4, 8, 12$ и т.д. в системе с беспорядком сильно размыты и не видны. Таким образом, минимумы вида $(4n+2)$ соответствуют спиновым щелям.

Что касается циклотронных щелей, то они начинают проявляться при больших концентрациях электронов. Это видно на веерной диаграмме рисунка 31. Экспериментально, при самых больших концентрациях $n_s \simeq 2.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ минимумы, соответствующие циклотронным щелям, только начинали сравниваться с минимумами, соответствующим спиновым щелям (то есть достигался узел биений). Причина этого заключается в том, что отношение спиновой и циклотронной щелей для Si(111)

$$\Delta_s/\Delta_c = gm^*/2m_e$$

зависит от концентрации электронов n_s . Здесь g есть фактор Ланде электрона, m^* это эффективная масса электрона (равная как обычно величине $p_F/(\partial E/\partial p)_{p=p_F}$, которая всегда получается в транспортных измерениях). В малой концентрации n_s циклотронные щели не видны. Это означает, что $\Delta_c \sim \Delta_s$, как схематически изображено на рисунке 31. При большой концентрации эффекты электрон-электронного взаимодействия слабы, $m^* = 0.358m_e$ (см. таблицу в главе "Методика эксперимента"), а g -фактор Ланде в кремнии близок к двойке [11]. Таким образом, при большой концентрации n_s выполняется соотношение $\Delta_s < \Delta_c$ и циклотронные щели должны быть видны лучше спиновых. Как отмечено выше, экспериментально такой ситуации мы не достигали.

Похожее поведение щелей в малых концентрациях наблюдалось в [41] на Si(100). Такое поведение для наших образцов кремния (111) означает, что с уменьшением концентрации отношение Δ_s/Δ_c по сравнению со случаем невзаимодействующей двумерной электронной системы возрастает от значения 0.358 примерно в 3 раза, и

соотношение между щелями становится примерно таким, как изображено на рисунке 31.

Рост отношения спиновых и циклотронных щелей может быть связан с увеличением g -фактора, либо с увеличением эффективной массы электронов m^* , когда концентрация n_s уменьшается. По формуле Лифшица-Косевича (см. главу "Введение и обзор литературы") из температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ в слабых полях определялась эффективная масса электронов m^* . Для этого при фиксированной концентрации электронов записывались кривые $R(B_{\perp})$ для разных температур. Используя два соседних экстремума (максимумы или минимумы) определялась амплитуда осцилляции, после чего она нормировалась на среднее по осцилляции значение сопротивления. Температурная зависимость нормированных амплитуд A/A_0 для двух концентраций электронов $n_s = 5.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $n_s = 8.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ изображена на рисунке 32.

Чтобы проверить, что условия применимости формулы Лифшица-Косевича выполняются, значение массы при каждой концентрации определялось по нескольким номерам осцилляций (в разных магнитных полях). В частности, на рисунке для концентрации $n_s = 8.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ пустые круги соответствуют одной осцилляции в поле $B_{\perp} = 1.45T$, а кресты - в поле $B_{\perp} = 1.74T$, а для концентрации $n_s = 5.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ пустые квадраты соответствуют осцилляции в поле $B_{\perp} = 1.64T$, а точки - в поле $B_{\perp} = 1.44T$. Амплитуды осцилляций с одним и тем же номером но в разных магнитных полях, имеют одну и ту же величину при разных температурах. Для сравнения амплитуд осцилляций как функций температуры на одном графике нужно это учитывать, растягивая для одной из двух кривых ось температур с коэффициентом, равным отношению магнитных полей. Например, температуры для осцилляции в $B_{\perp} = 1.64T$ умножались на коэффициент $1.44/1.64$. Поскольку по разным номерам осцилляций получается одно и то же значение массы, это говорит о малости магнитных полей, и о выполнении условий применимости формулы Лифшица-Косевича.

Уже из рисунка 32 видно возрастание массы m^* с уменьшением концентрации n_s . Осцилляции для $n_s = 5.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в магнитном поле $B_{\perp} = 1.44T$ затухают с ростом температуры быстрее, чем для $n_s = 8.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в почти таком же магнитном поле $B_{\perp} = 1.45T$. Это говорит о большей массе.

На рис. 32 линии изображают результат подгонки экспериментальных точек по

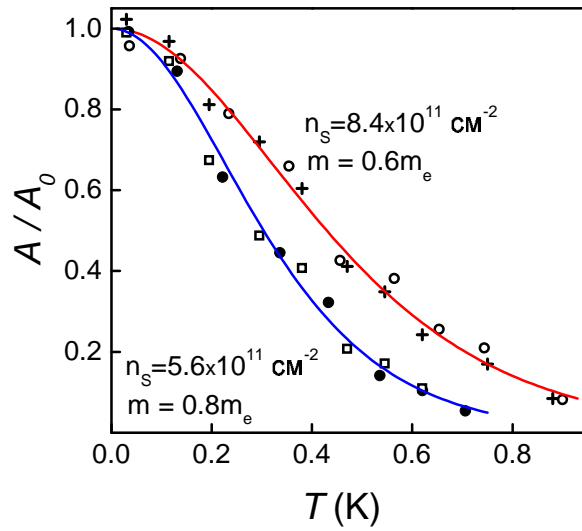


Рис. 32: Затухание с ростом температуры амплитуды Шубниковских осцилляций, нормированной на значение амплитуды в низкотемпературном пределе A_0 , для двух разных электронных концентраций. Для обеих концентраций были выбраны минимумы примерно в одном и том же магнитном поле $B \approx 1.45T$. В случае более низкой концентрации $n_s = 5.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ осцилляции затухают с ростом температуры быстрее, чем в случае более высокой концентрации $n_s = 8.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Сплошные линии изображают теоретическую зависимость Лифшица-Косевича с использованием значений массы, подписанных на рисунке.

формуле Лифшица-Косевича

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

где $A_0 = 4 \exp(-2\pi^2 k_B T_D / \hbar \omega_c)$, а $T_D = \hbar / 2\pi k_B \tau$ - температура Дингла.

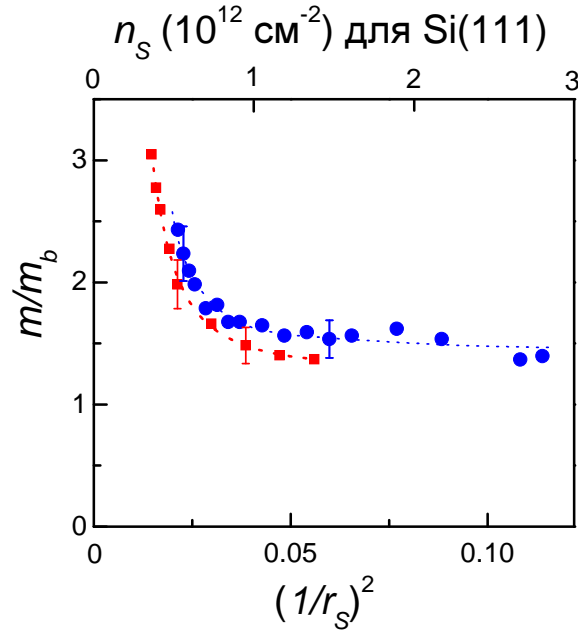


Рис. 33: Рост нормированной эффективной массы электронов в кремниевом МОП-транзисторе (111) в сравнении с ростом массы, обнаруженным ранее в кремниевых МОП-транзисторах (100). Приведенный радиус Вигнера-Зейтца r_s характеризует силу межэлектронного взаимодействия в разных двумерных электронных системах, $1/r_s^2 \propto n_s$.

Зависимость эффективной массы электронов в двумерном слое кремниевого МОП-транзистора (111), нормированной на значение $m_b = 0.358m_e$, определенная указанным способом, изображена круглыми точками на рисунке 33 как функция концентрации n_s (верхняя ось) и $1/r_s^2 \sim n_s$ (нижняя ось). На этом же рисунке для сравнения квадратами изображена аналогичная зависимость эффективной массы, нормированной на значение $m_b = 0.19m_e$, от $1/r_s^2$ для МОП-транзистора (100). В пределах экспериментальной точности нормированная масса как функция параметра r_s в кремнии (100) и кремнии (111) растет одинаково. Значения массы определены с точностью $\sim 10\%$, которая зависит от разброса точек на графике зависимости амплитуды Шубниковских осцилляций от температуры. Для нормировки использовались значения

циклотронной массы (которая по теореме Кона [70] не зависит от электрон-электронного взаимодействия), указанные в таблице из введения: $m_c = 0.19m_e$ для кремния (100) и $m_c = 0.358m_e$ для кремния (111).

Одновременно с массой из затухания осцилляций с ростом температуры была определена температура Дингла T_D . Она изображена кругами на рис. 34 как функция концентрации n_s (верхняя ось) и $1/r_s^2$ (нижняя ось). С уменьшением

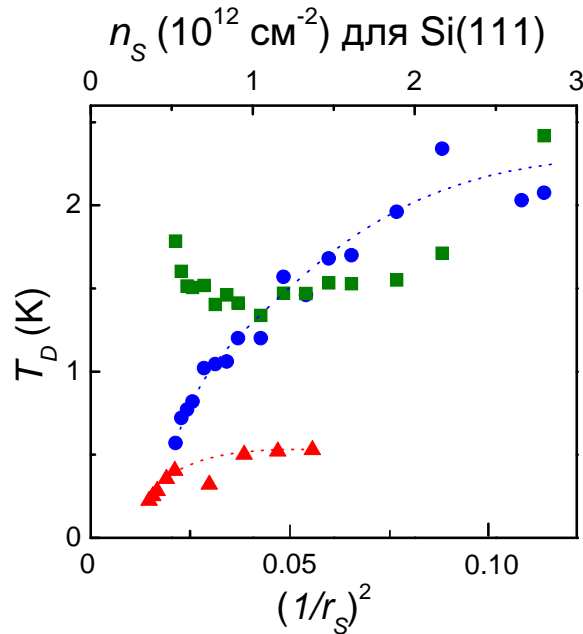


Рис. 34: Температура Дингла в кремниевом МОП-транзисторе (111) (круги) в сравнении с температурой Дингла в кремниевом МОП-транзисторе (100) (треугольники). Квадратами изображена величина $\hbar/2\pi k_B \tau_{tr}$ для кремниевого МОП-транзистора (111), используя данные измерений проводимости. Величина $1/r_s^2 \propto n_s$.

концентрации электронов n_s температура Дингла уменьшается. Это означает, что квантовое время рассеяния τ с уменьшением концентрации растёт. На этом же рисунке для сравнения в зависимости от параметра r_s изображена треугольниками температура Дингла в кремнии (100). Все треугольники лежат ниже кругов, поэтому температура Дингла в кремнии (100) меньше, чем в кремнии (111). Это согласуется с тем, что степень беспорядка в МОП-транзисторах кремния (100) меньше, чем в МОП-транзисторах кремния (111). Пунктирные линии построены по экспериментальным точкам для наглядности. Квадратами изображена зависимость $T_D^{(tr)}(1/r_s^2)$ в кремнии

(111), полученная по формуле $T_D^{(tr)} = \hbar/2\pi k_B \tau_{tr}$, где вместо квантового времени τ использовано транспортное время рассеяния τ_{tr} , найденное из проводимости в нулевом магнитном поле, используя измеренные значения эффективной массы m^* . Эта зависимость по крайней мере для $n_s > 1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ согласуется с зависимостью $T_D(1/r_s^2)$, полученной из анализа затухания ШдГ осцилляций и которая определяется квантовым временем рассеяния τ . Это означает близость квантового и транспортного времен рассеяния и преобладание в наших образцах Si(111) рассеяния назад.

обсуждение экспериментальных результатов

Прежде всего нужно обсудить возможность определения массы электронов из температурного затухания осцилляций ШдГ. Вопрос возникает в связи с тем, что вместо циклотронных щелей видны спиновые, соответствующие факторам заполнения вида $(4n+2)$. В [90] дается формула для изменения сопротивления двумерной системы с магнитным полем при наличии спинового расщепления Δ_s

$$\delta\rho_{xx}(E)/\rho_{xx} \sim \cos(2\pi E/\hbar\omega_c - \pi) \times \cos(\pi\Delta_s/\hbar\omega_c) \quad (2)$$

В отсутствие параллельной компоненты магнитного поля $B_{||}$ последний множитель не зависит от магнитного поля. Он определяет фазу осцилляций и отвечает за возникновение биений. Первый множитель определяет зависимость сопротивления от энергии, и дает обычную амплитуду вида $\xi/\sinh(\xi)$, куда входит циклотронная щель. Таким образом, вдали от узла биений, где $\Delta_s \neq \hbar\omega_c(n + 1/2)$, n - целое число, из температурной зависимости амплитуды осцилляций определяется циклотронная щель $\hbar\omega_c$. Рядом с узлом биений частота осцилляций удваивается, и формула (2) становится неприменимой. Вблизи узла биений из температурной зависимости амплитуды осцилляций определяется щель $1/2\hbar\omega_c$. В наших образцах при концентрациях $n_s \lesssim 18.9 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ мы находились вдали от первого узла биений. В самых больших концентрациях $n_s \sim 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ мы находились в районе узла биений, частота осцилляций была в два раза больше, и значения массы, определяемые по формуле Лифшица-Косевича, нужно было делить пополам.

Теперь вернемся к рис. 33. Самым важным результатом является то, что рост массы определяется значением параметра r_s и не зависит от ориентации поверхности кремния,

степени беспорядка и т.д. Как отмечено в таблице в главе "Методика эксперимента", двумерные электронные системы в кремниевых МОП-транзисторах с ориентацией поверхности (100) и (111) характеризуются разными циклотронными массами и разной степенью беспорядка (разными подвижностями). Но из рисунка 33 видно, что они демонстрируют одинаковый рост отношения m/m_b при одних и тех же значениях параметра r_s , характеризующего силу межэлектронного взаимодействия. 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.

Формула Лифшица-Косевича выведена для случая, когда взаимодействие электронов друг с другом отсутствует. Ее применимость к сильно взаимодействующей электронной системе нужно проверять отдельно. Такая проверка была выполнена для кремния (100) в классической работе Шашкина [11]. Там масса электронов была измерена другим способом, зная наклон металлической температурной зависимости сопротивления. Этот наклон зависит от произведения (gm) g -фактора электрона на его массу, а также от параметра ферми-жидкости F_0^a . Он равен $-gm^*(1 + 8F_0^a)/\pi\hbar^2 n_s$. Произведение gm^* было определено независимо в ходе измерений спиновой восприимчивости в поле $B_{||}$ (об аналогичных измерениях на МОП-транзисторе кремния (111) рассказывается в следующей главе). Это позволило найти параметр F_0^a и g -фактор, который по теории ферми-жидкости связан с ним соотношением $g = g_0/(1 + F_0^a)$, где g_0 в кремнии близок к g -фактору свободного электрона, равному двойке [11]. А зная gm^* можно найти и массу m^* . Оказалось, что она хорошо согласуется с эффективной массой, найденной из температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ. Это оправдывает использование формулы Лифшица-Косевича для системы сильно взаимодействующих двумерных электронов.

Еще одно наблюдение в поле B_{\perp} на кремнии (111), которое требует объяснения, это степень долинного вырождения $g_v = 2$. О существовании образцов кремния (111) с таким долинным вырождением известно уже на протяжении многих лет [72]. Некоторые образцы кремния (111) имеют степень долинного вырождения $g_v = 6$ [84, 85], как и должно быть для двумерной электронной системы на основе кремния (111) исходя из теоретических представлений. К вопросу об отличии долинного вырождения наших образцов кремния (111) от теоретически предсказанного значения $g_v = 6$ я вернусь в

следующей главе.

Коротко перечислим основные результаты этой главы:

(1) Впервые выполнены измерения массы электронов в двумерной системе кремниевого МОП-транзистора с ориентацией поверхности (111) при малых электронных концентрациях $n_s \sim 3.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и обнаружено ее сильное возрастание (~ 2.5 раза) по сравнению с массой в больших электронных концентрациях, где межэлектронное взаимодействие не существенно.

(2) Обнаружено, что в кремнии (111) рост нормированной эффективной массы электронов m/m_b при тех же значениях параметра r_s , характеризующего силу межэлектронного взаимодействия, такой же, как в кремнии (100), где подвижность электронов в ≈ 10 раз выше. Это подтверждает, что рост эффективной массы электронов в кремниевых МОП-транзисторах определяется межэлектронным взаимодействием и не зависит от ориентации поверхности или степени беспорядка.

Двумерная электронная система на основе кремния (111) в магнитном поле, параллельном интерфейсу

В этой главе приведены результаты экспериментального исследования магнетосопротивления двумерной электронной системы кремниевого МОП-транзистора с ориентацией поверхности (111) в магнитном поле $B_{||}$, параллельном интерфейсу. Исследуется спиновая восприимчивость Паули. Цель этих исследований была подтвердить измерениями в $B_{||}$ наличие в кремнии (111) эффектов электрон-электронного взаимодействия, обнаруженных в этой системе при измерениях в магнитном поле B_{\perp} (описанных в предыдущей главе).

экспериментальные результаты

С ростом поля $B_{||}$ сопротивление двумерной электронной системы в кремнии (111) растет, но по достижении некоторого поля $B_{sat}(n_s)$, зависящего от концентрации электронов, оно перестает меняться, насыщается. На рисунке 35 приведена экспериментальная кривая при $T \simeq 1.5K$ для концентрации $n_s = 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в импульсном магнитном поле, иллюстрирующая это поведение (параметры измерений описаны в главе "Методика экспериментов"). Именно такое поведение магнетосопротивления ожидается по теории [32], согласно которой рост сопротивления в магнитном поле $B_{||}$ однозначно определяется величиной степени спиновой поляризации ξ . Насыщение сопротивления означает, что степень спиновой поляризации достигла значения 1 и перестала меняться с ростом поля.

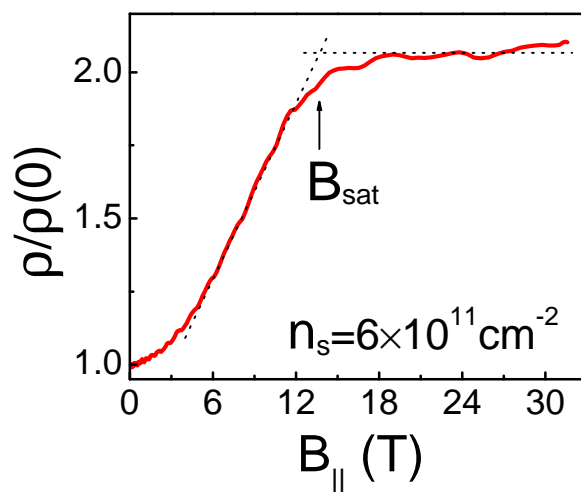


Рис. 35: Характерная кривая магнетосопротивления кремниевого МОП-транзистора (111) в импульсном магнитном поле $B_{||}$, параллельном интерфейсу.

Насыщение магнетосопротивления в достаточно больших импульсных полях $B_{||}$ при всех концентрациях, как и в кремниевых МОП-транзисторах с ориентацией поверхности (100), подтверждает отсутствие орбитальных эффектов. Кривые магнетосопротивления при наличии орбитальных эффектов (например в гетероструктурах GaAs/AlGaAs, см. [91]) имеют совсем другой вид, вместо насыщения на них наблюдается лишь излом.

Теория [32] предсказывает, что отношение сопротивлений $\rho(B_{sat})/\rho(0)$ должно равняться 4 при малых концентрациях электронов, когда $q_s \gg 2k_F$, где q_s - параметр экранирования. Но, как видно из рисунка 35, в кремнии (111) оно оказывается близким к двойке. Причем экспериментально это отношение, равное двойке, наблюдается в широком диапазоне концентраций. Экранирующие свойства двумерной электронной системы в поле B_{sat} оказываются более хорошими, и сопротивление растет не так сильно, как ожидает теория [32].

На рис. 36 представлены начальные участки кривых магнетосопротивления для разных концентраций n_s при $T \simeq 80$ мК в стационарном магнитном поле, созданном сверхпроводящим соленоидом криостата растворения. Как видно из рисунка 36, величина сопротивления зависит от концентрации n_s и от магнитного поля.

При не слишком низких электронных концентрациях n_s температурная зависимость сопротивления достаточно слаба. В нулевом магнитном поле это видно из рис.28

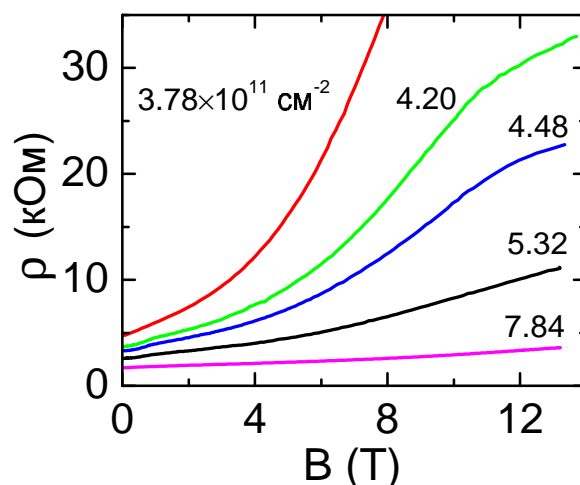


Рис. 36: Начальные участки магнетосопротивления $\rho(B_{||})$ при разных концентрациях электронов в стационарном магнитном поле.

предыдущей главы. Экспериментальные данные в импульсных магнитных полях при $T \simeq 1.5$ К и в стационарных магнитных полях при $T \simeq 80$ мК согласуются друг с другом. Было проверено, что в исследуемом диапазоне электронных концентраций и температур поле B_{sat} , в котором происходит насыщение магнетосопротивления, от температуры не зависит.

В слабых полях $B_{||}$ степень спиновой поляризации меняется с магнитным полем линейно: $\xi = B/B_{\chi}$. Начальные участки магнетосопротивления при разных концентрациях n_s , нормированные на значение сопротивления в $B_{||} = 0$, построенные как функция степени спиновой поляризации ξ , накладываются на одну кривую. Это ожидается по теории [32]. Наложения можно добиться, подбирая коэффициент B_{χ} . Результат этой процедуры для кривых рис. 36, а также для нескольких кривых магнетосопротивления в импульсном магнитном поле, показан на рис. 37. Соответствующие концентрации в единицах 10^{11} см^{-2} подписаны на самом рисунке. Хотя наборы кривых в одном охлаждении накладываются на одну линию с хорошей точностью, в разных охлаждениях образец находился в разных состояниях (и характеризовался разной подвижностью двумерных электронов⁵), и точность наложения кривых из разных охлаждений оказывается гораздо хуже.

⁵Как указано в таблице главы "Методика экспериментов", подвижность в наших образцах менялась в разных охлаждениях в пределах $\mu_{max} = 4000 \div 2500 \text{ см}^2/\text{Вс}$.

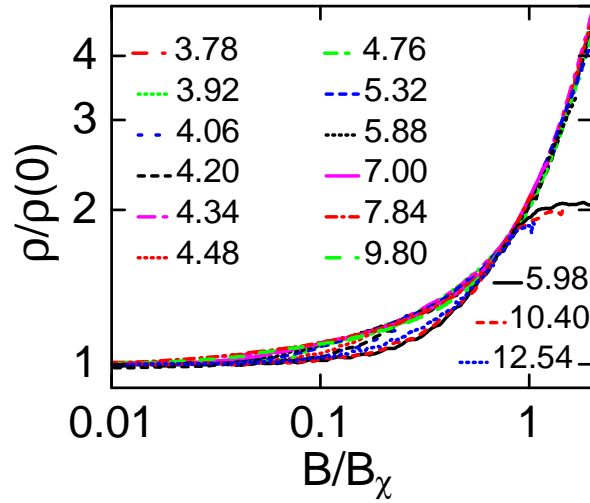


Рис. 37: Начальные участки нормированного магнетосопротивления, наложенные на одну кривую сжатием вдоль оси магнитного поля с коэффициентом B_χ . Изображены два набора кривых (в стационарных и импульсных магнитных полях). Концентрации электронов подписаны на рисунке.

Наложение кривых магнетосопротивления позволяет определить B_χ лишь с точностью до постоянного коэффициента. Чтобы найти этот неизвестный постоянный коэффициент, нужно сделать нормировку на поле B_{sat} , соответствующее какой-нибудь малой электронной концентрации n_s , где насыщение магнетосопротивления происходит в слабом магнитном поле. Для нормировки использовалась кривая магнетосопротивления рис. 35, соответствующая концентрации $\simeq 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (это самая маленькая концентрация, которую удалось измерить в импульсном магнитном поле). Поле B_{sat} для этой кривой на рис. 35 указано стрелкой.

Из определения коэффициента наложения B_χ следует, что если степень спиновой поляризации $\xi = B/B_\chi$ меняется линейно с магнитным полем во всем интервале (вплоть до полной спиновой поляризации), то B_χ и есть поле полной спиновой поляризации B_p , в котором $\xi = 1$. В таком случае согласно [32] оно должно совпадать и с полем B_{sat} , в котором магнетосопротивление насыщается. При малых концентрациях электронов насыщение магнетосопротивления происходит в слабых магнитных полях, и ожидается линейная зависимость $\xi(B)$. Из измерений в двумерных электронных системах кремниевых МОП-транзисторов (100) известно, что зависимость $\xi(B)$ линейная во всем интервале магнитных полей вплоть до поля полной спиновой поляризации. В этих

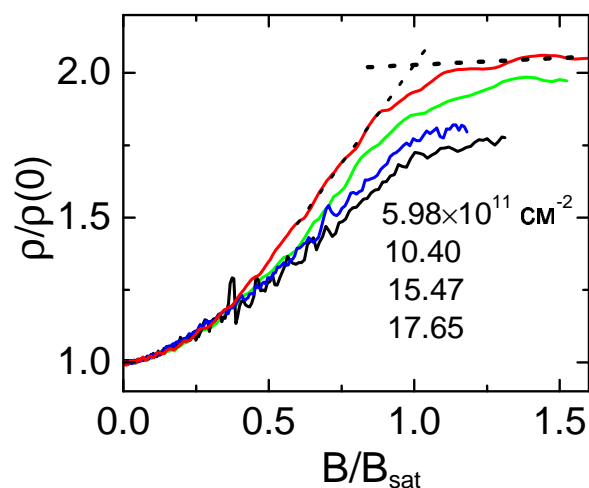


Рис. 38: Кривые нормированного магнетосопротивления в импульсном магнитном поле при разных электронных концентрациях, сжатые вдоль оси магнитного поля с коэффициентом B_{sat} .

системах $B_\chi = B_{sat}$.

Для того, чтобы проверить линейность $\xi(B)$ в наших образцах кремния (111), кривые магнетосопротивления для разных концентраций были построены как функция параметра B/B_{sat} , а не B/B_χ . Результат изображен на рис. 38 (для построения использовались кривые, записанные в импульсном магнитном поле, где магнетосопротивление насыщалось). Видно, что они не накладываются друг на друга. Это означает, что в отличие от кремния (100) в кремнии (111) в некотором интервале концентраций, доступном для наших измерений, поля B_χ и B_{sat} не совпадают. Соответствующие кривым магнетосопротивления концентрации указаны на рис.38 сверху вниз. Из рисунка видно, что для того, чтобы кривая, соответствующая концентрации $17.65 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ наложилась на кривую с самой маленькой концентрацией $5.98 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ нужно делить на число больше, чем B_{sat} . То есть $B_\chi > B_{sat}$ и полная спиновая поляризация двумерной электронной системы достигается раньше, чем ожидается по наложению кривых в слабых магнитных полях. Это в свою очередь означает, что степень спиновой поляризации в больших магнитных полях меняется с ростом поля нелинейно.

Чтобы можно было сравнить поля B_{sat} и B_χ , они построены на рис. 39 в зависимости от концентрации. В точке $n_s \simeq 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, которая использовалась

для нормировки, поля B_{sat} и B_χ совпадают. С ростом концентрации поле B_{sat} , изображенное пустыми кругами, отклоняется и становится меньше B_χ , которое изображено закрашенными квадратами, треугольниками и кругами. Круги (пустые и закрашенные) изображают результаты измерений в импульсных магнитных полях. Остальные символы изображают результаты измерений в стационарном магнитном поле. Насыщение B_{sat} достигалось для всех электронных концентраций только в импульсных магнитных полях. Прерывистые линии проведены по экспериментальным точкам методом наименьших квадратов.

На этом рисунке нужно обратить внимание на два основных факта:

(1) Зависимость $B_\chi(n_s)$ линейна, и ее линейная экстраполяция к $B_\chi = 0$ идет в конечную электронную концентрацию n_χ (на рисунке отмечена стрелкой);

(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 она изламывается (отклоняется от зависимости $B_\chi(n_s)$, оставаясь линейной), причем ее наклон становится в ≈ 2 раза меньше.

Пунктирной линией на рис. 39 изображены ожидаемые значения поля полной спиновой поляризации B_p , рассчитанные по формуле $g\mu_B B_p = 2\epsilon_F^0$. Для вычисления ϵ_F^0 использовались значения массы электронов, найденные из измерений температурной зависимости амплитуды осцилляций ШДГ в слабых магнитных полях B_\perp , про которые рассказывалось в предыдущей главе. Фактор Ланде считался равным 2, то есть равным значению для свободного электрона, как в объеме кремния. Пунктирная линия согласуется с зависимостью $B_\chi(n_s)$. Это придает уверенности в правильности выбора концентрации $n_s \simeq 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для нормировки B_χ .

Такая же, как у нас, зависимость $B_{sat}(n_s)$ была экспериментально получена на аналогичных образцах в [92].

обсуждение экспериментальных результатов

Поле B_χ определено по начальным участкам кривых магнетосопротивления (в слабых магнитных полях), где степень спиновой поляризации ξ растет линейно с магнитным полем B_\parallel и в простейшей картине с двумя спиновыми подзонами можно ввести спиновую восприимчивость $\chi = \xi n_s \mu_B / B_\parallel = g\mu_B^2 n_s / 2\epsilon_F^0 \propto gm$. Пользуясь этими

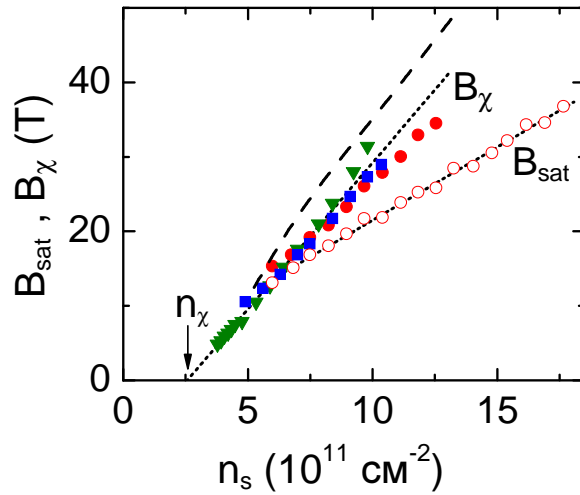


Рис. 39: Зависимости $B_\chi(n_s)$ (закрашенные символы) и $B_{sat}(n_s)$ (пустые символы) в кремниевом МОП-транзисторе (111). Круглые символы изображают экспериментальные данные, полученные в импульсных магнитных полях. Остальные символы изображают данные в стационарных магнитных полях в разных охлаждениях. Пунктирная кривая изображает результат расчета поля B_χ , используя значения эффективной массы электронов, измеренные по температурному затуханию амплитуды Шубниковских осцилляций, а также значения g-фактора равные 2.

формулами и определением поля B_χ , спиновую восприимчивость в параллельном магнитном поле можно записать как $\chi = n_s \mu_B / B_\chi$. Поскольку поле B_χ стремится к нулю в конечной электронной концентрации n_χ , при приближении к этой концентрации спиновая восприимчивость сильно растет.

Этот рост $\chi \propto gm$ подтверждает проявление сильных эффектов электрон-электронного взаимодействия в кремниевых МОП-транзисторах с ориентацией поверхности (111), в частности резкий рост массы электронов, который был обнаружен по результатам измерений в B_\perp в предыдущей главе. Действительно, на рис. 39 пунктирная линия (построенная используя значения массы, измеренные по температурной зависимости амплитуды Шубниковских осцилляций) и линейная экстраполяция $B_\chi(n_s)$ указывают в одну и ту же концентрацию n_χ . В принципе, g-фактор, как и масса, может расти (за счет обменного взаимодействия электронов) [1]. Но в кремниевых МОП-транзисторах в [11] было экспериментально показано, что g-фактор при всех достижимых в эксперименте концентрациях электронов не очень

сильно отличается от значения g -фактора в объеме кремния, равного 2.

Резкий рост спиновой восприимчивости является признаком возможной ферромагнитной неустойчивости в двумерной электронной системе сильно взаимодействующих электронов. Причем экспериментальные данные свидетельствуют, что это была бы не стонеровская неустойчивость, вызванная расходимостью g -фактора, пропорционального $1/(1 + F_0^a)$. В отличие от случая стонеровской неустойчивости, обнаруженный рост $\chi \propto gm$ вызван увеличением массы электронов за счет электрон-электронного взаимодействия.

Рост спиновой восприимчивости двумерной электронной системы с понижением концентрации был обнаружен в кремниевом МОП-транзисторе с ориентацией поверхности (100) [13, 31]. По этим данным спиновая восприимчивость χ резко возрастает при приближении к $n_{\chi(100)} = 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Фактически результаты на кремнии (111) воспроизводят аналогичный рост восприимчивости, но в другой двумерной электронной системе (с почти в 2 раза большей циклотронной массой электронов и на порядок меньшей подвижностью). В Si(111) восприимчивость растет при приближении к концентрации $n_{\chi(111)} \simeq 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При концентрациях $n_{\chi(111)}$ для кремния (111) и $n_{\chi(100)}$ для кремния (100) значения параметров $r_s \propto m/\sqrt{n_s}$, характеризующих взаимодействие, в обеих двумерных системах близки. Это подтверждает, что обнаруженные эффекты электрон-электронного взаимодействия не зависят от конкретной системы, на основе которой создан двумерный электронный слой, а определяются межэлектронным взаимодействием в самом слое.

Возможность для взаимодействующих электронов рассуждать в терминах простейшей картины двух спиновых подзон, заполнение которых меняется с магнитным полем $B_{||}$, оправдывается тем фактом, что степень спиновой поляризации меняется линейно с $B_{||}$. Не так важно, что именно за частицы переходят из одной подзоны в другую. Это могут быть и квазичастицы, например электроны, окруженные облаком других электронов, которые с ними взаимодействуют. Главное, что формула $\xi = B/B_{\chi}$ остается в силе.

Теперь перейдем к обсуждению отклонения $\xi(B)$ от исходной линейной зависимости. Простейшим объяснением является начало заполнения с ростом поля $B_{||}$ более высоких подзон, соответствующих каким-то из четырех долин, которые не проявляются в экспериментах в слабых магнитных полях. Наличие таких подзон в кремнии (111)

может объяснить результаты экспериментов в слабых полях B_{\perp} [72], в которых степень долинного вырождения $g_v = 2$, а не 6, как следует из теории. Соответствующая картина подзон схематически изображена на рисунке 40. В поле $B = 0$ заполнена только нижняя подзона, соответствующая двум долинам, и состоящая из двух спиновых подзон. Для объяснения наших результатов нужно предположить, что выше нее по энергии на величину Δ лежит еще одна подзона, соответствующая еще двум долинам и состоящая из двух спиновых подзон. Подзоны, соответствующие оставшимся двум из шести долин, лежат еще выше, и в этой модели вообще не учитываются. В слабых магнитных полях заполнены только 2 нижние спиновые подзоны. С ростом поля B_{\parallel} происходит уменьшение заполнения одной спиновой подзоны и увеличение заполнения другой. Предполагая, что Δ не зависит от магнитного поля, возможно три случая:

(1) $2\epsilon_F^0 < \Delta$. Заполнения верхних подзон, отделенных в $B = 0$ щелью Δ от нижних, не происходит вплоть до полной спиновой поляризации. В этом случае в поле полной спиновой поляризации энергия Ферми удваивается по сравнению со случаем нулевого магнитного поля. Согласно [32] ожидается, что степень спиновой поляризации ξ останется линейной вплоть до полной спиновой поляризации, и $B_{\chi} = B_{sat}$.

(2) При увеличении концентрации начинает выполняться соотношение $2\epsilon_F^0 > \Delta$. Тогда с ростом B_{\parallel} под уровень Ферми попадает одна из двух верхних спиновых подзон, отделенных в $B=0$ щелью Δ от нижних. Каждая из этих подзон имеет такую же степень вырождения, что и каждая из нижних подзон. Поэтому в поле полной спиновой поляризации B_p уровень электрохимического потенциала с ростом концентрации n_s будет меняться в 2 раза медленнее. В момент полной спиновой поляризации энергия спиновой подзоны, которая опустошается, за счет зеемановского сдвига $g\mu_B B_p/2$ должна превысить уровень электрохимического потенциала, поэтому наклон зависимости $B_p(n_s)$ тоже уменьшится в два раза. Наклон зависимости $B_{\chi}(n_s)$ не изменится, поскольку B_{χ} определяется в слабых магнитных полях, где заполнение верхней подзоны еще не начинается. В этом случае зависимость $B_{sat}(n_s)$ отклонится от зависимости $B_{\chi}(n_s)$, и будет проходить ниже ее.

(3) С дальнейшим ростом концентрации начинает выполняться соотношение $\epsilon_F^0 > \Delta$. Тогда верхние подзоны будут заполнены уже в $B=0$. Угол наклона зависимостей $B_{\chi}(n_s)$ и $B_{sat}(n_s)$ будет в два раза меньше, чем в случае (1) при малой электронной концентрации.

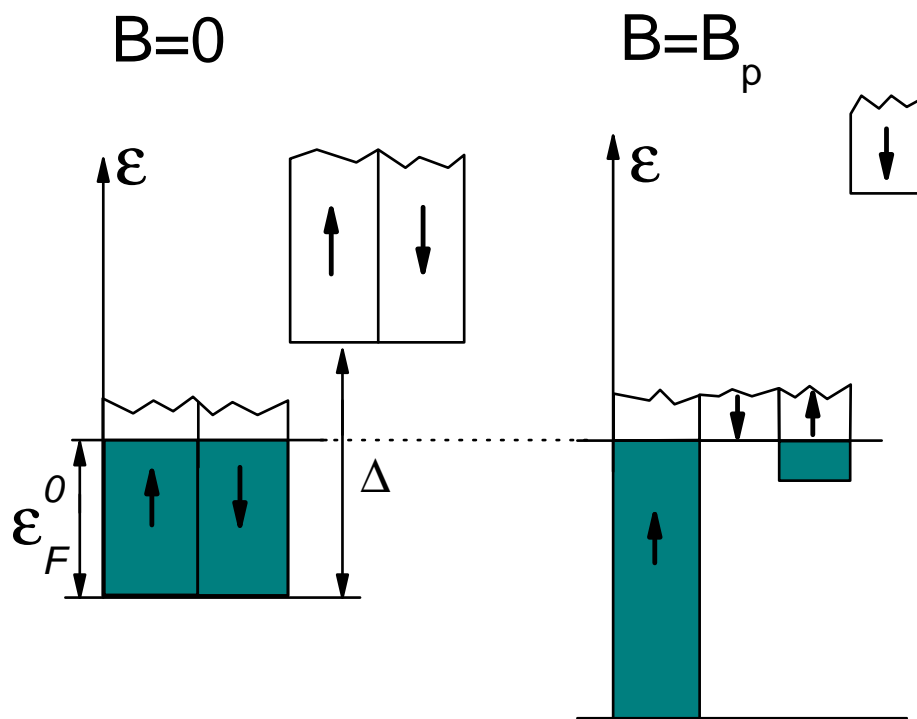


Рис. 40: Схематический рисунок расположения подзон по энергии в кремниевом МОП-транзисторе (111), который дает возможное объяснение излома зависимости степени спиновой поляризации ξ от магнитного поля. Заполненные состояния закрашены, стрелки означают направление магнитного момента в спиновой подзоне. В нулевом магнитном поле каждая из двух нижних спиновых подзон имеет двукратное долинное вырождение. Каждая из двух спиновых подзон, расположенных на Δ выше, тоже имеет $g_v = 2$. Подзоны, соответствующие оставшимся двум долинам, располагаются еще выше по энергии, и на рисунке не показаны.

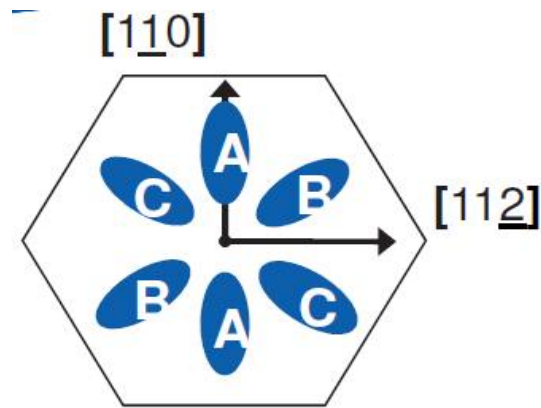


Рис. 41: Проекция шести долин кремния на плоскость (111).

В принципе, на величину щели могли бы влиять орбитальные эффекты, то есть она могла бы зависеть от магнитного поля. Это был бы эффект того, что подзоны с разной энергией, соответствующие разным долинам, с ростом магнитного поля $B_{||}$ имеют разный диамагнитный сдвиг. Однако поскольку зависимость $B_{sat}(n_s)$ состоит из линейных участков, влиянием орбитальных эффектов на Δ можно пренебречь.

Описанное поведение $B_{\chi}(n_s)$ и $B_{sat}(n_s)$, которое ожидается в предложенной модели, изображено на рисунке 42. Модель вполне объясняет экспериментальные данные, изображенные на рис. 39. С помощью введения расщепления Δ по энергии электронов из разных долин она также учитывает экспериментальный факт, что в слабых магнитных полях в наших образцах степень долинного вырождения двумерной электронной системы кремния (111) $g_v = 2$, а не $g_v = 6$, как ожидается по соображениям симметрии. Действительно, как видно из рис. 41, в случае ориентации поверхности (111) все 6 долин эквивалентны. На этом рисунке изображены проекции шести долин и сечение зоны Бриллюэна поверхностью (111).

Причина появления щели Δ остается невыясненной. Первые исследования долинного вырождения в кремнии (111) были проведены уже очень давно [71, 72, 84, 85]. Был установлен факт, что в зависимости от процедуры изготовления образцов степень долинного вырождения в слабых магнитных полях может быть как $g_v = 2$ так и $g_v = 6$. Долинное вырождение $g_v = 2$ было объяснено наличием неоднородной одноосной деформации вблизи поверхности кремния (111), которая приводит к тому, что энергия подзон, соответствующих двум из шести долин, становится меньше. Неоднородность

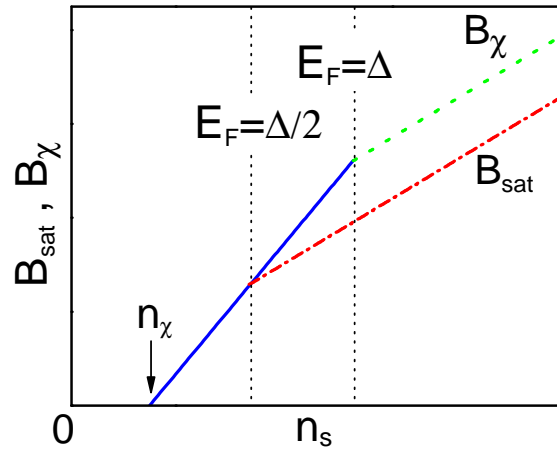


Рис. 42: Зависимости $B_\chi(n_s)$ и $B_{sat}(n_s)$, которые ожидаются исходя из модели, учитывающей расщепление подзон, соответствующих разным долинам, по энергии (схематически подзоны изображены на рисунке 40).

деформации, то есть наличие доменов с одноосной деформацией разных направлений, объясняет отсутствие сильной анизотропии сопротивления в кремнии (111). В наших образцах анизотропия была меньше 5% при $n_s = 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и слабо увеличивалась с ростом концентрации электронов, оставаясь меньше 25% при $n_s = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Однако неоднородная одноосная деформация не объясняет все экспериментальные данные на кремнии (111). Эксперименты по фононному увлечению [93] показали, что на образцах, где в слабых магнитных полях $g_v = 2$, в нулевом магнитном поле $g_v = 6$. Влияние слабого магнитного поля на степень долинного вырождения кажется совершенно необъяснимым с точки зрения гипотезы неоднородной одноосной деформации.

В относительно недавней работе Кейна [88] с помощью термоактивационных измерений на кремниевых полевых транзисторах, где электрическое поле прикладывалось через вакуумный промежуток между затвором и поверхностью кремния (111) [89], в $n_s \simeq 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ было продемонстрировано наличие щели $\Delta = 7K$ между уровнями энергии, соответствующими двум и четырем долинам. Зная концентрацию, с которой начинается отклонение поля B_{sat} от B_χ , в наших образцах тоже можно оценить величину щели. Она определяется из условия $\Delta = 2\epsilon_F^0$ при $n_s \simeq 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и получается $\Delta \sim 20K$.

В отличие от зависимости от магнитного поля зависимость величины щели

Δ от концентрации электронов n_s исключать нельзя. Долинное расщепление пропорциональное концентрации n_s было теоретически предсказано Окавой и Уемурой, а также рядом других авторов [1]. Такая зависимость происходит из-за электронного взаимодействия при перекрытии волновых функций электронов из разных долин в Γ -точке зоны Бриллюэна. Такое долинное расщепление экспериментально изучалось в работе Тсуи [85], где оно проявлялось в квантовых осцилляциях как на образцах Si(111) с $g_v = 6$ так и на образцах Si(111) с $g_v = 2$. Причина расщепления уровней энергии, соответствующих двум и оставшимся четырем долинам, другая. Как показано в [71] это может быть неоднородная одноосная деформация. Какова в этом случае зависимость $\Delta(n_s)$ не известно. Есть и еще одна трудность. В наших образцах, хотя отклонение поля B_{sat} от B_χ и свидетельствует о начале заполнения верхних подзон, на осцилляциях ШдГ в слабых полях B_\perp вплоть до концентраций $n_s \simeq 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ это никак не отражается. Период осцилляций не меняется, дополнительных периодов тоже не видно. Возможно, это является следствием очень маленькой подвижности электронов в начинающей заполняться верхней подзоне.

В недавней работе Кейна [94] исследовался полевой транзистор с вакуумным промежутком высокой подвижности $\mu \gtrsim 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ (сделан на основе подложки Si(111) с большим удельным сопротивлением $\rho \sim 10 \text{ k}\Omega \text{ см}$). Период осцилляций в слабых полях оказался равным $\Delta\nu = 12$, то есть $g_v = 6$. В аналогичных образцах меньшей подвижности период осцилляций в слабых полях был $\Delta\nu = 8$, что соответствует $g_v = 4$. По-видимому, высокая подвижность в образцах с $g_v = 6$ является следствием большого долинного вырождения, но остается вопрос, что привело к уменьшению щели Δ в высокоподвижных образцах (в [94] получена верхняя граница для щели $\Delta \lesssim 0.1K$).

Из предложенного объяснения с расщепленными подзонами следует, что степень спиновой поляризации ξ в кремнии(111) в большом магнитном поле имеет излом. Зависимость $\xi(B)$, которая следует из предложенной модели, изображена на рисунке 43. Если бы влиянием верхних подзон можно было пренебречь, $\xi(B)$ изображалась бы пунктирной линией до значения $\xi = 1$. Однако в момент начала заполнения верхней подзоны на этой зависимости происходит излом. Она становится круче. Это и является причиной того, что $B_{sat} < B_\chi$.

Начало заполнения верхних подзон могло бы также объяснить более слабый рост

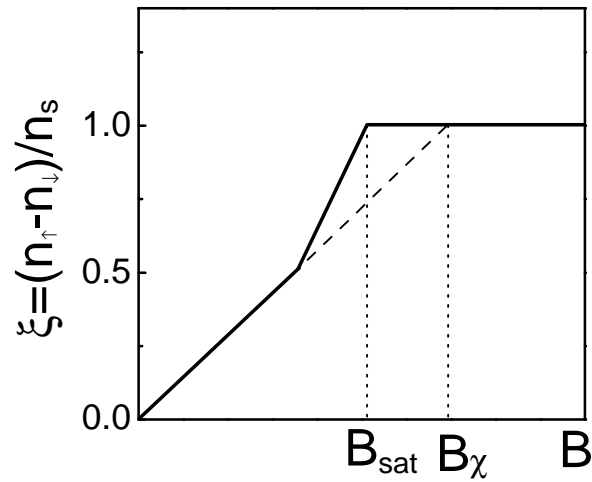


Рис. 43: Зависимость степени спиновой поляризации ξ от магнитного поля (сплошная линия). Линейная зависимость $\xi(B)$, соответствующая спиновой восприимчивости χ , изображена пунктирной линией.

сопротивления с магнитным полем (в $\simeq 2$ раза) по сравнению с тем, что предсказано в модели [32] (в $\simeq 4$ раза). Об этом расхождении с теорией упоминалось в разделе "экспериментальные результаты", см. рисунок 35. Действительно, начало заполнения означает улучшение экранирования, которое и приводит к тому, что сопротивление растет не так сильно.

Основные экспериментальные результаты этой главы такие:

(1) Обнаружен довольно резкий рост спиновой восприимчивости χ двумерной электронной системы в кремниевом МОП-транзисторе с ориентацией поверхности (111) с уменьшением электронной концентрации;

(2) Этот рост аналогичен росту спиновой восприимчивости в МОП-транзисторах с ориентацией поверхности (100). При концентрации $n_s(111)$, где возрастание восприимчивости в кремнии (111) такое же, как в кремнии (100), параметр r_s в кремнии (111) близок к параметру r_s в кремнии (100) в соответствующей концентрации $n_s(100)$. Это дополнительно подтверждает, что электрон-электронное взаимодействие является причиной роста χ ;

(3) В наших образцах кремния (111) начиная с концентрации $n_s \simeq 6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ полная спиновая поляризация достигается раньше, чем ожидается по спиновой восприимчивости в слабых магнитных полях.

Туннелирование между полосками сжимаемой электронной жидкости на краю двумерной электронной системы GaAs/AlGaAs в режиме ДКЭХ

В этой главе исследуется туннелирование на краю двумерной электронной жидкости в режиме дробного квантового эффекта Холла. Особая геометрия позволяет на плавном краю со структурой полосок сжимаемой/несжимаемой электронной жидкости возбуждать бесщелевые коллективные возбуждения. Они могут быть описаны теорией Латтинжеровской жидкости.

экспериментальные результаты

Геометрия образцов, на которых проводились эксперименты, а также экспериментальная методика, были описаны во второй главе. Для того, чтобы увидеть неравновесные вольтамперные характеристики в случае дробных факторов заполнения, нужно, чтобы щель затвора была очень узкая (меньше 10 микрон). В наших образцах была сделана очень узкая щель шириной $\simeq 0.5$ микрона. Благодаря такой узкой щели затвора при низких температурах 30-600 мК в эксперименте наблюдались сильно неравновесные вольтамперные характеристики. На рисунке изображены типичные вольтамперные характеристики для факторов заполнения на части мезы не покрытой затвором $\nu = 2$ и под затвором $g = 1$ (вверху); и $\nu = 2/3, g = 1/3$ (внизу).

В случае целочисленных факторов заполнения (2; 1) вольтамперная характеристика

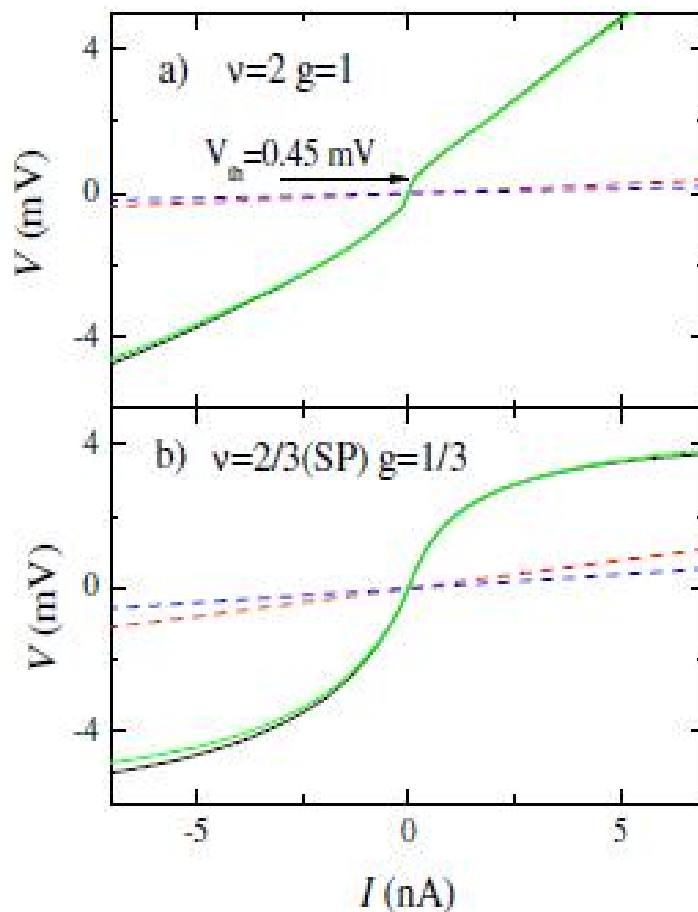


Рис. 44: Вольтамперные характеристики для целочисленных и дробных факторов заполнения в случае узкой щели затвора 0.5 микрон при $T = 30$ мК. Для факторов заполнения $\nu = 2, g = 1$ магнитное поле равно 1.67 Т, для факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ магнитное поле равно 5.18 Т

подобна той, что была схематически изображена на рисунке 17. На её положительной ветке имеется резкий излом, отражающий пороговое по току поведение вольтамперной характеристики (это место отмечено на рисунке стрелкой). Напряжение, которое соответствует этому излому, отражает величину зеemanовской щели, увеличенной за счёт обменного взаимодействия. В данном случае в поле 1.67 Тесла щель равна 0.45 meV. Этот факт хорошо проверен в измерениях при разных длинах щелей затвора ранее и является надёжно установленным.

Кроме того, вольтамперная характеристика становится линейной, если разбаланс по напряжению превышает пороговое значение. Однако наклон этого линейного участка выше равновесного, который для используемых комбинаций контактов изображён пунктирной линией (расчет равновесных наклонов приведен в приложении). Это означает, что длина установления равновесия в случае перетекания заряда между полосками сжимаемой электронной жидкости, соответствующими факторам заполнения (2; 1), при разбалаансах по напряжению, превышающих порог, больше длины щели затвора 0.5 микрон (но меньше, чем десять микрон, поскольку при длине щели затвора 10 микрон линейный участок при напряжениях выше порогового имеет равновесный наклон).

Как и в случае длины щели затвора 10 микрон, на отрицательной ветке вольтамперной характеристики нет никаких изломов, наклон меняется плавно.

В случае дробных факторов заполнения ($2/3$; $1/3$) при длине щели затвора 0.5 микрон удаётся наблюдать нелинейную вольтамперную характеристику. Это означает, что длина установления равновесия больше 0.5 микрон. Однако эта вольтамперная характеристика качественно отличается от вольтамперной характеристики в случае целочисленных факторов заполнения (2; 1):

1. Ни одна из веток вольтамперной характеристики для дробных факторов заполнения не имеет изломов. Её наклон меняется всюду плавно.
2. Вольтамперная характеристика в случае дробных факторов заполнения нелинейна во всём диапазоне прикладываемых напряжений и практически симметрична.

Даже если провести касательную, воспользовавшись для этого самым правым участком вольтамперной характеристики, она пересечёт ось ординат в точке с координатой 3

mV. Если бы на вольтамперной характеристике и был порог, то он соответствовал бы величине щели в спектре порядка 3 meV в магнитном поле 5.18 Тесла. В таком же поле обменно увеличенная зеемановская щель для факторов заполнения $(2; 1)$ была бы $0.45 \text{ meV} * 5.18/1.67 = 1.4 \text{ meV}$. Но щели в режиме дробного квантового эффекта Холла меньше щелей в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. Поэтому на нашей вольтамперной характеристике для факторов заполнения $(2/3; 1/3)$ нет никакого порога.

Общим у этих вольтамперных характеристик, изображённых на рисунке 44, является то, что они обе сильно неравновесны, поскольку они проходят значительно выше равновесных кривых, изображённых пунктирными линиями.

Для проверки того, что сопротивление контактов не влияет на вид вольтамперных характеристик, измерения проводились на разных комбинациях контактов. Тот факт, что вольтамперные характеристики, измеренные на разных комбинациях контактов, с хорошей точностью совпадают, говорит о том, что их нелинейность отражает не поведение контактов, а именно транспорт через полосу несжимаемой электронной жидкости.

Равновесные наклоны вычислялись для разных комбинаций контактов с помощью формул, приведённых в Приложении. В частности для факторов заполнения $\nu = 2, g = 1$ равновесные значения сопротивлений, вычисленные по формулам $1/(\nu - g)h/e^2$ и $\nu/g(\nu - g)h/e^2$, дают значения $R_{eq} = 2h/e^2$ и $R_{eq} = 1h/e^2$. Для факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ вычисления дают $R_{eq} = 6h/e^2$ и $R_{eq} = 3h/e^2$.

Сильное отличие наклонов наших вольтамперных характеристик от равновесных позволяет вычислить длину установления равновесия по формуле, приведенной в конце главы 2. Зависимость длины установления равновесия от напряжения, приложенного между полосками сжимаемой электронной жидкости, представлена на рисунке 45.

Квадратами изображена зависимость в случае целочисленных факторов заполнения $\nu = 2, g = 1$ для напряжений больше порога на положительной ветке вольтамперной характеристики. В широком диапазоне напряжений длина установления равновесия не меняется, оставаясь равной 3 мкм. Это отражает тот факт, что после уплощения уровня Ландау потенциальный барьер исчезает, и вероятность транспорта между соседними полосками сжимаемой электронной жидкости перестаёт зависеть от формы этого барьера, определяемой напряжением. Эта длина установления равновесия, полученная из эксперимента, равная 3 микрона, действительно лежит между значениями 10

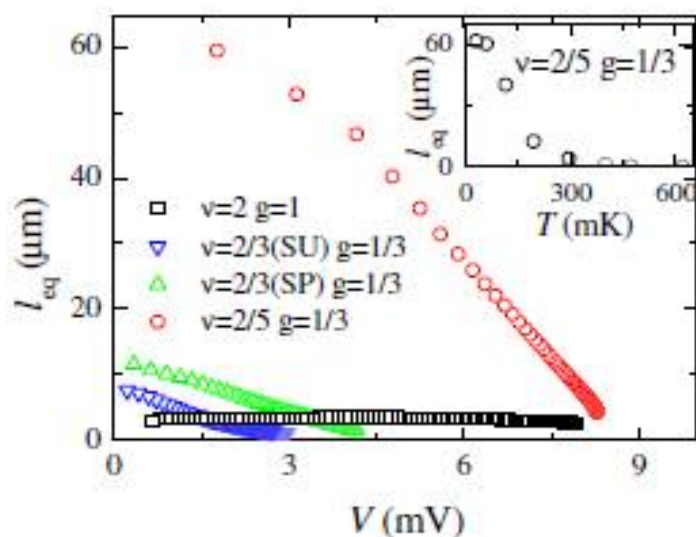


Рис. 45: Зависимость длины установления равновесия l_{eq} от разбаланса по напряжению между полосками сжимаемой электронной жидкости, вычисленная из вольтамперных характеристик.

микрон и 0.5 микрон, на что указывалось ранее, исходя из вида этих вольтамперных характеристик в случае этих двух разных длин щелей затвора.

Для дробных факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ исследовались два случая: случай поляризованной по спину (SP) двумерной системы электронов с фактором заполнения $2/3$ в объёме образца и случай неполяризованной (SU)[95]. Полученные зависимости длины установления равновесия для обоих случаев изображены треугольниками. Кривые идут практически параллельно друг другу, но все точки для случая спиновой поляризации сдвинуты вверх, что отражает увеличение длины установления равновесия. Действительно, случай поляризации по спину наблюдается в больших магнитных полях (у нас - в поле 5.18 Тесла в отличие от случая отсутствия поляризации, который наблюдается в поле 4.68 Тесла). Но в большем магнитном поле полоса несжимаемой электронной жидкости, через которую происходит туннелирование, имеет большую ширину. Это, возможно, и обуславливает различие в длинах установления равновесия в двух рассматриваемых случаях.

Из рисунка 45 видно, что в отличие от случая целочисленных факторов заполнения длина установления равновесия для дробных факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ зависит от приложенного между полосками сжимаемой электронной жидкости

напряжения.

Ещё более сильная зависимость от напряжения наблюдается в случае установления равновесия между полосками сжимаемой электронной жидкости, первая из которых отделяется от внутренней части образца полоской несжимаемой электронной жидкости с фактором заполнения $1/3$, а вторая ограничена с внешнего края той же самой полоской с фактором заполнения $1/3$, а с внутреннего края - объёмной областью с фактором заполнения $2/5$. На рисунке эта зависимость изображена кружками.

На вставке к рисунку изображена зависимость длины установления равновесия от температуры в случае перетекания тока между полосками сжимаемой электронной жидкости, соответствующими факторам заполнения $\nu = 2/5, g = 1/3$, при разбалансе 1.6 мВ между ними.

обсуждение экспериментальных результатов

В предыдущем разделе было установлено, что вольтамперные характеристики в случаях целочисленных и дробных факторов заполнения имеют принципиальные различия.

Для целочисленных факторов заполнения форма вольтамперных характеристик уже описывалась в главе 2 (рисунок 17). Она несимметрична относительно $V=0$ и на положительной ветке имеет излом, отражающий пороговое поведение длины установления равновесия l_{eq} .

Симметричность вольтамперных характеристик для дробных факторов заполнения является следствием того, что соседние полоски сжимаемой электронной жидкости на плавном краю образца принадлежат одному и тому же уровню Ландау. Несимметрии, связанной с загибанием уровней Ландау вблизи края образца вверх по энергии, описанной в главе 2 для целочисленных факторов заполнения, в случае дробных факторов заполнения, следовательно, нет. Никаких изломов вольтамперных характеристик, связанных с уплощением уровней Ландау, тоже нет. Это никак не мешает тому, что при некоторых дробных факторах заполнения на одном и том же уровне Ландау из-за взаимодействия электронов открываются щели, то есть появляются полоски несжимаемой электронной жидкости.

Еще одной важной особенностью неравновесных вольтамперных характеристик для дробных факторов заполнения является их нелинейность. Отсюда сразу следует,

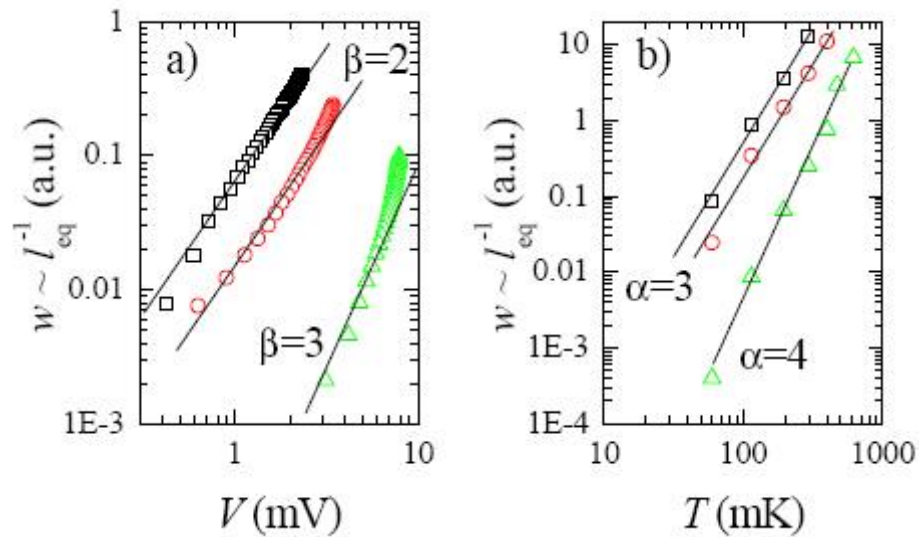


Рис. 46: Степенная зависимость обратной длины установления равновесия $1/l_{eq}$ от температуры и от разности напряжений, приложенной между полосками сжимаемой электронной жидкости.

что длина установления равновесия меняется с изменением приложенного между полосками сжимаемой электронной жидкости напряжения. На рисунке 45 изображена обратная длина установления равновесия l_{eq}^{-1} (пропорциональная вероятности w туннелирования на единице длины) как функция напряжения между полосками несжимаемой электронной жидкости и как функция температуры при фиксированном напряжении $V=1.6$ мВ. Квадратами изображен спин-неполяризованный случай $\nu = 2/3, g = 1/3$, а кругами изображен спин-поляризованный случай для тех же факторов заполнения. Треугольниками изображена зависимость для факторов заполнения $\nu = 2/5, g = 1/3$. Это степенные функции напряжения и температуры. Для температурных зависимостей дополнительно проверено, что они не являются активационными, построением на графике Аррениуса.

Зависимость l_{eq}^{-1} от напряжения может быть вызвана либо изменением формы потенциального барьера, либо зависимостью туннельной плотности состояний [73] от энергии. Если разбаланс по напряжению достаточно большой, то потенциальный барьер для туннелирования электронов можно считать треугольным. В квазиклассическом

приближении проницаемость такого барьера будет [2]

$$T_0 \sim \exp\left\{-\frac{4(2m)^{1/2}a}{3\hbar eV}\Delta^{3/2}\right\}$$

где Δ - высота потенциального барьера, a - ширина полоски несжимаемой электронной жидкости, eV - разность электрохимических потенциалов между полосками сжимаемой электронной жидкости. Для разностей электрохимических потенциалов, сильно превосходящих величину щели Δ , барьер становится очень тонким, и можно считать, что его проницаемость $T_0 \sim 1$. Тогда вероятность туннелирования будет определяться только туннельной плотностью состояний. Этот факт дает нам возможность из неравновесных вольтамперных характеристик определять туннельную плотность состояний, отвлекаясь от формы потенциального барьера и его влияния на туннелирование.

Таким образом, из экспериментальных данных рисунка 45 следует, что туннельная плотность состояний зависит от напряжения V между полосками сжимаемой электронной жидкости в случае дробных факторов заполнения степенным образом. Для факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ показатель степени $\beta = 2$. Это совпадает с теоретическим предсказанием Вена для зависимости плотности состояний электронов в хиральной Латтинжеровской жидкости на краю образца в режиме дробного квантового эффекта Холла от энергии [57] $D \sim E^{1/g-1}$. В нашем случае туннелирование происходит через полоску несжимаемой электронной жидкости с фактором заполнения $g = 1/3$, что дает показатель степени $\beta = 2$, который и был найден экспериментально. Это значит, что коллективные возбуждения, которые возникают на плавном краю двумерной электронной жидкости в режиме дробного квантового эффекта Холла, могут быть описаны теорией Латтинжеровской жидкости.

Для факторов заполнения $\nu = 2/5, g = 1/3$ ситуация сложнее. В этом случае туннелирование происходит через полоску несжимаемой электронной жидкости с тем же самым фактором заполнения $g = 1/3$. Но показатель степени $\beta = 3$ в зависимости от напряжения на единицу больше. Отклонение от предсказанного Венем фактора заполнения 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 [62].

Для температурной зависимости плотности состояний теория Вена предсказывает показатели степени на единицу больше, чем для зависимости от энергии: $D \sim T^{1/g}$. Именно такие зависимости получились в нашем эксперименте. Для факторов заполнения $\nu = 2/3, g = 1/3$ у нас получился показатель степени $\alpha = 3$, а для факторов заполнения $\nu = 2/5, g = 1/3$ получился показатель степени $\alpha = 4$.

Эти результаты полезно сравнить со случаем факторов заполнения $\nu = 2, g = 1$, когда туннелирование происходит через полоску несжимаемой электронной жидкости с целочисленным фактором заполнения $g = 1$. Здесь, как видно из рисунка 45, при напряжениях V больше порогового длина установления равновесия l_{eq} не зависит от напряжения V . При таких напряжениях потенциальный барьер между полосками сжимаемой электронной жидкости исчезает, уровни Ландау уплощаются. Вероятность туннелирования перестает зависеть от параметров потенциального барьера, туннелирование определяется туннельной плотностью состояний, которая не зависит от приложенного напряжения $V > V_{th}$. Эта ситуация не описывается теорией Латтинжеровской жидкости. Причина этого должна быть в том, что в режиме целочисленного квантового эффекта Холла взаимодействие электронов не существенно.

Кратко перечислю основные результаты этой главы:

(1) Благодаря образцам с маленькой щелью затвора $\simeq 0.5$ мкм можно исследовать неравновесные вольтамперные характеристики в режиме дробного квантового эффекта Холла.

(2) Путём сравнения неравновесных наклонов характеристик с соответствующими им равновесными значениями была определена длина установления равновесия между полосками сжимаемой электронной жидкости на краю образца.

(3) Обнаружено, что неравновесные вольтамперные характеристики при туннелировании через полоску несжимаемой электронной жидкости в режиме дробного

квантового эффекта Холла качественно отличаются от вольтамперных характеристик при туннелировании в режиме целочисленного квантового эффекта.

(4) Найденная степенная зависимость туннельной плотности состояний от разности электрохимических потенциалов и от температуры при туннелировании в режиме дробного квантового эффекта Холла показывает, что электроны на плавном краю двумерной системы в режиме ДКЭХ могут быть описаны в рамках теории Латтинжеровской жидкости.

Заключение

В заключение, я кратко суммирую экспериментальные результаты этой диссертации, после чего привожу положения, выносимые на защиту. В моей диссертации изучались свойства двумерных электронных систем кремниевых МОП-транзисторов, а также на травленном краю мезы в гетероструктуре GaAs/AlGaAs, в области управляющих параметров (концентрация, магнитное поле, температура), где существенны эффекты электрон-электронного взаимодействия.

В частности, путем измерений на кремниевых МОП-транзисторах (111), продемонстрировано, что в двух разных по уровню беспорядка и по значению циклотронной массы двумерных электронных системах кремниевых МОП-транзисторов (100) и (111) электрон-электронное взаимодействие приводит к одним и тем же эффектам. Конкретно, в кремнии (111) так же, как в кремнии (100),

(1) при понижении электронной концентрации растет эффективная масса электронов m , причем рост отношения m/m_b , где m_b - циклотронная масса, в кремнии (111) и в кремнии (100) одинаков при одном и том же значении параметра r_s ;

(2) при приближении к некоторой критической концентрации электронов, в которой межэлектронное взаимодействие достаточно сильно, происходит довольно резкий рост спиновой восприимчивости Паули χ .

В двумерной электронной системе кремния (111) спиновая поляризация имеет и свои особенности по сравнению с кремнием (100). При увеличении электронной концентрации на зависимости степени спиновой поляризации от магнитного поля появляется излом, который скорее всего означает начало заполнения в магнитном поле более высоких подзон, образованных из-за долинного расщепления, которые в нулевом магнитном поле не заполнены.

В кремниевых МОП-транзисторах (100) изучена температурная зависимость проводимости двумерной электронной системы при разных степенях спиновой

поляризации. Она имеет немонотонный характер: пропадает в некотором поле, немного меньшем поля полной спиновой поляризации B_p , но с дальнейшим ростом поля появляется вновь, причем производная $\partial\rho/\partial T$ остается того же знака (положительная), что и в случае нулевого магнитного поля. Это поведение можно объяснить, исходя из модели экранирования кулоновского потенциала заряженных примесей, зависящего от температуры.

Наконец, получено экспериментальное свидетельство, что электроны на плавном краю травленной мезы двумерной электронной системы в гетероструктуре GaAs/AlGaAs в режиме дробного квантового эффекта Холла могут быть описаны в рамках теории Латтинжеровской жидкости.

Еще раз перечислю положения, выносимые на защиту:

(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 [14], 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 краю двумерной электронной жидкости в режиме дробного

квантового эффекта Холла может быть описана в рамках теории Латтинжеровской жидкости.

Результаты этой диссертации опубликованы в работах:

(1) 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);

(2) 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);

(3) 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);

(4) 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);

(5) 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);

(6) 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).

Я хочу выразить благодарность всем сотрудникам лаборатории квантового транспорта, а также всем остальным, кто в разное время способствовал моему прогрессу.

Литература

- [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, Черноголовка, 2009
- [4] R.Dingle, H.L.Stormer, A.C. Gossard and W.Wiegmann Electron mobilities in
modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices,
Appl.Phys.Lett. , vol. **33**,665 (1978)
- [5] J.S.Xia et al. Electron Correlation in the Second Landau Level: A Competition Be-
tween Many Nearly Degenerate Quantum Phases,
Phys.Rev.Lett., vol. **93**, 176809 (2004).
- [6] K.v Klitzing, G.Dorda and M.Pepper New Method for High-Accuracy Determination
of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Hall Resistance,
Phys.Rev.Lett., vol. **45**, 494 (1980)
- [7] D.C.Tsui, H.L.Stormer and A.C.Gossard Two-Dimensional Magnetotransport in the
Extreme Quantum Limit,
Phys.Rev.Lett., vol. **48**, 1559 (1982)

- [8] А.А. Шашкин, Переходы металл-диэлектрик и эффекты электрон-электронного взаимодействия в двумерных электронных системах
Успехи Физических Наук, том 175 (2005)
- [9] S.V.Kravchenko et al. Possible metal-insulator transition at $B=0$ in two dimensions,
Phys.Rev.**B**, vol. **50**, 8039 (1994)
- [10] A.N.Chang, L.N.Pfeiffer and K.W.West Observation of Chiral Luttinger Behavior in
Electron Tunneling into Fractional uantum Hall Edges,
Phys.Rev.Lett., vol.**77**, 2538 (1996)
- [11] 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)
- [12] Л.Д. Ландау Теория ферми-жидкости, Журнал Экспериментальной и
Теоретической Физики, т.30, стр. 1058 (1956)
- [13] A.A.Shashkin et al. Indication of the Ferromagnetic Instability in a Dilute Two-
Dimensional Electron System, Phys.Rev.Lett., vol. **87**, 086801 (2001)
- [14] 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)
- [15] 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)
- [16] J.M. Luttinger An Exactly Soluble Model of a Many-Fermion System,
Journal of Mathematical Physics, vol. **4**, 1154 (1963)
- [17] Э.В. Девятов Краевые состояния в режимах целочисленного и дробного
квантовых эффектов Холла,
Успехи Физических Наук, том 177 (2007)
- [18] База данных физико-технического института РАН им. Иоффе "Новые
полупроводниковые материалы", http://www.matprop.ru/AlGaAs_bandstr

- [19] E. Abrahams, P.W.Anderson, D.C.Licciardello and T.V.Ramakrishnan Scaling Theory of Localization: Absence of Quantum Diffusion in two Dimensions, Phys.Rev.Lett., vol.**42**, 673 (1979)
- [20] Alexander Punnoose and Alexander M. Finkelstein Metal-Insulator Transition in Disordered Two-Dimensional Electron Systems, Science, vol. 130, p. 289 (2005)
- [21] S.Anissimova, S.V. Kravchenko, A.Punnoose, A.M.Finkel'stein and T.M.Klapwijk Flow diagram of the metal-insulator transition in two dimensions, nature physics, vol.**3**,707 (2007)
- [22] D.A.Knyazev, O.E.Omel'yanovskii, V.M.Pudalov and I.S.Burmistrov Metal-Insulator Transition in Two Dimensions: Experimental Test of the Two-Parameter Scaling, Phys.Rev.Lett., vol. **100**, 046405 (2008)
- [23] Alexander Punnoose, Alexander M. Finkelstein Dilute Electron Gas near the Metal-Insulator Transition: Role of Valleys in Silicon Inversion Layers, Phys.Rev.Lett., vol. **88**, 016802 (2002)
- [24] A.Yu.Kuntsevich, N.N.Klimov, S.A.Tarasenko,N.S.Averkiev,V.M.Pudalov,H.Kojima and M.E.Gershenson
Intervalley scattering and weak localization in Si-based two-dimensional structures, Phys.Rev.**B**, vol.**75**, 195330 (2007)
- [25] В.Т. Долгополов, А.А. Шашкин, С.И. Дорожкин, Е.А. Выродов
Время энергетической релаксации в двумерном электронном газе у поверхности (001) кремния, ЖЭТФ, **89**, 2113 (1985)
- [26] Frank Stern Calculated Temperature Dependence of Mobility in Silicon Inversion Layers, Phys.Rev.Lett., vol.**44**, 1469 (1980)
- [27] S.Das Sarma, E.H.Hwang Charged Impurity-Scattering-Limited Low-Temperature Resistivity of Low-Density Silicon Inversion Layers, Phys.Rev.Lett., vol. **83**, 164 (1999)
- [28] S. Das Sarma Theory of finite-temperature screening in a disordered two-dimensional electron gas, Phys.Rev.**B**, vol. **33**, 5401 (1986)

- [29] B.L.Altshuler and A.G.Aronov "Electron-Electron Interaction In Disordered Conductors"(chapter 1, "Electron-Electron Interactions In Disordered Systems"ed. by A.L.Efros and M.Pollak), Elsevier Science Publishers, 1985
- [30] И.М. Лифшиц, А.М. Косевич
К теории магнитной восприимчивости металлов при низких температурах,
ЖЭТФ, **29**, 730 (1955)
- [31] A.A.Shashkin et al. Pauli Spin Susceptibility of a Strongly Correlated Two-Dimensional Electron Liquid,Phys.Rev.Lett., vol.**96**, 036403 (2006)
- [32] V.T. Dolgoplov, A. Gold
Magnetoresistance of the two-dimensional electron gas in a parallel magnetic field,
Pis'ma v ZhETF vol. **71**,p.**42** (2000)
- [33] F. Stern Transverse Hall effect in the electric quantum limit
Phys.Rev.Lett. vol.**21**, 1687 (1968)
- [34] T. Okamoto et al. Spin Degree of Freedom in a Two-Dimensional Electron Liquid,
Phys.Rev.Lett. vol. **82**, 3875 (1999)
- [35] Sergey A. Vitkalov et al. Small-Angle Shubnikov-de-Haas Measurements in a 2D Electron System: The Effect of a Strong In-Plane Magnetic Field,
Phys.Rev.Lett. vol. **85**, 2164 (2000)
- [36] Sergey A. Vitkalov et al. Hall coefficient of a dilute two-dimensional electron system in a parallel magnetic field, Phys.Rev.**B**, vol.**63**, 193304 (2001)
- [37] Дж. Займан "Принципы теории твердого тела"
- [38] V.T. Dolgoplov et al., Remote-doping scattering and the local field corrections in the 2D electron system in a modulation-doped Si/SiGe quantum well, Superlattices and Microstructures, vol. **33** , p. 271 (2003)
- [39] F.F. Fang and P.J. Stiles Effects of a Tilted Magnetic Field on a Two-Dimensional Electron Gas, Phys.Rev., vol. **174**, 823 (1968)

- [40] J.L. Smith and P.J. Stiles Electron-Electron Interactions Continuously Variable in the Range $2.1 > r_s > 0.9$, Phys.Rev.Lett., vol. **29**, 102 (1972)
- [41] S.V. Kravchenko, A.A. Shashkin, D.A. Bloore, T.M. Klapwijk
Shubnikov-de Haas oscillations near the metal-insulator transition in a two-dimensional electron system in silicon
Solid State Communications vol. 116, p. 495 (2000)
- [42] A.A. Shashkin et al. Spin-Independent Origin of the Strongly Enhanced Effective Mass in a Dilute 2D Electron System, Phys.Rev.Lett., vol. **91**,046403 (2003)
- [43] S.A. Vitkalov et al. Scaling of the Magnetoconductivity of Silicon MOSFETs: Evidence for a Quantum Phase Transition in Two Dimensions, Phys.Rev.Lett., vol. **87**, 086401 (2001)
- [44] J. Zhu et al. Spin Susceptibility of an Ultra-Low-Density Two-Dimensional Electron System, Phys.Rev.Lett., vol.**90**, 056805 (2003)
- [45] Y.-W. Tan et al. Measurements of the Density-Dependent Many-Body Electron Mass in Two-Dimensional GaAs/AlGaAs Heterostructures, Phys.Rev.Lett., vol.**94**, 016405 (2005)
- [46] K. Vakili,Y.P. Shkolnikov, E. Tutuc, E.P. De Poortere and M. Shayegan, Spin Susceptibility of Two-Dimensional Electrons in Narrow AlAs Quantum Wells, Phys.Rev.Lett., vol.**92**, 226401 (2004)
- [47] T. Okamoto et al. Spin polarization and metallic behavior in a silicon two-dimensional electron system, Phys.Rev.**B**, vol.**69**, 0412020(R) (2004)
- [48] K. Lai et al. Two-dimensional metal-insulator transition and in-plane magnetoresistance in a high-mobility strained Si quantum well, Phys.Rev.**B**, vol.**72**, 081313(R) (2005)
- [49] T.M. Lu et al. In-plane field magnetoresistivity of Si two-dimensional electron gas in Si/SiGe quantum wells at 20 mK, Phys.Rev.**B**, vol. **78**, 233309 (2008)
- [50] H. Noh et al. Interaction corrections to two-dimensional hole transport in the large- r_s limit , Phys.Rev.**B**, vol. **68**, 165308 (2003)

- [51] Y.Y. Proskuryakov et al. Hole-Hole Interaction Effect in the Conductance of the Two-Dimensional Hole Gas in the Ballistic Regime, *Phys.Rev.Lett.*, vol. **89**, 076406 (2002)
- [52] J. Yoon et al. Parallel Magnetic Field Induced Transition in Transport in the Dilute Two-Dimensional Hole System in GaAs, *Phys.Rev.Lett.*, vol. **84**, 4421 (2000)
- [53] E. Tutuc, S. Melinte, and M. Shayegan, Spin Polarization and g Factor of a Dilute GaAs Two-Dimensional Electron System, *Phys.Rev.Lett.*, vol. **88**, 036805 (2002)
- [54] O. Gunawan, Y.P. Shkolnikov, K. Vakili, T. Gokmen, E.P. De Poortere and M. Shayegan, Valley Susceptibility of an Interacting Two-Dimensional Electron System, *Phys.Rev.Lett.*, vol. **97**, 186404 (2006)
- [55] B.I. Halperin, Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential, *Phys.Rev.***B**, vol. **25**, 2185 (1982)
- [56] В.А. Волков, С.А. Михайлов Краевые магнетоплазмоны - низкочастотные слабозатухающие возбуждения в неоднородных двумерных электронных системах, *ЖЭТФ*, т.94, стр. 217 (1988)
- [57] 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)
- [58] Xiao-Gang Wen Theory of the edge states in fractional quantum Hall effects, *Int.J.Mod.Phys.***B**, vol. **6**, 1711 (1992)
- [59] D.B. Chklovskii, B.I. Shklovskii and L.I. Glazman Electrostatics of edge channels, *Phys.Rev.***B**, vol. **46**, 4026 (1992)
- [60] C.W.J. Beenakker Edge Channels for the Fractional Quantum Hall Effect, *Phys.Rev.Lett.*, vol. **64**, 216 (1990)
- [61] Sergio Conti and Giovanni Vignale Collective modes and electronic spectral function in smooth edges of quantum hall systems, *Phys.Rev.***B**, vol. **54**, 14309 (1996)

- [62] 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)
- [63] M.Grayson, D.C. Tsui, L.N. Pfeiffer, K.W. West and A.M. Chang Continuum of Chiral Luttinger Liquids at the Fractional Quantum Hall Edge, *Phys.Rev.Lett.*, vol. **80**, 1062 (1998)
- [64] Stefano Roddaro et al. Nonlinear Quasiparticle Tunneling between Fractional Quantum Hall Edges, *Phys.Rev.Lett.*, vol.**90**, 046805 (2003)
Stefano Roddaro et al. Interedge Strong-to-Weak Scattering Evolution at a Constriction in the Fractional Quantum Hall Regime, *Phys.Rev.Lett.*, vol. **93**, 046801 (2004)
- [65] Stefano Roddaro, Nicola Paradiso, Vittorio Pellegrini, Giorgio Biasiol, Lucia Sorba and Fabio Beltram Tuning Nonlinear Charge Transport between Integer and Fractional Quantum Hall States, *Phys.Rev.Lett.*, vol. **103**, 016802 (2009)
- [66] A. Wuertz et al. Separately contacted edge states: A spectroscopic tool for the investigation of the quantum Hall effect, *Phys.Rev.B*, vol.**65**, 075303 (2002)
- [67] E.V.Deviatov, V.T.Dolgoplov, A.Wuertz Charge redistribution between cyclotron-resolved edge states at high imbalance, *Pis'ma v ZhETF*, vol.79, 618 (2004)
- [68] T.E. Kopley, P.L.McEuen and R.G. Wheeler Resonant Tunneling through Single Electronic States and Its Suppression in a Magnetic Field, *Phys.Rev.Lett.*, vol. **61**, 1654 (1988)
- [69] S.L. Wang, P.C. van Son, S. Bakker and T.M. Klapwijk Selective population of edge states in Si-MOSFETs in the quantum Hall regime, *J.Phys. : Condens. Matter*, vol. **3**, 4297 (1991)
- [70] Walter Kohn Cyclotron Resonance and de Haas-van Alphen Oscillations of an Interacting Electron Gas, *Phys.Rev.*, vol. **123**, 1242 (1961)
- [71] 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)

- [72] 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)
- [73] R.C. Ashoori, "The density of states in the two-dimensional electron gas and quantum dots", PhD thesis, Cornell University, 1991
- [74] Dmitrii S.Golubev and Andrei D.Zaikin Quantum Decoherence in Disordered Mesoscopic Systems, Phys.Rev.**B**, vol.**81**, 1074 (1998)
- [75] A Gold and V.T.Dolgoplov The temperature of the maximal conductivity in Si MOS systems, J. Phys. C: Solid State Phys., vol. **18**, L463 (1985)
- [76] S.Das Sarma, E.H. Hwang Low-density spin-polarized transport in two-dimensional semiconductor structures: temperature-dependent magnetoresistance of Si MOS-FETs in an in-plane applied magnetic field, Phys.Rev.**B**, vol.**72**, 205303 (2005)
- [77] V.M.Pudalov et al. Interaction Effects in Conductivity of Si Inversion Layers at Intermediate Temperatures, Phys.Rev.Lett., vol.**91**, 126403 (2003).
- [78] A. Gold, V.T.Dolgoplov Determination of Landau's Fermi-liquid parameters in Si-MOSFET systems, Pis'ma v ZhETF, vol.**86**, p.687 (2007).
- [79] G.Zala, B.N.Narozhny, I.L.Aleiner, Vladimir I. Fal'ko Two-dimensional electron gas near full polarization, Phys.Rev.**B**, vol.**69**, 075306 (2004)
- [80] K.M.Mertes, Hairong Zheng, S.A.Vitkalov, M.P.Sarachik and T.M.Klapwijk Temperature dependence of the resistivity of a dilute two-dimensional electron system in high parallel magnetic field, Phys.Rev.**B**, vol. **63**, 041101(R) (2001)
- [81] Yeekin Tsui, S.A.Vitkalov, M.P.Sarachik and T.M. Klapwijk Conductivity of silicon inversion layers: comparison with and without an in-plane magnetic field, Phys.Rev.**B**, vol.**71**, 113308 (2005)
- [82] Д.А.Князев, О.Е.Омельяновский, А.С.Дормидонтов, В.М.Пудалов
Транспорт заряда в спин-поляризованной двумерной электронной системе в кремнии, письма в ЖЭТФ, том 83, с.390 (2006)

- [83] А.Ю. Кунцевич, Д.А. Князев, В.И. Козуб, В.М. Пудалов, Г. Брунтхалер, Г. Бауер
Немонотонная температурная зависимость холловского сопротивления 2D системы электронов в Si, письма в ЖЭТФ, том 81, 502 (2005)
- [84] D.C. Tsui and G. Kaminsky Observation of Sixfold Valley Degeneracy in electron Inversion Layers on Si(111), Phys.Rev.Lett., vol. **42**, 595 (1979)
- [85] 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)
- [86] A. Yu. Kuntsevich, G. M. Minkov, A. A. Sherstobitov and V. M. Pudalov
Nonmonotonic magnetoresistance of two-dimensional electron systems in the ballistic regime, Phys.Rev. **B**, vol. **79**, 205319 (2009)
- [87] T.A. Sedrakyan, M.E. Raikh Crossover from Weak Localization to Shubnikov-de Haas oscillations in a High-Mobility 2D Electron Gas, Phys.Rev.Lett. 100, 106806 (2008).
- [88] K. Eng, R.N. McFarland, B.E. Kane
Integer Quantum Hall Effect on a Six-Valley Hydrogen-Passivated Silicon (111) Surface, Phys.Rev.Lett., vol. **99**, 016801 (2007).
- [89] K. Eng, R.N. McFarland and B.E. Kane
High mobility two-dimensional electron system on hydrogen-passivated silicon(111) surfaces, Appl.Phys.Lett., vol. **87**, 052106 (2005).
- [90] V.M. Pudalov et al. Low-Density Spin Susceptibility and Effective Mass of Mobile Electrons in Si Inversion Layers Phys.Rev.Lett., vol. **88**, 196404 (2002).
- [91] E. Tutuc, S. Melinte, E.P. De Poortere, M. Shayegan and R. Winkler
Role of finite layer thickness in spin polarization of GaAs two-dimensional electrons in strong parallel magnetic fields, Phys.Rev. **B**, vol. **67**, 241309(R) (2003).
- [92] O. Estibals et al. Magnetoconductivity of a spin-polarized two-dimensional electron gas near the (111) silicon surface, Physica E **22**, 446 (2004)

- [93] Г.М. Гусев, Н.В. Заварицкий, З.Д. Квон, А.А. Юргенс
О долинном вырождении двумерных электронов у поверхности (111) кремния,
Письма в ЖЭТФ, том **40**, стр. 275 (1984)
- [94] Robert N. McFarland et al. Temperature-dependent transport in a sixfold degenerate two-dimensional electron system on a H-Si(111) surface, Phys.Rev.**B**, vol.**80**, 161310(R)(2009)
- [95] V.T. Dolgoplov et al. Spin ordering: two different scenarios for the single and double layer structures in the fractional and integer quantum Hall effect regimes, Phys.Stat.Sol.(b),vol. **14**, 3648 (2006)

Приложение: вывод формулы для равновесного наклона вольтамперных характеристик для разных комбинаций контактов

На рисунке изображён образец с четырьмя контактами, два из которых находятся на внутреннем краю мезы и два - на внешнем. Измерения вольтамперных характеристик происходят по четырёхточечной схеме. Пусть напряжение снимается с контактов а и b, а ток задан между контактами с,d (d - земля). Обозначим электрохимические потенциалы контактов $\mu_a, \mu_b, \mu_c, \mu_d$ соответственно, а токи, вытекающие из них, I_a, I_b, I_c, I_d соответственно. Пусть ещё g - фактор заполнения под затвором, а ν - фактор заполнения в части образца, не покрытой затвором. Будем записывать токи, втекающие в контакт, со знаком "минус", а токи, вытекающие из контакта, - со знаком "плюс". Рассматриваем задачу в общем виде, когда есть g краевых каналов, текущих на внешнем краю образца и $(\nu - g)$ краевых каналов, которые перенаправляются с внутреннего края образца на внешний при помощи затвора. Для четырёх токов, текущих через контакты а, b, с и d, имеем четыре уравнения:

$$I_a = e/h(\mu_a - \mu_d)g$$

$$I_b = e/h(\mu_b - \mu_c)\nu$$

$$I_c = e/h(\mu_c\nu - \mu_b g - (\nu - g)[\mu_b - \alpha_1(\mu_a - \mu_b)])$$

$$I_d = e/h(\mu_d - \mu_a - \alpha_2(\mu_a - \mu_b))g$$

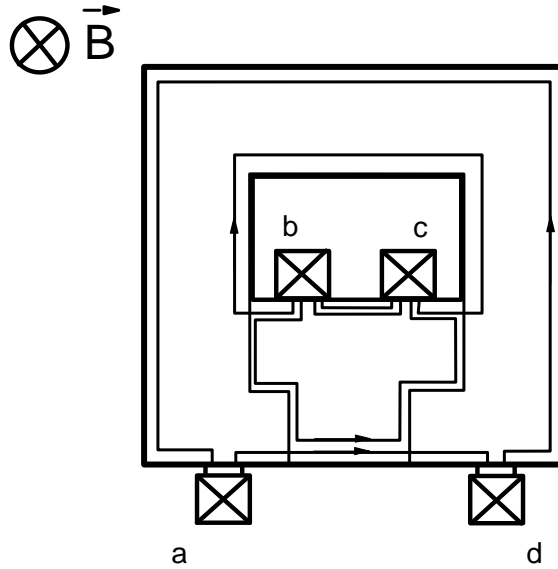


Рис. 47: Образец и нумерация контактов (стрелками показано направление дрейфа электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях).

В этих уравнениях α_1 и α_2 - коэффициенты, определяющие распределение электрохимического потенциала между краевыми каналами после того, как они выходят из щели затвора. Эти коэффициенты после установления равновесия между краевыми каналами не должны быть равны $1/2$, поскольку число краевых каналов, между которыми перетекает ток, может быть произвольным, не обязательно равным 2. Поскольку напряжение снимается с контактов a и b, токи, которые текут через них должны быть равны нулю. Можно записать $I_a = I_b = 0, I_c = I > 0, I_d = -I$. Отсюда сразу следует $\mu_a = \mu_d, \mu_b = \mu_c$. У нас остаются два уравнения:

$$I = e/h(\mu_b\nu - \mu_b g - (\nu - g)[\mu_b - \alpha_1(\mu_a - \mu_b)])$$

$$-I = e/h(\mu_a - [\mu_a + \alpha_2(\mu_a - \mu_b)])g$$

Из этих уравнений можно получить первое условие, для нахождения коэффициентов α_1 и α_2 . Второе условие заключается в том, что на выходе из щели затвора электрохимические потенциалы полосок сжимаемой электронной жидкости должны быть равны. Итак, для нахождения электрохимических потенциалов имеем два условия:

$$e/h\alpha_2 g(\mu_a - \mu_b) = e/h(\nu - g)\alpha_1(\mu_a - \mu_b)$$

$$\mu_b - \alpha_1(\mu_a - \mu_b) = \mu_a + \alpha_2(\mu_a - \mu_b)$$

Из них получаем:

$$g\alpha_2 = \alpha_1(\nu - g)$$

$$1 + \alpha_1 + \alpha_2 = 0$$

Отсюда находим коэффициенты $\alpha_1 = -g/\nu$, $\alpha_2 = -(\nu - g)/\nu$. Теперь можно найти равновесный наклон

$$R_{eq} = (\mu_a - \mu_b)/(eI) = -\frac{h}{e^2} \frac{\alpha_2^{-1}}{g} = \frac{h}{e^2} \frac{\nu}{g(\nu - g)}$$

Теперь найдём равновесный наклон для случая, когда токовые и потенциальные контакты расположены "крест-накрест", например а,с - ток (с - земля), b, d - напряжение. В этом случае $I_a = I$, $I_c = -I$, $I_b = I_d = 0$. Тогда система уравнений примет вид:

$$I_a = e/h(\mu_a - \mu_d)g = I$$

$$I_b = e/h(\mu_b - \mu_c)\nu = 0$$

$$I_c = e/h(\mu_c\nu - \mu_b g - (\nu - g)[\mu_b - \alpha_1(\mu_a - \mu_b)]) = -I$$

$$I_d = e/h(\mu_d - [\mu_a + \alpha_2(\mu_a - \mu_b)])g = 0$$

Решая эту систему, как раньше, получим $\alpha_2 = -(\nu - g)/\nu$, $1 + \alpha_2 = g/\nu$. Тогда для равновесного наклона получится

$$R_{eq} = (\mu_b - \mu_d)/(eI) = \frac{h}{e^2} \frac{1 + \alpha_2}{\alpha_2} \frac{1}{g} = \frac{h}{e^2} \frac{1}{\nu - g}$$