

ДЕВЯТОВ Эдуард Валентинович

**ВЕРТИКАЛЬНОЕ И ЛАТЕРАЛЬНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ
В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ И СТРУКТУРАХ
НА ИХ ОСНОВЕ.**

01.04.07 - физика твёрдого тела

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

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

Черноголовка – 2000

Содержание

Введение	3
1 Обзор литературы	6
1.1 Исследования процессов вертикального туннелирования в двумерные системы	6
1.2 Исследование процессов латерального туннелирования	15
2 Методика эксперимента	17
2.1 Образцы	17
2.1.1 Трехэлектродные структуры	18
2.1.2 Параболические квантовые ямы	20
2.1.3 Образцы с сужениями в плоскости двумерной системы	23
2.2 Экспериментальные методики	25
2.2.1 Получение низких температур и сильных магнитных полей	25
2.2.2 Емкостная спектроскопия	26
2.2.3 Измерение вольт-амперных характеристик сужений	33
3 Кулоновская псевдощель в спектре двумерной электронной системы	34
4 Спектры двойных электронных слоёв	45
4.1 Нормальное магнитное поле	45
4.2 Наклонное магнитное поле	61
5 Латеральное туннелирование в край двумерной системы	75
Заключение	84
Литература	87

Введение

В настоящее время в физике твёрдого тела большое внимание привлекает исследование свойств двумерных электронных систем. Интерес к исследованию таких систем отчасти вызван практическими нуждами - подобные системы реализуются в полевых транзисторах (как кремниевых, Si MOSFET, так и очень перспективных для высокочастотных применений транзисторах на основе GaAs) и промышленность нуждается в детальном исследовании свойств подобных систем и повышении их качества; отчасти - богатой физикой, наблюдающейся в двумерных электронных системах. При этом наибольшее, пожалуй, практическое применение имеют транспортные исследования - изучение процессов движения электронов в системе.

Из истории физики известно, сколь важное место при исследованиях транспортных свойств занимают туннельные методы. Процессы туннелирования в двумерных системах можно разделить на две большие группы: туннелирование в край двумерной системы, так называемое латеральное туннелирование, и туннелирование в объём - вертикальное туннелирование. К последней группе относятся и свойства туннельно-связанных двойных электронных слоёв (двухслойных систем). Данная работа как раз и посвящена исследованию двумерных электронных систем туннельными методами.

В настоящее время общепринятой является точка зрения, согласно которой целочисленный квантовый эффект Холла в двумерной (2Д) системе объясняется без привлечения понятий обменного и корреляционного взаимодействий, при этом межэлектронное взаимодействие учитывается лишь в приближении среднего поля. С другой стороны, хорошо известно что инжекция заряда при туннелировании в 2Д систему в квантующих магнитных полях чрезвычайно чувствительна к обменным и корреляционным эффектам. Таким

образом, эксперименты по вертикальному туннелированию позволяют пролить свет на проявление эффектов взаимодействия в режиме квантового эффекта Холла и являются мощным средством исследования электронного спектра 2Д систем.

Появление систем, состоящих из двух параллельных двумерных электронных слоёв явилось шагом к усложнению объекта исследований. Наличие туннельной связи между слоями эффективно повышает размерность системы и приводит к появлению новых физических свойств. В квантующих магнитных полях возникают как многочастичные особенности в транспортных свойствах двухслойных электронных систем, так и новые явления, которые могут быть описаны без привлечения обменных и корреляционных эффектов. К исследованию электрон-электронного взаимодействия относится и изучение квантовых фазовых переходов в двухслойной электронной системе, связанных с изменением спиновой поляризации основного состояния.

При вертикальном туннелировании в объём двумерной электронной системы в квантующих магнитных полях проявляется энергетический спектр системы. При латеральном (в плоскости) туннелировании напрямую проявляется структура краевых каналов в режиме квантового эффекта Холла, что имеет большое значение для понимания процессов распространения заряда в плоскости двумерной системы в сильных магнитных полях.

Цель данной работы состояла в экспериментальном изучении спектра двумерной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла при помощи вертикального туннелирования, перестройки энергетического спектра двойных туннельно-связанных электронных слоёв (двуслойных систем) в сильном магнитном поле, квантовых фазовых переходов в двуслойных системах при наклоне магнитного поля относительно нормали к образцу, исследовании латерального туннелирования между краевыми состояниями в режиме квантового эффекта Холла.

Основные результаты данной работы заключаются в подробном исследовании кулоновской псевдощели вблизи фактора заполнения $\nu = 1$, обнаружении новых, вызванных гибридизацией подзон в магнитном поле, щелей в спектре двухслойной системы и исследовании влияния параллельной слоям компоненты магнитного поля на появление таких щелей, исследовании квантового фазового перехода в двухслойной системе, связанного с

изменением поляризации основного состояния системы и образованием новой, наклонной антиферромагнитной фазы, и исследовании латерального туннелирования в край двумерной электронной системы.

Данная работа организована следующим образом:

В главе 1 дан обзор литературы, посвящённой туннелированию в край двумерной системы, в объём, и свойствам туннельно-связанных двойных электронных слоёв.

В главе 2 описаны использованные образцы, результаты их характеристики и применённые экспериментальные методики. Особое внимание уделено методам ёмкостной спектроскопии, являющимся мощным средством изучения двумерных систем и широко использованным в данной работе.

Глава 3 описывает исследования кулоновской псевдощели на уровне Ферми в высокоподвижной двумерной системе в магнитном поле при факторах заполнения менее единицы и проводит сравнение полученных результатов с существующими на данный момент теориями.

Глава 4 посвящена изложению результатов, полученных при исследовании туннелирования в мягких двухслойных электронных системах, проведённым модельным расчётам и их обсуждению. При изложении подчёркивается различие одно- и многочастичных свойств таких систем.

В главе 5 приведены результаты исследования процессов латерального туннелирования в системе с контролируемым туннельным барьером и дано их обсуждение.

Глава 1

Обзор литературы

1.1 Исследования процессов вертикального туннелирования в двумерные системы

Как уже упоминалось выше, к этой области исследований относится как непосредственно изучение процесса туннелирования между объёмом двумерной электронной системы и параллельной ей металлической плоскостью (2D-3D туннелирование), так и изучение свойств двойных туннельно-связанных электронных слоёв.

На протяжении данной работы будет проводиться различие между физическими эффектами, которые могут быть описаны в приближении среднего поля и здесь называются одночастичными (поскольку в приближении среднего поля взаимодействие учитывается как влияние на каждый электрон усреднённого поля остальных), и многочастичными эффектами, которые могут быть объяснены лишь с привлечением понятий обмена и корреляции.

3D-2D туннелирование и исследования кулоновской псевдощели

В настоящее время общепринятой является точка зрения, согласно которой целочисленный квантовый эффект Холла в двумерной (2D) системе является одночастичным эффектом. С другой стороны, хорошо известно что инжекция заряда при туннелировании в 2D систему в квантующих магнитных полях чрезвычайно чувствительна к многочастичным эффек-

там. Именно эксперименты по вертикальному туннелированию ([1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]) являются мощным средством исследования электронного спектра 2Д систем. В первых исследованиях [1] было показано, что в туннелировании между двумерным электронным газом и трёхмерным слоем металла проявляются щели в электронном спектре как при целых, так и при дробных факторах заполнения. Эти щели обусловлены как квантующим магнитным полем так и кулоновской псевдощелью возникающей из-за перестройки электронного спектра на ферми-уровне 2Д системы в силу кулоновского отталкивания, и, следовательно, запиннированной на ферми-уровне. В то время как щели, возникающие из-за квантования магнитным полем соответствуют особенностям в зависимости энергии 2Д системы от электронной плотности и могут измеряться различными методами с привлечением вертикального туннелирования или без такового [9, 10], щели, обусловленные кулоновской псевдощелью, прямо проявляются только в экспериментах по вертикальному туннелированию [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8]. В работе [2] было обнаружено что псевдощель существует в широком диапазоне магнитных полей и слабо зависит от фактора заполнения. Исследования туннелирования между двумя высокоподвижными 2Д слоями показали существование псевдощели с экспоненциально малой туннельной плотностью состояний в пределе сильных магнитных полей [3, 4]. Поскольку эксперименты [1, 2] и [3, 4] были проведены на образцах сильно разного качества и в разных пределах по магнитному полю, долгое время было неясно, наблюдалась ли обеими экспериментальными группами щель одинакового происхождения. В настоящее время можно предположить, что в упомянутых экспериментах исследовалась одна и та же псевдощель, поскольку все полученные результаты могут быть воспроизведены на одном образце, что было показано в работе [5]. В частности, при $\nu < 1$ туннельная плотность состояний в псевдощели линейна по энергии вблизи уровня Ферми и меняет эту зависимость на более сильную при удалении от него [5]. Довольно неожиданный и интересный результат был описан в работе [6], согласно которой при факторе заполнения $\nu = 1/2$ ширина псевдощели при туннелировании между одинаковыми 2Д электронными слоями (как и в работах [3, 4]) примерно пропорциональна магнитному полю.

При туннелировании из трёхмерной электронной системы в высокоподвижный элек-

тронный газ было обнаружено резкое усиление псевдощели вблизи фактора заполнения $\nu = 1$, проявляющееся в появлении двугорбой структуры в туннельном сопротивлении [7]. Измерения вольт-амперных характеристик при $\nu \approx 1$ показали, что псевдощель примерно линейна по энергии вблизи уровня Ферми. Авторы работы [7] настаивают, что такая двугорбая структура не является проявлением паразитных эффектов латерального транспорта, а отражает реальное поведение псевдощели вблизи этого фактора заполнения, что недавно было подтверждено времяразрешёнными туннельными экспериментами в работе [8], где соответствующая двугорбая структура проявилась во времени релаксации туннельного тока при факторах заполнения, близких к $\nu = 1$. В этой работе, однако, основное внимание было уделено наблюдению двух сильно различающихся времен релаксации, в то время как двугорбая структура не обсуждалась. Подробное исследование такой структуры является одной из целей данной работы.

Что касается теоретических моделей, то они были разработаны для туннельной плотности состояний в двумерной системе находящейся и в металлической, и в диэлектрической фазах. Полагают, что в отсутствие магнитного поля в двумерном металле со слабым случайным потенциалом электрон-электронное взаимодействие приводит к логарифмическим поправкам, которые уменьшают одночастичную плотность состояний на уровне Ферми [11] в то время как в двумерном диэлектрике с сильно локализованными электронами туннельная плотность состояний исчезает на ферми-уровне ε_F линейно по энергии $D = (2\kappa^2/\pi e^4)|\varepsilon - \varepsilon_F|$, где κ - диэлектрическая проницаемость а e - электронный заряд [12].

Проблема вертикального туннелирования при нулевой температуре в квантующих магнитных полях затрагивалась во многих современных публикациях. Для металлического состояния эти публикации предсказывают кулоновскую псевдощель с экспоненциально малой плотностью состояний вблизи уровня Ферми ε_F [13, 14, 15, 16]. Аналогичные результаты были получены для диэлектрического состояния типа вигнеровского кристалла [17] и диэлектрического состояния слабо разупорядоченной двумерной системы при высоких факторах заполнения [18]. В соответствии с работами [13, 14, 17] псевдощель должна скалироваться со средним межэлектронным расстоянием. Для диэлектрической фазы с

сильным беспорядком псевдощель, вызванная кулоновским взаимодействием, ожидается линейной по энергии с фоновой плотностью состояний на ферми-уровне [19]:

$$D(\varepsilon) = D_F + \alpha|\varepsilon - \varepsilon_F|, \quad (1.1)$$

где множитель α слабо отличается от константы $\alpha_0 = 2\kappa^2/\pi e^4$, предсказанной в работе [12]. Линейная зависимость (1.1) сохраняется даже в присутствии экранирующего металлического электрода, расположенного на расстояниях от двумерной системы, сравнимых со средним межэлектронным расстоянием [20].

Описанные выше теории качественно согласуются с экспериментальными результатами по исследованию кулоновской псевдощели за следующими исключениями: (i) отсутствие скалирования щели со средним межэлектронным расстоянием, что было обнаружено в [6]; (ii) падение коэффициента α при увеличении магнитного поля, показанное в [5]; (iii) поведение псевдощели вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ (образование двугорбой структуры) [7, 8]. Всем этим расхождениям теории с экспериментом уделяется особое внимание в данной работе.

Туннельно связанные двухслойные электронные системы

При обсуждении свойств двухслойных систем, т.е. структур, состоящих из двух параллельных и близко (так, что становятся существенными процессы туннелирования) расположенных электронных слоёв, следует иметь в виду, что понятие индивидуального слоя корректно лишь в случае слабого туннелирования между слоями. В противном случае имеет смысл говорить только о подзонах со сложным распределением электронной плотности в двухслойной системе. Замечательные свойства таких систем в квантующих магнитных полях определяются не только соотношением между кулоновскими энергиями взаимодействия между слоями и внутри слоёв и симметрично-антисимметричным расщеплением уровней, вызванном туннелированием, но и отношением расстояния между центрами масс распределения электронной плотности в подзонах к эффективному борновскому радиусу [25]:

$$\eta = d/a_B = d/(\varepsilon\hbar^2/m e^2). \quad (1.2)$$

Именно величина η определяет "мягкость" двухподзонной системы, т.е. чувствительность межподзонного расщепления к переносу заряда между подзонами. Двухподзонная система называется сбалансированной (или находящейся в балансе), когда распределение электронной плотности в подзонах представляет собой два симметричных максимума, соответствующих двум слоям. Поскольку в сбалансированной системе центры масс распределения электронной плотности в подзонах совпадают, такая система в смысле мягкости аналогична обычной двухподзонной системе с бесконечно малым η , например двухподзонной электронной системе в одиночном гетеропереходе. Наоборот, разбалансированная двухслойная электронная система с несимметричными распределениями электронной плотности обычно является мягкой в силу $\eta \geq 1$, так что её спектр крайне чувствителен к межподзонному переносу заряда.

С первых же работ большое внимание уделялось исследованию именно сбалансированных систем. В такой системе, в предположении непроницаемого туннельного барьера, режим целочисленного квантового эффекта Холла (ЦКЭХ) для каждого из слоёв в отдельности приводит к ЦКЭХ при чётных общих факторах заполнения, в силу же туннелирования возникает симметрично - антисимметричное расщепление, которое приводит к ЦКЭХ при нечётных общих факторах заполнения.

Несомненно, что в физике таких систем наибольшее внимание привлекают исследования многочастичных эффектов в квантующих магнитных полях. Так, было показано, что межслойные кулоновские корреляции ответственны за дробный квантовый эффект Холла при факторе заполнения $\nu = 1/2$ [26, 27, 28, 29, 30], многочастичное холловское плато при $\nu = 1$ [31, 32], насыщение при понижении температуры эффекта увлечения электронов, вызванного межслойным обменом фононами [33, 34]. Кроме того, было показано что межслойные кулоновские корреляции разрушают симметрично-антисимметричное расщепление в сильных магнитных полях [35, 36, 37, 38, 39].

Одночастичные свойства мягких двухслойных электронных систем, которые могут быть описаны без привлечения обменных и корреляционных эффектов, не менее интересны. Случай несбалансированной электронной системы с сильно несимметричным распределением электронной плотности был рассмотрен в работе [40]. При сравнительно больших

факторах заполнения авторы [40] наблюдали особенности на веере Ландау такой системы и объяснили их в терминах переноса заряда между слоями/подзонами, без привлечения обменных и корреляционных эффектов.

Вообще, процесс межслойного/межподзонного переноса заряда достаточно интересен для исследований. Кроме того, что такой процесс ответственен за эффекты уже упоминавшейся работы [40], в нём же, как показано в [41], проявляются электронные корреляции между слоями. Процессом межподзонного переноса заряда сопровождается и образование состояний с нарушенной симметрией в режиме дробного квантового эффекта Холла, что было обнаружено в экспериментах с широкой квантовой ямой [42].

Исследование процессов межподзонного переноса заряда в мягкой двухслойной системе является одной из целей данной работы.

Фазовые переходы в двухслойной системе.

Отдельным и чрезвычайно интересным объектом для исследований является изучение фазовых переходов в двухслойной/двухподзонной системе. Можно ожидать, что двухслойная система с симметричным распределением электронной плотности в нормальном к поверхности магнитном поле при факторе заполнения $\nu = 2$ может находиться в различных основных состояниях. В простейшей одночастичной картине ситуация выглядит следующим образом: каждый уровень Ландау имеет четыре подуровня, в силу спинового и межподзонного расщеплений. При увеличении спинового расщепления, в точке равенства зеемановской энергии $\mu g B$ и симметрично-антисимметричного расщепления Δ_{SAS} , определяемого ростовыми параметрами образца, должен произойти переход от спиново-неполяризованного основного состояния (с антипараллельной ориентацией спинов подзон) к ферромагнитному состоянию с параллельными спинами. Экспериментально, однако, подобный переход наблюдается при зеемановской энергии, значительно меньшей чем Δ_{SAS} для данного образца [43, 44, 45], что указывает на важность многочастичных эффектов.

Современные теоретические работы [46, 47, 48, 49, 50, 51] показали значение электрон-электронного взаимодействия для спинового состояния двухслойной электронной системы. Для симметричной двухслойной электронной системы, устойчивой к процессам нарушения

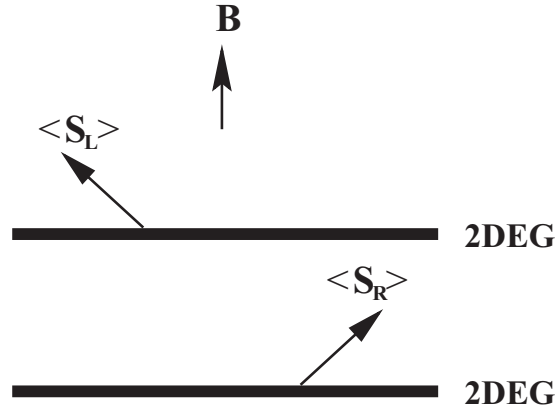


Рис. 1.1: Схематическое изображение ориентации электронных спинов в наклонной антиферромагнитной фазе.

симметрии, (так называемый двумерный ферромагнетик типа "лёгкая плоскость" [52]) предсказывается существование новой, так называемой наклонной антиферромагнитной фазы [46, 47, 48, 49, 50]. Эта фаза должна находиться между спиново-неполяризованным и ферромагнитным состояниями. Упомянутые теоретические работы показывают, что благодаря кулоновскому отталкиванию электронов смешивание симметричного и антисимметричного состояний с противоположными спинами приводит к образованию нового спиново-неполяризованного основного состояния системы - двухчастичному спин-синглетному состоянию. Точка перехода между этим спиновым синглетом и ферромагнитным состоянием, в котором спины в обоих слоях смотрят в одном направлении - направлении внешнего магнитного поля - определяется соотношением

$$\mu g B \approx \frac{\Delta_{SAS}^2}{E_c}, \quad (1.3)$$

где E_c обозначает кулоновскую энергию. Поскольку обычно $E_c > \Delta_{SAS}$, переход ожидается при $\mu g B < \Delta_{SAS}$. Вблизи точки перехода внутрислойное обменное взаимодействие приводит к образованию промежуточной наклонной антиферромагнитной фазы, которая характеризуется межслоевым антиферромагнитным спиновым упорядочением в двумерной плоскости и относится к состоянию с нулевой энергией спинового возбуждения [46, 47, 48, 49, 50] (см. рис. 1.1, где схематически изображена ориентация спинов в наклонной антиферромагнитной фазе). Появление этой фазы означает новый класс квантовых

фазовых переходов между диэлектриками с различной спиновой структурой.

Идея существования новой фазы была подтверждена недавними экспериментами по неупругому рассеянию света, в которых были обнаружены переходы вблизи $\nu = 2$ между основными состояниями с различной спиновой структурой [53, 54]. В этих экспериментах конфигурация системы была такова, что в спектре проявлялись лишь переходы без переворота спина, т.е. соответствующие симметрично-антисимметричному расщеплению. Основной экспериментальной находкой было резкое падение энергии этих переходов к значению, близкому к зеемановской энергии, в окрестности фактора заполнения 2. Подобное поведение означает появление возбуждений с переворотом спина и исчезающе малой энергией, т.е. смену основного состояния системы, хотя прямое наблюдение таких возбуждений и невозможно в использованной экспериментальной установке. Измерения были проведены в нормальном и наклонных магнитных полях, на образцах с различной электронной плотностью. Однако такая смена состояний с различной спиновой структурой не была изучена при помощи транспортных измерений, что и проделано в предлагаемой работе.

Существование наклонной антиферромагнитной фазы предсказывается и для двухслойной системы с несимметричным распределением электронной плотности [50].

Для применимости соображений, выдвинутых в многочастичной решёточной модели работы [49] к случаю наклонного магнитного поля необходимо ввести в нее два существенных изменения: (i) в качестве одного элемента ('rung' в оригинальной терминологии) следует рассматривать два узла сдвинутых на расстояние $d_0 \tan \Theta$; (ii) значение Δ_{SAS} должно быть заменено расстоянием между подзонами, определённым из самосогласованных вычислений в приближении Хартри.

Такой расчёт был проделан в работе [55], где подтверждено существование наклонной антиферромагнитной фазы в случае присутствия компоненты поля, параллельной плоскости двухслойной системы. Более того, показано, что наклон магнитного поля позволяет *непрерывно* изменять положение двухслойной системы на фазовой диаграмме. Последнее обстоятельство, наряду с результатом расчёта [50], чрезвычайно важно для экспериментального наблюдения фазовых переходов, поскольку каждый образец с фиксированными

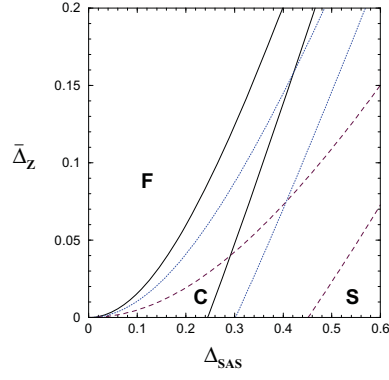


Рис. 1.2: Теоретическая фазовая диаграмма для двухслойной системы при факторе заполнения $\nu=2$ полученная в работе [55] для различных значений параллельной плоскости компоненты магнитного поля B_{\parallel} . На рисунке $\bar{\Delta}_z$ обозначает зеемановскую энергию, определяемую *полным* магнитным полем, буквой F обозначена область фазовой диаграммы, в которой система находится в спин-упорядоченном состоянии, C - наклонном антиферромагнитном, S- спин-неупорядоченном. Сплошные, точечные и пунктирные линии соответствуют отношениям полей $B_{\parallel}/B_{\perp} = 0, 1/\sqrt{3},$ и 1.

(заданными ростовой структурой) параметрами (ширина и высота туннельного барьера, ширина квантовых ям) находится в определённой точке фазовой диаграммы и необходимо иметь внешний управляющий параметр (затворное напряжение в [50] или угол наклона магнитного поля) для наблюдения различных фаз и переходов между ними на одном и том же образце.

В результате возможны, вообще говоря, два перехода [54]: ферромагнитная фаза — наклонная антиферромагнитная фаза — спиново неполяризованная фаза. При достаточно большой величине $\Delta_{SAS}/\mu g B$, наклонная антиферромагнитная фаза становится основным состоянием системы в точке баланса, и первый из упомянутых переходов исчезает. Дальнейшее увеличение этого отношения приводит к исчезновению и второго перехода. Ожидается, что в разупорядоченной системе область между двумя переходами будет иметь сложную внутреннюю структуру и состоять из различных фаз спинового Бозе-стекла [49, 50], которые характеризуется наличием доменов наклонной антиферромагнитной фазы.

Пример фазовой диаграммы (взятой из работы [55]) приведён на рис. 1.2, где показано

изменение границ фаз при введении параллельной компоненты магнитного поля, энергия считается в единицах $e^2/\varepsilon l$ - характерной величины внутрислойного кулоновского взаимодействия, l - магнитная длина. Из рисунка видно, как при введении параллельной компоненты магнитного поля увеличивается размер области на диаграмме, занятой ферромагнитной (F) фазой и уменьшается соответствующий размер для спиново-неполяризованной фазы (S). При этом, две упомянутые фазы всегда остаётся разграниченными наклонной антиферромагнитной фазой (C).

Кроме того, в работе [56] фазовая диаграмма работ [46, 47, 48, 49, 50, 55] получена иным методом, причём доказана стабильность всех трёх фаз по отношению к длиннопериодным пространственным неоднородностям. Также был вычислен спектр скирмионных возбуждений двухслойной системы и показано наличие минимума в спектре при факторе заполнения $\nu = 2$ в области наклонной антиферромагнитной фазы а так же отсутствие фазовых переходов и особенностей в скирмионном спектре при факторах заполнения $\nu = 1, 3$. Отождествив экспериментально измеряемую энергию активации с энергией возбуждения скирмиона, которая, согласно [56] меньше энергии образования электрон-дырочной пары, авторы работы [56] достигли качественного согласия с излагаемыми в данной работе экспериментальными результатами для фактора заполнения $\nu = 2$.

1.2 Исследование процессов латерального туннелирования

Исследование латерального туннелирования в край двумерной электронной системы связано не только с изучением краевых состояний в двумерной электронной системе в режимах целочисленного и дробного эффектов Холла, но так же с проблемой резонансного туннелирования и кулоновской блокады [57, 58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65]. Во всех этих работах наличие туннельного режима в транспорте определялось по экспоненциальным зависимостям измеряемого тока через образец либо от напряжения сток-исток [57, 58, 59, 60] либо от магнитного поля [61, 62].

В противоположность вертикальному туннелированию в объём двумерной электронной

системы в квантующих магнитных полях, где проявляется энергетический спектр системы, при латеральном туннелировании электроны всегда туннелируют на уровни Ландау, которые загнуты вверх у края и формируют краевые каналы в местах пересечения с уровнем Ферми. Таким образом, щели в спектре двумерной системы не могут быть обнаружены напрямую в экспериментах по латеральному туннелированию. Однако, в этих экспериментах отражается структура краевых каналов и плотность состояний. И для целочисленного, и для дробного квантовых эффектов Холла ожидается степенной закон поведения плотности состояний на краю двумерной системы. В эксперименте, однако, такое поведение не отличимо от изменения формы барьера электрическим полем в нелинейном режиме и, следовательно, надо очень осторожно относиться к результатам, полученным из анализа вольт-амперных характеристик имеющих вид степенных зависимостей, например, как в работе [61, 62].

Для создания туннельного барьера были использованы различные методы: (i) обеднение узкой области внутри двумерного электронного газа при помощи затворного напряжения [57, 58, 59, 60, 65]; (ii) создание диэлектрических областей в двумерной электронной системе при помощи фокусированных ионных пучков (оригинальное название - *focused-ion-beam insulation writing*) [63, 64]; ((iii) техника наращивания туннельного барьера на сколоте краю гетероперехода GaAs/AlGaAs (*cleaved-edge overgrowth technique*) [61, 62]. Поскольку параметры туннельного барьера не являются хорошо управляемыми величинами, существенно, что использование первого метода позволяет изменять барьер на одном и том же образце. Преимуществом второго метода является возможность формировать узкие сужения двумерной системы в районе барьера, что должно положительно сказываться на однородности туннельного тока. Туннельные барьеры, полученные третьим из перечисленных методов, заведомо неоднородны (в силу больших геометрических размеров) и имеют принципиально неконтролируемые параметры в области протекания туннельного тока.

В данной работе были исследованы системы, в которых туннельный барьер создаётся комбинацией первых двух способов, реализованных, однако, на более высоком технологическом уровне.

Глава 2

Методика эксперимента

2.1 Образцы

Одной из наиболее изученных и совершенных является гетероструктура (или гетеропереход) GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.3 - 0.4$). Полупроводниковые материалы GaAs и AlGaAs имеют разные ширины запрещённых зон, при этом постоянные решётки и диэлектрические проницаемости у них близки. С помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии удаётся вырастить атомно-гладкую поверхность раздела этих материалов, называемую гетерограницей. В такой структуре, за контролируемым числом слоёв GaAs, следует последовательность слоёв AlGaAs. Используемый в этих системах чистый GaAs является, за счёт остаточных примесей (которые существуют в этом материале и при максимальной очистке), полупроводником p-типа, AlGaAs полупроводником n-типа. При выравнивании уровня Ферми в системе возникает изгиб зон на границе GaAs/Al_xGa_{1-x}As и образуется потенциальная яма для электронов. При низкой температуре (меньшей, чем расстояние между уровнями размерного квантования в яме) все электроны скапливаются на нижнем уровне, в результате чего электронная система является эффективно двумерной.

Главным преимуществом системы GaAs/AlGaAs, которое позволяет получить образцы очень высокого качества, является возможность использования метода молекулярно-лучевой эпитаксии для роста структур. Данный метод позволяет достичь минимальной концентрации примесей и поверхностных дефектов на гетерогранице. Кроме того, легиру-

ющие примеси (обычно это Si) располагаются в пространственно удалённой (слоем нелегированного AlGaAs, так называемым спейсером) от поверхности раздела области AlGaAs — метод модулированного легирования — что уменьшает их влияние на электроны в системе. Другие используемые технологические приёмы — выращивание сверхрешётки (последовательно чередующихся нелегированных слоёв GaAs/AlGaAs) между кристаллом подложки и рабочим гетеропереходом, что позволяет предотвратить проращение дислокаций из подложки в область гетерограницы и нанесение на поверхность образца слоя GaAs (так называемый cap layer). Такой слой GaAs загибает дно подзоны вверх за слоем легированного AlGaAs, уменьшая число заряженных примесей. Всё это обеспечивает высокую подвижность электронов - в рекордных структурах более 10^7 см²/В с. Концентрация электронов в двумерном слое определяется концентрацией легирующей примеси и может изменяться (в основном, в сторону уменьшения, поскольку при увеличении электронной концентрации растут электрические поля в области AlGaAs и возможен электрический пробой, необратимо повреждающий образец) при помощи металлического затвора, нанесённого на поверхность кристалла [73].

Образцы, использованные в данной работе, представляют собой сложные структуры, выполненные, однако, на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs. Это так называемая трёхэлектродная система для исследования вертикального туннелирования в двумерный электронный газ (см. рис. 2.1), двойная квантовая яма для исследования свойств туннельно связанных электронных слоёв (см. рис. 2.2) и структура с туннельным барьером в плоскости для исследования туннелирования в край двумерного электронного газа (см. рис. 2.4). Их подробному описанию посвящены следующие разделы.

2.1.1 Трёхэлектродные структуры

Для исследования вертикального туннелирования в двумерную электронную систему были использованы образцы, содержащие гетеропереход (Al,Ga)As/GaAs с высокоподвижным электронным газом, аналогичный обычным МОП-структурам. Эта аналогия заключается в том, что в структуре отсутствовала область легированного AlGaAs, на поверхность кристалла был нанесен металлический затвор, а в глубине GaAs находилась сильно легиро-

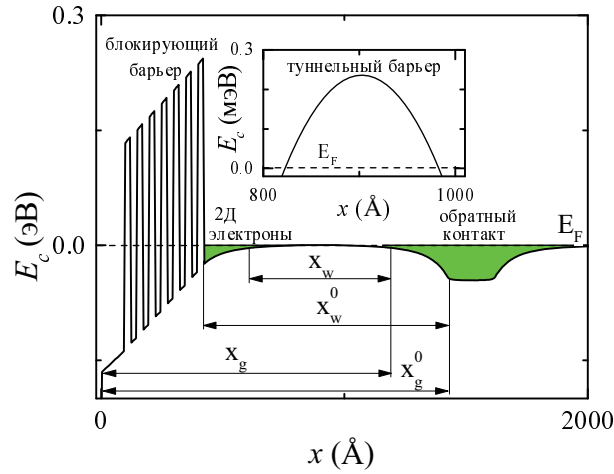


Рис. 2.1: Вычисленная структура дна зоны проводимости образца при $V_g = 0.8$ В, x -координата отсчитывается от затвора. На вставке в увеличенном масштабе показана область туннельного барьера.

ванная ($4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ Si) область шириной 20 нм. Эта область оставалась хорошо проводящей даже при низких температурах и служила третьим электродом в системе ("обратным контактом"). Электроны проникали в двумерный слой путём туннелирования из обратного контакта.

Последовательность слоёв и вычисленное при помощи совместного решения одномерных уравнений Шредингера и Пуассона дно зоны проводимости структуры приведены на Рис. 2.1. Блокирующий барьер между металлическим затвором и электронной системой образован короткопериодной GaAs/AlAs сверхрешёткой (что увеличивает напряжение пробоя), покрытой слоем GaAs. Слабое остаточное легирование слоя GaAs между электронной системой и третьим электродом (обратным контактом) формирует низкий но широкий туннельный барьер для электронов. Изгиб зон и, следовательно, концентрация носителей в системе может контролироваться затворным напряжением V_g между металлическим затвором и обратным контактом. При этом при нулевом затворном напряжении электроны в системе отсутствуют, что ещё раз подчёркивает аналогию с Si-MOSFET структурами.

Принципиальным отличием этих образцов от трехэлектродных структур, использованных другими группами, является метод формирования туннельного барьера. В работах

[74] туннельный барьер был встроен в процессе эпитаксии, в использованных нами структурах он возникал как результат остаточного легирования чистого GaAs. Это привело к значительному уменьшению беспорядка в системе, что подтверждается наблюдением дробного квантового эффекта Холла в сравнительно небольшом магнитном поле $B = 10$ Т. (Следует отметить, что прямые измерения подвижности на образцах с туннельным контактом невозможны в силу неизвестной конфигурации электрических полей и, следовательно, неопределённой геометрии измерений.)

В экспериментах было использовано 4 образца этого типа. Образцы были приготовлены из 2-х шайб (в дальнейшем именуемых А и В), выращенных на двух разных установках молекулярно-лучевой эпитаксии (в университете г.Гамбурга и университете г. Глазго). Поскольку речь идёт о структурах с рекордными параметрами, использование различных установок подтверждает воспроизводимость результатов. Для шайбы А ростовые расстояния между затвором и обратным контактом и двумерной электронной системой и обратным контактом составляли, соответственно, $x_g^0 = 142$ нм и $x_w^0 = 100$ нм. Для шайбы В - $x_g^0 = 142.4$ нм и $x_w^0 = 100$ нм. Площади затворов на поверхности кристаллов - А = 8700 мкм² для образца А1, 800 мкм² для образцов А2 и А3, и 3300 мкм² для образца В.

2.1.2 Параболические квантовые ямы

Образцы для исследования эффектов туннелирования между 2-мя электронными слоями были выращены в виде параболической квантовой ямы с узким туннельным барьером посередине (рис. 2.2).

Активные слои $Al_xGa_{1-x}As$ (x менялся от 0 до 0.3) сформировали параболическую яму шириной 760 Å. В центре ямы выращен барьер из 3 монослоёв $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$, который и являлся туннельным барьером для электронов в двух частях ямы, разделяя электронную систему в яме на два туннельно связанных слоя (подзоны). Яма была симметрично легирована кремнием (концентрация легирующей примеси $N_d = 10^{18} \text{см}^{-3}$), причём легированные области имели толщину 200 Å и располагались на расстоянии 200 Å от ямы. Расстояние до поверхности кристалла от края ямы 640 Å. Образец имел два омических контакта (каж-

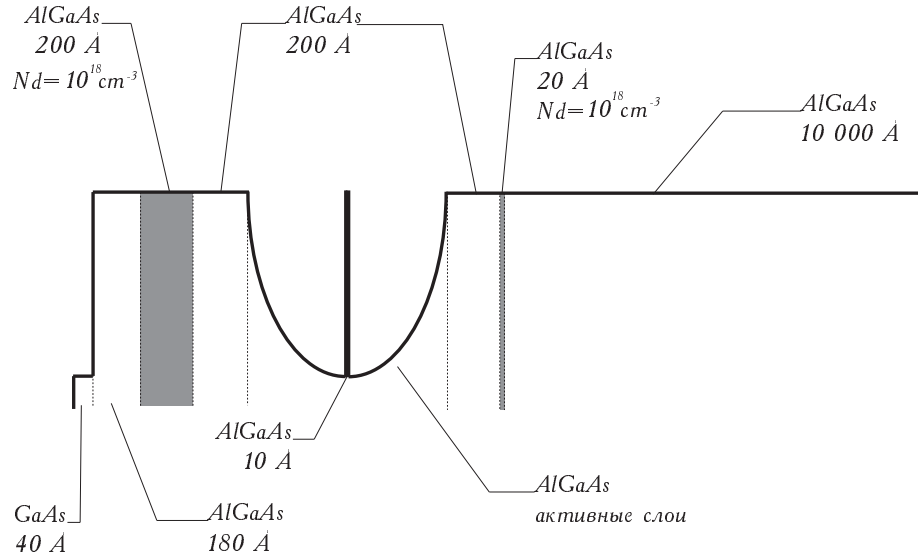


Рис. 2.2: Дно зоны проводимости для образца с параболлической квантовой ямой. Показан туннельный барьер в центре ямы. Заштрихованы области расположения легирующих примесей.

дый к обоим электронным слоям) и два затвора на поверхности кристалла с площадями $120 \times 120 \text{ мкм}^2$ и $220 \times 120 \text{ мкм}^2$. Наличие затворов позволяло и менять плотность носителей в яме ($4.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при нулевом затворном напряжении) и измерять ёмкость между затвором и электронной системой.

Зонная структура описанного образца в отсутствие магнитного поля известна из данных по спектроскопии в дальнем инфракрасном диапазоне и магнетотранспортным измерениям, полученных на образцах из той же шайбы [71, 72]. Она совпадает с результатом самосогласованного расчёта энергетических уровней в приближении Хартри (рис. 2.3). В этом расчёте предполагается, что электроны всех подзон имеют один и тот же электрохимический потенциал, соответствующий нулю на шкале энергии рис. 2.3(b), и самосогласованно решаются уравнения Пуассона и Шредингера для заданной ростовой структуры образца. Согласно расчёту (и в соответствии с экспериментальными результатами, изложенными в разделе 4.1), только одна подзона заполнена электронами при $V_{th}^1 < V_g < V_{th}^2$, две подзоны заполнены при $V_{th}^2 < V_g < V_{th}^3$, и три заполнены выше $V_g = V_{th}^3$. Разность энергий между доньями подзон при нулевом затворном напряжении есть симметрично-антисимметричное

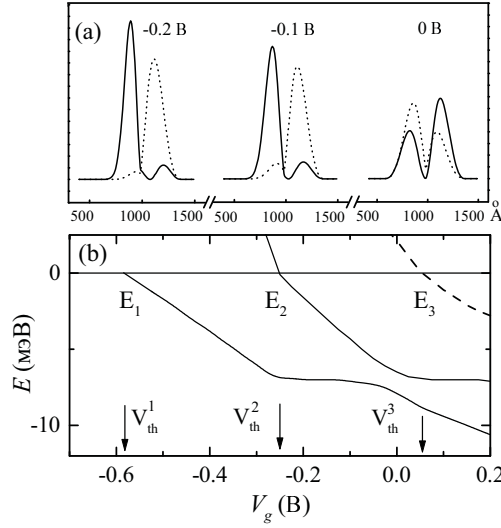


Рис. 2.3: Распределение электронной плотности для двух нижних зон в квантовой яме при $V = 0$ (а), и позиции доньев зон (б) в зависимости от затворного напряжения. Точечная и сплошная линии в случае (а) относятся к E_1 и E_2 , соответственно.

расщепление $\Delta_{SAS} = 1.3$ мэВ. На рис. 2.3(а) показаны профили электронной плотности для двух нижних энергетических зон в квантовой яме при трёх различных затворных напряжениях. Вблизи баланса (напряжение 0 В) волновая функция каждой из подзон имеет два максимума, расположенных, соответственно, в двух частях ямы. При уменьшении затворного напряжения (соответственно при -0.1 В и -0.2 В) один из максимумов растёт, а другой падает, так что электроны из разных подзон оказываются в основном сосредоточенными в разных частях ямы. Тем не менее, для обеих подзон, даже вдали от точки баланса, волновые функции не локализованы полностью в какой-либо части квантовой ямы.

Были также исследованы образцы с более высоким и в то же время более узким туннельным барьером из 2-х монослоёв AlAs, смещенным из центра ямы на $1/6$ её ширины в обе стороны от центра (для разных образцов). Сдвиг туннельного барьера позволяет перераспределить концентрации электронов в подзонах при нулевом затворном напряжении, а изменение высоты и ширины барьера - провести исследования при близком, но отличающемся значении $\Delta_{SAS} = 1$ мэВ. Кроме того, у этих образцов расстояние между ямой и затвором было увеличено на 1100 Å слоем $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$.

2.1.3 Образцы с сужениями в плоскости двумерной системы

Для экспериментов по латеральному туннелированию образцы были изготовлены в виде треугольных сужений двумерной электронной системы с различными ширинами самой узкой части - $W = 0.7, 0.4, 0.3,$ и 0.2 мкм, см. рис. 2.4(a).

Сужения изготовлены при помощи оптического и электронного литографического процессов на гетероструктуре GaAs/AlGaAs с низкотемпературной подвижностью $\mu = 1.6 \times 10^6$ см²/В с и электронной плотностью $n_s = 4 \times 10^{11}$ см⁻². В узкой части каждого сужения донорный уровень гетероструктуры частично убран вдоль узкой полосы шириной 140 Å с помощью техники "оксидирования атомным силовым микроскопом" [66]. В этом процессе образец находится в атмосфере с контролируемой влажностью, такой, что его поверхность покрыта плёнкой воды толщиной в несколько монослоёв. Над поверхностью образца находится игла атомного силового микроскопа (AFM), выполненная из проводящего материала. При пропускании тока между образцом и иглой на поверхности идут процессы электролиза, которые приводят к оксидированию поверхности. Перемещая иглу, можно получать полосы оксида различной конфигурации. Эта методика позволила получить оксид достаточной глубины и качества, чтобы локально уменьшить плотность электронов. После оксидирования вся система была покрыта металлическим затвором, что позволяет управлять концентрацией носителей в образце. При запираии двумерной системы оксидированные области обедняются первыми, приводя к появлению туннельных барьеров в плоскости образца. Для проведения транспортных измерений к образцу подведены потенциальные контакты.

Для характеристики каждого образца была получена зависимость электронной плотности от затворного напряжения (по положению плато магнетопроводимости в области барьера и в неоксидированной части двумерной электронной системы), см. рис. 2.4(b). Этот анализ был проведен в области высоких полей, где эффекты квантования, вызванные магнитным полем, преобладают над эффектами размерного квантования в узком сужении [67]. Из рис. 2.4(b) видно, что даже при обедненной области туннельного барьера ($V_g < V_{th}$) электронная плотность в прилегающих областях достаточна для обеспечения хорошей проводимости. Наклоны зависимостей $n_s(V_g)$ (с учетом нашей точности опре-

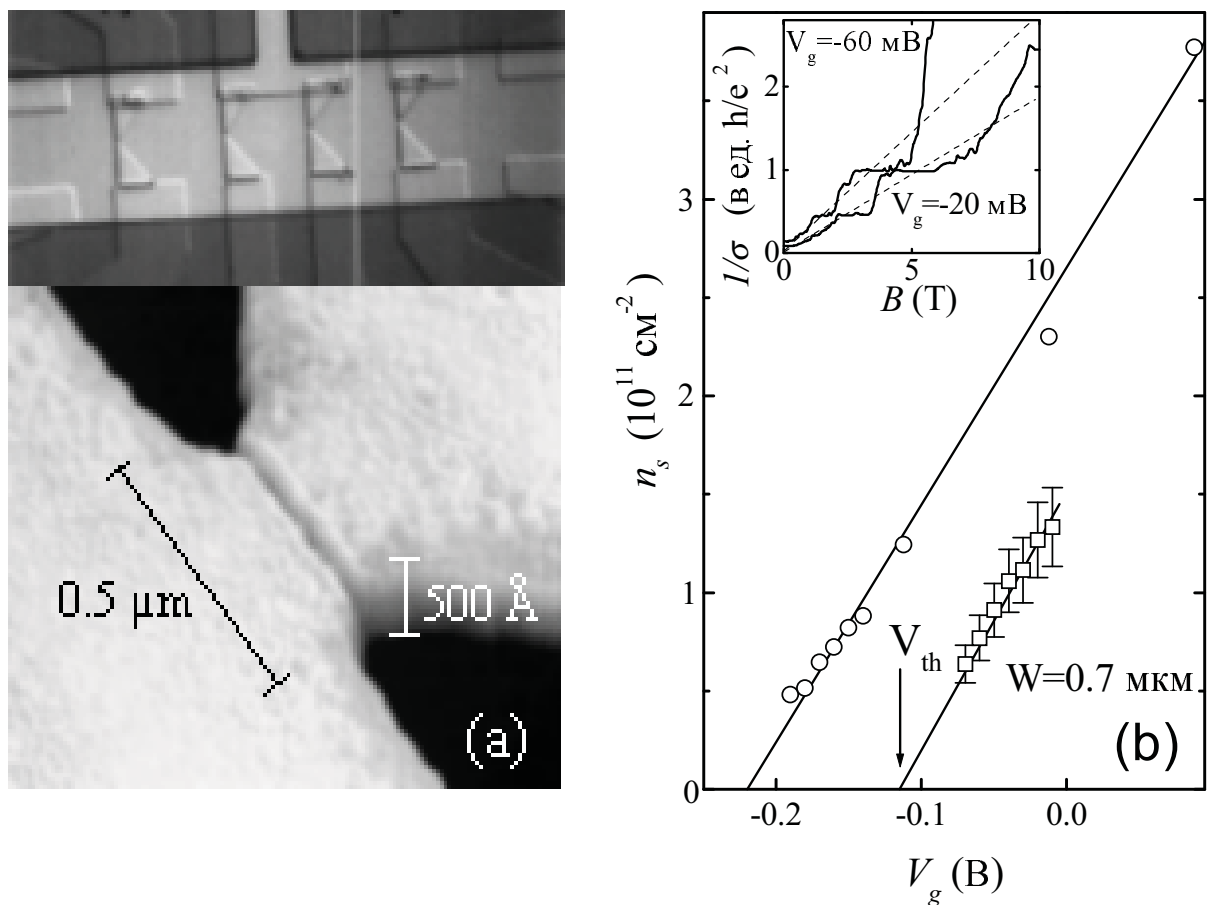


Рис. 2.4: (a) Фотография образца (вверху) и AFM - образ области сужения (внизу). С целью визуализации оксидированная область вытравлена. (b) Зависимость электронной плотности в оксидированной (квадраты) и неоксидированной (круги) областях двумерной электронной системы от затворного напряжения. На вставке приведены примеры экспериментальных зависимостей проводимости от магнитного поля, из наклонов пунктирных прямых значения n_s извлекаются с 10% точностью.

деления электронной концентрации) в области барьера и вне её равны и соответствуют расстоянию в $d \approx 570 \text{ \AA}$ между затвором и двумерной системой. Поскольку соответствующий ростовой параметр порядка 400 \AA , следует заключить, что толщина двумерного слоя даёт существенный вклад в экспериментально определяемую величину d . Было обнаружено, что даже в неоксидированной области электронная плотность при $V_g = 0$ может быть разной для разных охлаждений образца из-за незначительных сдвигов порогового напряжения: электронная плотность менялась в пределах от 2.5×10^{11} до $4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и всегда была выше чем в области барьера.

2.2 Экспериментальные методики

2.2.1 Получение низких температур и сильных магнитных полей

Экспериментальные результаты, приведённые в данной работе, получены на установке Oxford TLM-400, представляющей собой рефрижератор растворения на смеси He^3/He^4 с сверхпроводящим соленоидом.

При низких температурах (ниже 0.86 K , в зависимости от концентрации смеси) жидкая смесь изотопов гелия He^3 и He^4 разделяется на две фазы, в одной из которых преобладает He^3 , а во второй - He^4 . При дальнейшем понижении температуры концентрация He^4 в первой фазе падает практически до нуля, в то время как концентрация He^3 во второй остаётся конечной и довольно высокой ($\approx 7\%$) при сколь угодно малых температурах. В силу постоянства этой концентрации, откачка He^3 из фазы He^4 приводит к переходу атомов He^3 через границу фаз, т.е. растворению жидкого He^3 в He^4 , что сопровождается понижением температуры системы. Этот метод получения низких температур и реализован в рефрижераторах растворения [68].

Преимуществами данного метода оказывается возможность осуществить непрерывную циркуляцию He^3 в системе при помощи насосов сравнительно малой производительности, работающих при комнатной температуре, а так же нечувствительность метода к магнит-

ным полям, что сильно расширяет экспериментальные возможности.

Использованный для выполнения измерений рефрижератор Oxford TLM-400 позволяет производить смену исследуемого образца без отогрева всей установки (top-loading system в оригинальной документации), что увеличивает минимально достижимую температуру до 25 мК (против 10 мК у рефрижераторов без такой возможности) и размеры всей установки, но позволяет поменять образец примерно за 6 часов. При проведении измерений образец находится в камере растворения ниже границы раздела смеси. Рефрижератор снабжён системой стабилизации температуры, позволяющей работать при фиксированной температуре в интервале от 25 мК до 1.2 К и сверхпроводящим соленоидом, который обеспечивает магнитные поля до 16 Тл.

Соленоид состоит из двух секций - внешней из NbTi, и внутренней из Nb₃Sn. Последний материал имеет большие критические поля, но менее удобен технологически, чем и обусловлена двухсекционная конструкция соленоида. Кроме того, соленоид снабжён дополнительными кольцами из NbTi, которые позволяют устранить магнитное поле вне области нахождения образца.

Для получения точек с наибольшими значениями энергии активации на рис. 4.6 раздела 4.1, измерения проводились на стандартном криостате с откачкой паров He⁴ и сверхпроводящим соленоидом. Последний обеспечивал поле до 10 Т.

2.2.2 Емкостная спектроскопия трёхэлектродных систем и двойных электронных слоёв

Для ёмкостных измерений к затвору образца относительно электронной системы прикладывалась сумма переменного напряжения амплитудой V_{ac} и частотой f , и постоянного напряжения. Последнее позволяло управлять электронной плотностью в образце, первое возбуждало через систему переменный ток. Измерялась зависимость обеих компонент тока от постоянного напряжения смещения на затворе (то есть от электронной концентрации), для чего был использован самодельный $I - V$ конвертер и стандартная техника синхронного детектирования.

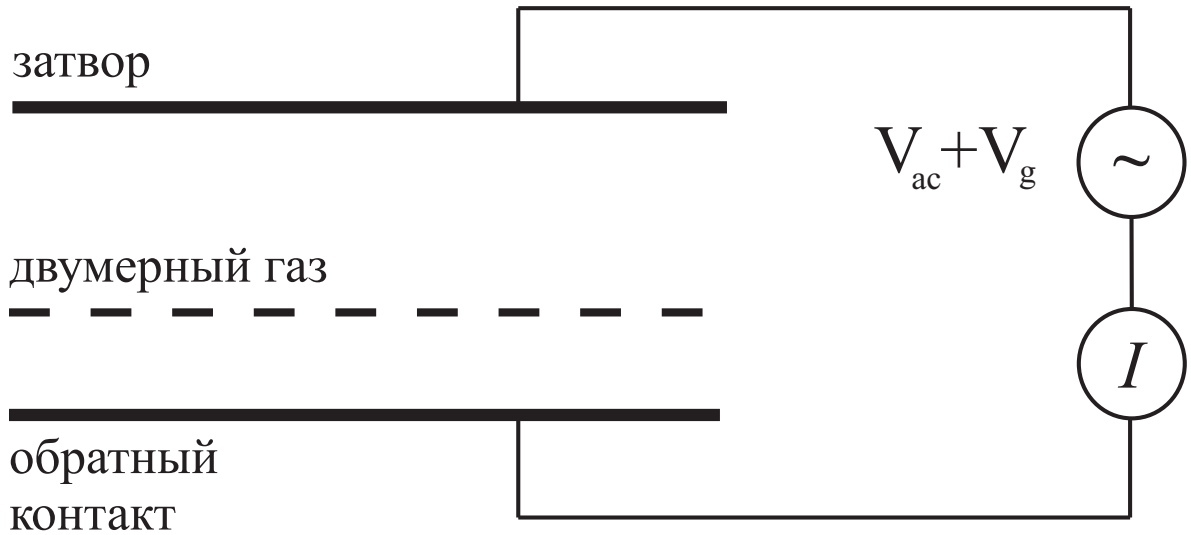


Рис. 2.5: Принципиальная схема измерений ёмкости трёхэлектродных структур. К затвору относительно обратного контакта прикладывается сумма переменного V_{ac} и постоянного V_g напряжений и измеряются обе компоненты переменного тока, протекающего через систему, анализ которых подробно описан в тексте.

Анализ полученных кривых для различных систем, естественно, различен. Его описание составляет предмет двух следующих разделов.

Трёхэлектродные структуры

Имеющаяся в этих образцах область сильно легированного GaAs остаётся хорошо проводящей даже при низких температурах. Плотность состояний в этой области не зависит от магнитного поля. Следовательно, становится возможным проводить ёмкостные измерения даже в режиме квантового эффекта Холла, при исчезающе малой проводимости слоя двумерного газа (см. рис.2.5).

Из мнимой и действительной компонент переменного тока может быть получена информация как о термодинамической плотности состояний в двумерной системе, так и о туннельном сопротивлении между двумерной электронной системой и обратным контактом [2, 7]. Для доказательства проведём необходимые вычисления¹:

¹Поскольку речь идёт об обработке экспериментальных кривых, расчёт проводится сразу в системе

Приложение переменного напряжения V_{ac} между обратным контактом и затвором создаёт электрическое поле как между затвором и двумерным газом, так и между двумерным газом и обратным контактом. Туннельный ток пропорционален разности электрохимических потенциалов двумерного слоя и обратного контакта $\Delta\mu$

$$I_{tun} = Ae\Delta\mu D_s \tau_{tun}^{-1}. \quad (2.1)$$

Где A - площадь образца, D_s - одночастичная плотность состояний двумерного электронного газа, τ_{tun} - туннельное время. Все энергии отсчитываются от значения электрохимического потенциала электронов на обратном контакте.

Туннельный ток приводит к изменению электронной плотности в двумерном газе

$$\Delta N_s = -I_{tun}\Delta t/Ae = D(\Delta\mu - \Delta U), \quad (2.2)$$

где $D = dN_s/dE_F$ - термодинамическая плотность состояний двумерных электронов, ΔU - сдвиг дна двумерной подзоны. Вторая из этих величин определяется суммой избыточных электронных плотностей на затворе, ΔN_g , и в двумерном электронном газе, ΔN_s :

$$\Delta U = (\Delta N_s + \Delta N_g)x_w e^2/\kappa, \quad (2.3)$$

где κ - диэлектрическая проницаемость подложки (для GaAs $\kappa \cong 12.5\epsilon_0$) а длины x_g и x_w определены на рис. 2.1. (Мы пренебрегаем поправками от изменения формы потенциальной ямы, ограничивающей электроны в силу малости амплитуды V_{ac} .)

Система уравнений замыкается соотношением между приложенным напряжением и избыточными электронными плотностями

$$V = (\Delta N_g x_g + \Delta N_s x_w)e/\kappa. \quad (2.4)$$

Поскольку для периодического возбуждения все переменные пропорциональны $\exp(i\omega t)$, получаем выражение для тока через образец:

$$I/V_{ac} = \frac{\Delta N_g}{\Delta t} Ae/V_{ac} = \frac{Ae^2 D_s}{\tau_{tun}} \left(\frac{x_w}{x_g}\right)^2 \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} + i\omega \left(\frac{Ae^2 D_s}{\tau_{tun}} \left(\frac{x_w}{x_g}\right)^2 \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{A\kappa}{x_g}\right), \quad (2.5)$$

единиц СИ, в то время как в большей части работы использована гауссова система

где время релаксации τ

$$\tau^{-1} = \tau_{tun}^{-1} \left(\frac{e^2 D_s x_w}{\kappa} \left(1 - \frac{x_w}{x_g} \right) + \frac{D_s}{D} \right) \quad (2.6)$$

описывает процесс установления равновесия между двумерным газом и обратным контактом. Введём величины C_{high}

$$C_{high} = \frac{\kappa A}{x_g} \quad (2.7)$$

и C_{low}

$$C_{low} = \frac{e^2 A (x_w/x_g)^2}{\left(e^2 x_w (1 - x_w/x_g)/\kappa + 1/D \right)} + C_{high}, \quad (2.8)$$

описывающие, соответственно, высокочастотный и низкочастотный предел ёмкости.

Тогда выражение 2.5 может быть переписано в более удобной для дальнейшего изложения форме

$$\frac{I}{V} = \omega \left(\frac{\omega\tau + i}{1 + \omega^2\tau^2} (C_{low} - C_{high}) + iC_{high} \right), \quad (2.9)$$

где $\omega/2\pi \equiv f$ - частота переменного напряжения, а время релаксации τ имеет вид:

$$\tau = R_{tun} (C_{low} - C_{high}) \left(\frac{x_g}{x_w} \right)^2, \quad (2.10)$$

$$R_{tun} = \frac{\tau_{tun}}{AD_s e^2} = \frac{\rho_{tun}}{A}.$$

Здесь R_{tun} (ρ_{tun}) - туннельное сопротивление (удельное сопротивление). Расстояния x_g, x_w заменяют собой ростовые параметры x_g^0, x_w^0 , с учётом реального распределения электронной плотности в x -направлении (см. Рис. 2.1). На определении этих расстояний стоит остановиться подробнее.

Зависимость величины x_w от затворного напряжения получается из осцилляций магнетоёмкости в слабых магнитных полях: из уравнений (2.1-2.4) следует, что изменение электронной плотности N_s , есть

$$\Delta N_s = V (C_{low} - C_{high}) \kappa / e x_w C_{high}. \quad (2.11)$$

Предполагая, что x_w не испытывает резкого изменения в области затворных напряжений ΔV_{LL} , в которой заполняется один уровень Ландау, получаем x_w из соотношения

$$\frac{2eB}{h} = \frac{\kappa}{e x_w} \int_{\Delta V_{LL}} \frac{C_{low} - C_{high}}{C_{high}} dV_g. \quad (2.12)$$

Расстояние x_g между затвором и обратным контактом определяется при помощи уравнения

$$\frac{C_{low} - C_{high}}{C_{high}} = \frac{e^2 D x_w^2}{e^2 D x_w (x_g - x_w) + \kappa x_g}. \quad (2.13)$$

из кривой, записанной в нулевом магнитном поле, с использованием плотности состояний вида [69, 70]

$$D^{-1}(B = 0) = \frac{\pi \hbar^2}{m} \left(1 - (N_c/N_s)^{1/2}\right), \quad (2.14)$$

где $N_c = 6.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Следует отметить, что определённая таким образом величина x_g отличается лишь на 10% от определённой с использованием одночастичной плотности состояний $D(B = 0) = D_0 = m/\pi \hbar^2$ при электронной концентрации $N_s \approx 0.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. При максимально доступной концентрации отличие ещё меньше (2%).

Итак, отметим ещё раз, что в пределе низких частот ёмкость образца C_{low} отражает термодинамическую плотность состояний, активная компонента тока пропорциональна R_{tun} . В этом пределе из измеряемых компонент $\text{Re } I$ и $\text{Im } I$ могут быть получены нелинейные вольт-амперные характеристики туннельного барьера, при помощи соотношений для туннельных тока и напряжения

$$V_{tun} = \frac{C_{low} \text{Re } I}{\omega (C_{low} - C_{high})^2} \left(\frac{x_w}{x_g}\right)^2, \quad I_{tun} = \text{Im } I. \quad (2.15)$$

Следует отметить, что eV_{tun} определена как разность электрохимических потенциалов по сторонам туннельного барьера.

Измерения на этих образцах проведены в частотном интервале от 3 Гц до 2 кГц при температурах между 30 и 880 мК в магнитных полях до 16 Т. Амплитуда V_{ac} переменного напряжения на затворе была в пределах 0.2 – 8 мВ. При анализе нелинейных вольт-амперных характеристик учитывалось, что экспериментально измеряется первая фурье-гармоника переменного тока.

Двойные электронные слои

Принципиальное отличие таких систем от рассмотренных ранее - в том, что вместо области сильно легированного GaAs находится второй электронный слой. Его проводимость зависит от температуры, магнитного поля и электронной концентрации в слое, имея минимумы при целочисленных факторах заполнения. Таким образом, вблизи минимумов уже нельзя пренебрегать эффектами латерального транспорта, поэтому следует рассмотреть их несколько подробнее.

После возбуждения края электронной системы он становится эквипотенциальным за время, необходимое для прохода краевого магнетоплазмона вокруг образца. Это время $\sim L/\sigma_{xy}$ гораздо меньше времени распространения заряда в направлении, перпендикулярном краю $\sim C_0 L^2/\sigma_{xx}$, где σ_{xx} и σ_{xy} - диссипативная и холловская проводимости, C_0 - ёмкость на единицу площади между затвором и двумерной системой, L - характерный размер образца. На низких частотах $f \ll \sigma_{xx}/C_0 L^2$ мнимая компонента тока отражает термодинамическую плотность состояний в двухслойной системе. В этом пределе минимум в мнимой компоненте тока (например для $\nu = 2$) сопровождается пиком в активной части тока, который пропорционален $(fC_0)^2 \sigma_{xx}^{-1}$ и может быть использован для определения температурной зависимости σ_{xx} . Последняя, на участке активационного поведения, позволяет получить энергию активации (т.е. величину щели) для данного фактора заполнения. На высоких частотах обе компоненты тока стремятся к нулю в силу уменьшения эффективной площади образца (ток перестаёт затекать в центр слоя).

Вне точки баланса (т.е. при разных электронных концентрациях в подзонах) центры масс распределения электронной плотности подзон не совпадают и измеряемая ёмкость определяется расстоянием до ближнего к затвору электронного слоя. Если при этом проводимость другой подзоны конечна (т.е. в данном магнитном поле фактор заполнения в этой подзоне не является целым), то система аналогична трёхэлектродным системам, рассмотренным в предыдущем разделе, при этом во всём использованном интервале частот достигался низкочастотный режим и можно было ожидать малые минимумы в ёмкости образца, слабо зависящие от температуры. Эти минимумы соответствуют щелям в спектре ближней к затвору подзоны, и, таким образом, мнимая компонента тока отражает тер-

динамическую плотность состояний в той подзоне, чей центр масс ближе к затвору. Наоборот, если уровень Ферми лежит в общей щели двухслойной системы, то при минимальной температуре реализуется высокочастотный режим, что проявляется в глубоких, сильно зависящих от температуры минимумах в мнимой компоненте тока.

Отсюда видно, что принципиально наша методика исследования двухслойных систем аналогична магнетотранспортным измерениям в геометрии Корбино, но позволяет, в дополнение к стандартным измерениям σ_{xx} -компоненты проводимости, легко различать разные типы осцилляций.

Для ёмкостных измерений к затвору прикладывалось переменное напряжение амплитудой $V_{ac} = 2.4$ мВ и частотой f от 3 до 600 Гц. Измерения были проведены в температурном интервале от 30 мК до 4.2 К в магнитных полях до 16 Т.

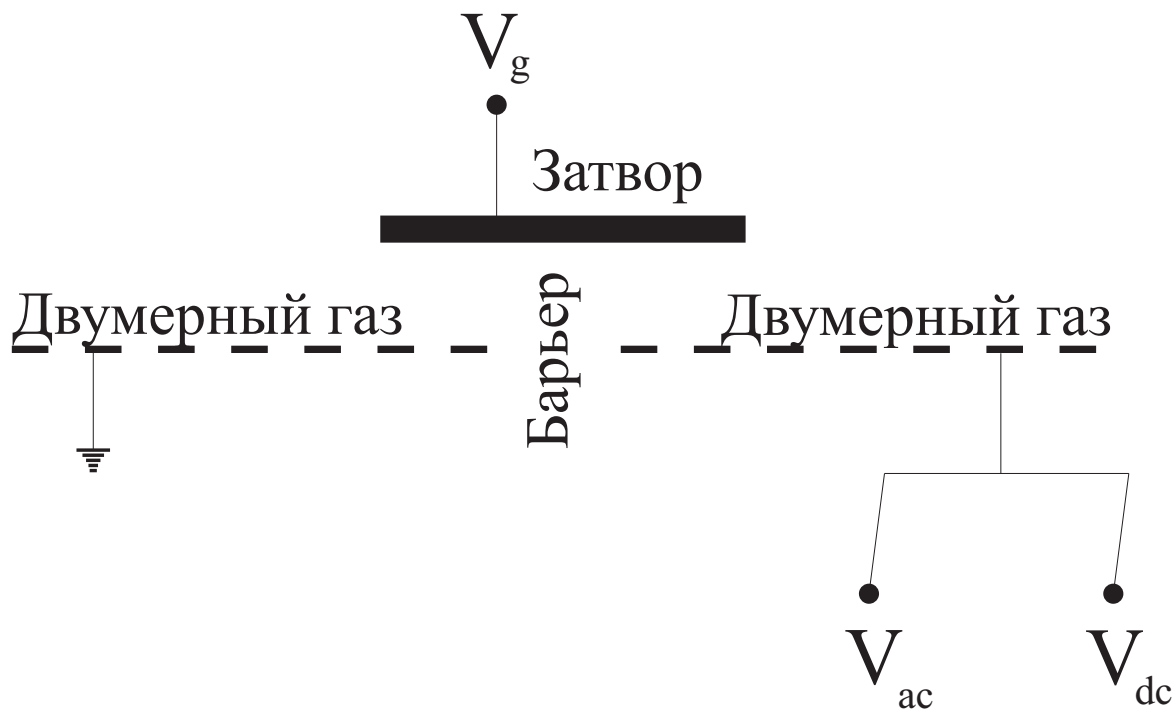


Рис. 2.6: Принципиальная схема измерений дифференциальной проводимости сужений двумерного газа.

2.2.3 Измерение вольт-амперных характеристик сужений

Для этих измерений *постоянное* напряжение V_{sd} прикладывалось между истоковым (заземлённым) и стоковым контактами сужения (см. рис.2.6). Это напряжение было модулировано небольшим переменным напряжением амплитуды $V_{ac} = 40$ мкВ и частоты $f = 20$ Гц. К металлическому затвору прикладывалось затворное напряжение относительно истока (земли). В зависимости от напряжения смещения V_{sd} измерялась (при помощи стандартной техники синхронного детектирования) действительная компонента переменного тока, которая пропорциональна дифференциальной проводимости сужения dI/dV ($I - V$ характеристика). Такие вольт-амперные характеристики были исследованы при разных затворных напряжениях в магнитных полях до 14 Т при температуре 30 мК.

Глава 3

Кулоновская псевдощель в спектре двумерной электронной системы

Экспериментальные результаты

Типичные экспериментальные зависимости обеих компонент тока от затворного напряжения в низкочастотном пределе приведены на рис. 3.1. Мнимая компонента тока отражает термодинамическую плотность состояний с минимумами при целых и дробных факторах заполнения. Она использовалась для получения зависимости электронной плотности от затворного напряжения [10, 21], поскольку обычные эксперименты по транспорту в плоскости принципиально невозможны в двумерных системах, шунтированных трехмерным обратным контактом через туннельный барьер. Действительная компонента тока отражает фоновый сигнал, слабо зависящий от фактора заполнения и широко исследовавшийся в работах [1, 2, 3, 4, 5, 6], наряду с двугорбой структурой при $\nu \approx 1$ [7, 8] и пиками при $\nu = 1/3$ и $2/3$.

В принципе, такие дополнительные структуры могут быть вызваны подмешиванием латерального транспорта: малая диссипативная проводимость при целых факторах заполнения делает невозможными туннельные измерения в системе из двух параллельных электронных слоёв [3, 4, 6]. Если же двумерная система заряжается из трехмерного электрода, то не существует ограничений на факторы заполнения, при которых проводятся измерения, при условии, что туннельный барьер и двумерная электронная система одно-

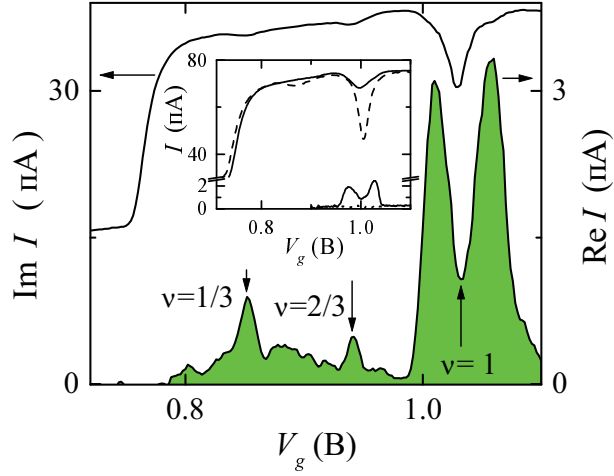


Рис. 3.1: Действительная и мнимая компоненты тока в зависимости от затворного напряжения при $T = 30$ мК в магнитном поле 14 Т для образца А1; $V = 4.2$ мВ, $\omega/2\pi = 73$ Гц. На вставке сравнены экспериментальные кривые для двух магнитных полей - 6.9 (пунктир) и 13.7 Т (сплошные линии) для образца В; $T = 60$ мК, $V = 2.1$ мВ, $\omega/2\pi = 920$ Гц.

родны. В случае же неоднородного туннельного барьера латеральный транспорт способен давать существенный вклад в измеряемые величины.

Мы утверждаем, что максимумы в действительной компоненте тока, исследованные в данной части работы, не являются проявлениями эффектов транспорта в плоскости двумерной системы: во-первых, при тех же температурах на факторе заполнения $\nu = 2$ нет никаких пиков в действительной компоненте тока, хотя диссипативная проводимость ожидается меньшей чем при $\nu = 1$ (см. вставку на рис. 3.1, где приведены кривые для двух значений магнитного поля; поля подобраны так, что пики находятся в одном интервале затворных напряжений, т.е. при одинаковом беспорядке в образце и однородности туннельного барьера); во-вторых, обнаруженные (см. ниже) зависимости активной компоненты тока от частоты, температуры и магнитного поля несовместимы с предположением о латеральном транспорте, поскольку при изменении этих параметров структура всегда остаётся двугорбой, а не меняет форму на одногорбую, как это было бы при латеральном транспорте; в-третьих, очень схожие данные при факторе заполнения $\nu = 1$ были получены на образцах с другим устройством туннельного барьера [8].

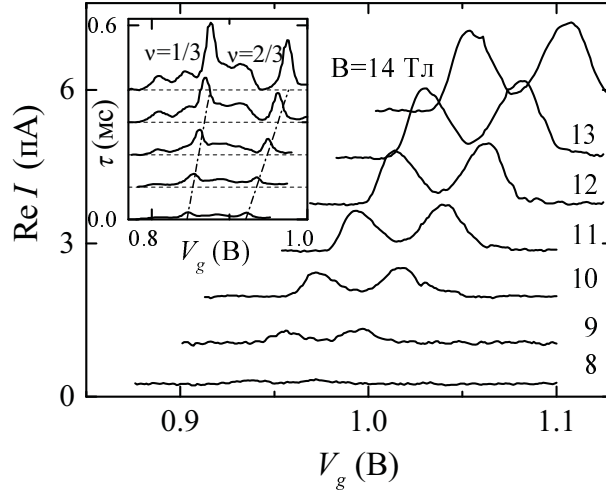


Рис. 3.2: Набор кривых - зависимостей действительной компоненты тока вблизи $\nu = 1$ от затворного напряжения в различных магнитных полях для образца A1. $T = 30$ мК, $V = 0.89$ мВ, $\omega/2\pi = 93$ Гц. Для наглядности кривые сдвинуты вертикально. Вставка: такой же набор для $\nu < 1$ при $B = 12, 13, 14, 15, 16$ Т, но ось ординат пересчитана в время релаксации.

Кроме того, поскольку, с одной стороны, при дробных факторах заполнения диссипативная проводимость выше чем при $\nu = 1$ и, с другой стороны, амплитуды пиков при $\nu = 1/3$ и $2/3$ сравнимы с величиной $\text{Re } I$ при $\nu = 1$ (рис. 3.1), следует заключить что пики обнаруженные при дробных факторах заполнения так же не вызваны эффектами латерального транспорта.

Появление двугорбой структуры, центрированной в $\nu = 1$ при увеличении магнитного поля показано на рисунках 3.2 и 3.3 для образцов из двух шайб. Такая структура возникает в более слабых полях для более высокоподвижной шайбы А (последнее утверждение следует из наличия пиков в туннельном сопротивлении при дробных факторах заполнения $\nu = 1/3$ и $2/3$ для образцов типа А и отсутствия проявлений дробного эффекта Холла на образцах типа В). Как видно из рисунков, структура пиков в окрестности $\nu = 1$ является двугорбой во всём интервале магнитных полей.

Частотные зависимости обеих компонент тока, измеренные в максимуме и в минимуме туннельного сопротивления при $\nu \approx 1$ показаны на рис. 3.4. В силу того, что при фикси-

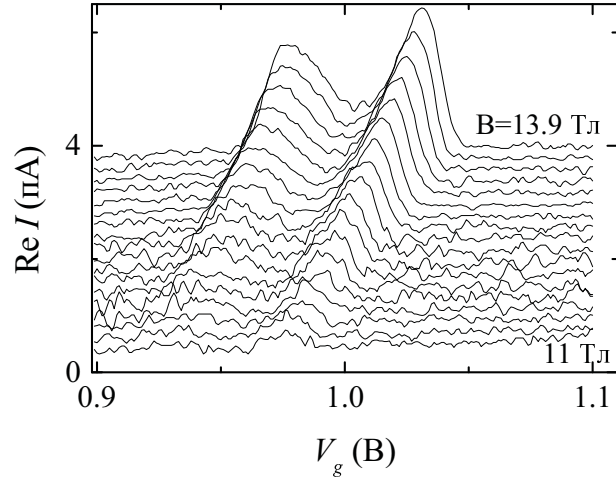


Рис. 3.3: То же самое, что и на рис. 3.2 для образца В. Магнитное поле для двух соседних кривых отличается на 0.17 Т; $T = 60$ мК, $V = 2.1$ мВ, $\omega/2\pi = 920$ Гц.

рованной амплитуде напряжения на затворе V_{ac} туннельный ток I_{tun} растёт с частотой, мы меняли V_{ac} в процессе измерения так, чтобы сохранять туннельный ток неизменным и избежать возможного влияния нелинейностей. Экспериментальные данные хорошо подгоняются уравнением (2.9) если ёмкость C_{high} в (2.9) заменить на подгоночный параметр $C_0 > C_{high}$. Такая замена предполагает наличие двух каналов туннелирования с сильно разными временами релаксации: параметр $\beta = (C_{low} - C_0)/(C_{low} - C_{high})$ является весом канала с наибольшим удельным туннельным сопротивлением ρ_{tun} (и, соответственно, τ), так что βA описывает "эффективную площадь" образца. (Необходимо помнить, что в силу отсутствия латерального транспорта речь не может идти о доменной структуре образца, где каждому домену соответствует свой канал туннелирования; напротив, образец разбит на кластеры и эффективная площадь - именно эффективная площадь соответствующего канала туннелирования). Максимум в действительной компоненте тока пропорционален β . В обсуждавшемся выше низкочастотном пределе туннельный ток через эффективную площадь также пропорционален коэффициенту β , другими словами, в уравнении (2.15) следует заменить I_{tun} на $I_{tun} = \beta \text{Im } I$, в то время как выражения (2.10, 2.15) для V_{tun} и R_{tun} не меняются, поскольку обе эти величины относятся к эффективной площади. Подгонка на рисунке 3.4 даёт $\beta \approx 1$ и $\beta \approx 0.6$ для максимума и минимума туннельного сопротивления, соответственно, причем эти величины существенно не меняются при изменении магнит-

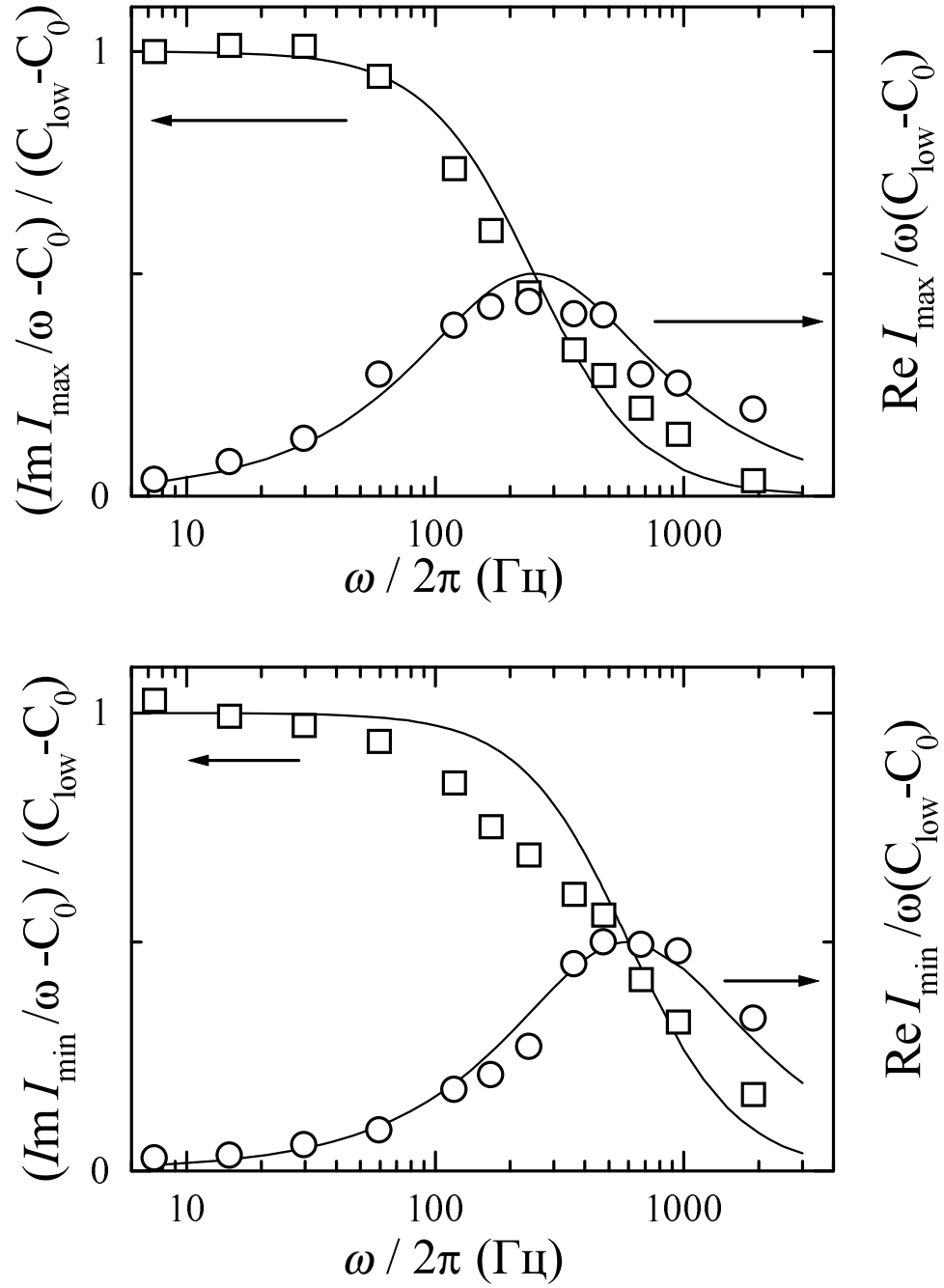


Рис. 3.4: Частотная зависимость обеих компонент тока в максимуме (вверху) и минимуме (внизу) туннельного сопротивления R_{tun} при $\nu \approx 1$ для образца A1. $B = 10$ Т, $T = 30$ мК. Ось ординат отнормирована для сопоставления данных с подгонкой (сплошные линии) уравнением (2.9) с параметрами τ и C_0 , как описано в тексте.

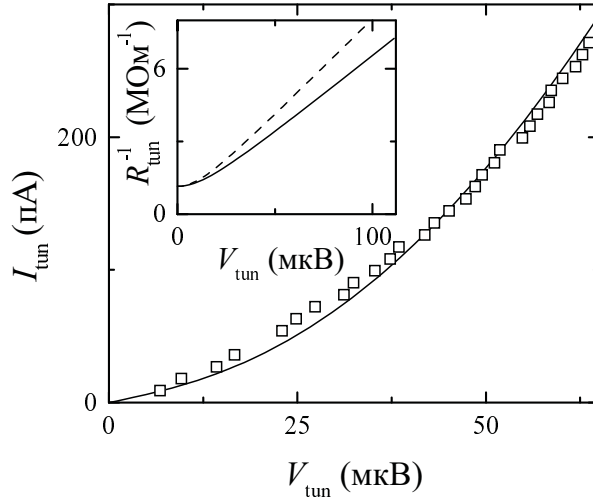


Рис. 3.5: Экспериментальные вольт-амперные характеристики в максимуме R_{tun} вблизи $\nu = 1$ для образца В при $B = 13$ Т и $T = 60$ мК. Сплошная линия - подгонка уравнением (3.1). На вставке показана эта же подгонка в координатах $(V_{tun}, 1/R_{tun})$ до (пунктир) и после (сплошная линия) преобразования Фурье.

ного поля. Следует отметить, что на всех образцах величина β имеет минимум при $\nu = 1$, аналогичный минимуму в C_{low} (рис. 3.1). Мы подчёркиваем, что характерная двугорбая структура действительно существует в R_{tun} (или ρ_{tun}): после деления двойного пика в $\text{Re } I$ на $\beta(C_{low} - C_{high})^2$ для получения туннельного сопротивления остаётся минимум при $\nu = 1$ с глубиной $\approx 30\%$.

Экспериментальные вольт-амперные характеристики двугорбой структуры изображены на рисунках 3.5 and 3.6. Во всех магнитных полях кривые являются параболическими при $eV_{tun} > k_B T$ и линейными при $eV_{tun} < k_B T$ в силу температурного размытия. Параболическая форма вольт-амперных характеристик соответствует линейной псевдощели. Для описания данных была вычислена первая Фурье-гармоника напряжения в нелинейной зависимости $V_{tun}(I_{tun})$, определённой выражением

$$I_{tun} = \gamma \int_{-\infty}^{\infty} D_m D(\varepsilon) [f(\varepsilon - eV_{tun}, T) - f(\varepsilon, T)] d\varepsilon, \quad (3.1)$$

где γ - коэффициент, а $D(\varepsilon)$ даётся уравнением (1.1) при $D_F = 0$. Предполагается, что плотность состояний D_m в обратном контакте не имеет особенностей даже в сильных маг-

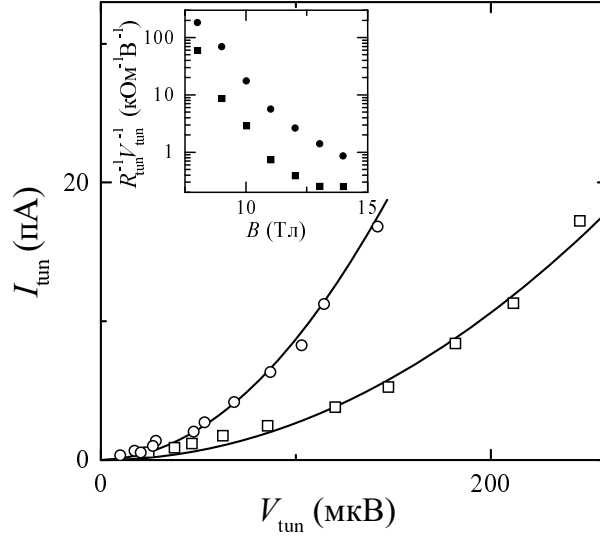


Рис. 3.6: Экспериментальные вольт-амперные характеристики в максимуме и минимуме R_{tun} вблизи $\nu = 1$ для образца A1 при $B = 14$ Т и $T = 30$ мК. Сплошная линия - подгонка уравнением (3.1). На вставке показано поведение коэффициента псевдощели в зависимости от магнитного поля в максимуме и минимуме R_{tun} вблизи $\nu = 1$ для образца A1 при $T = 30$ мК.

нитных полях из-за низкой подвижности электронов, и $f(\varepsilon, T)$ - функция распределения Ферми. Вычисленные таким образом вольт-амперные характеристики хорошо подгоняют экспериментальные данные при использовании только одного подгоночного параметра $\alpha\gamma D_m$ (рисунки 3.5,3.6). Для наглядности сплошная линия с рис. 3.5 перерисована в координатах $(V_{tun}, 1/R_{tun})$ на вставке в рис. 3.5. Также, пунктирной линией показана та же зависимость перед взятием первой Фурье-компоненты. Видно вызванное температурой насыщение $1/R_{tun}$ при $V_{tun} \rightarrow 0$.

Поскольку для конкретного образца величины γ и D_m постоянны, следует заключить что параметр псевдощели α зависит от магнитного поля и температуры так же как и экспериментально определённый наклон зависимости $R_{tun}^{-1}(V_{tun})$ параболической части вольт-амперной кривых (см. вставку к рис. 3.6 и рис. 3.7). К нашему удивлению, мы обнаружили что величина α сильно меняется как с магнитным полем, так и с температурой. В сильных магнитных полях и при низких температурах имеется тенденция к насыщению α (при этом электронная температура не насыщается, что видно из сильной температурной

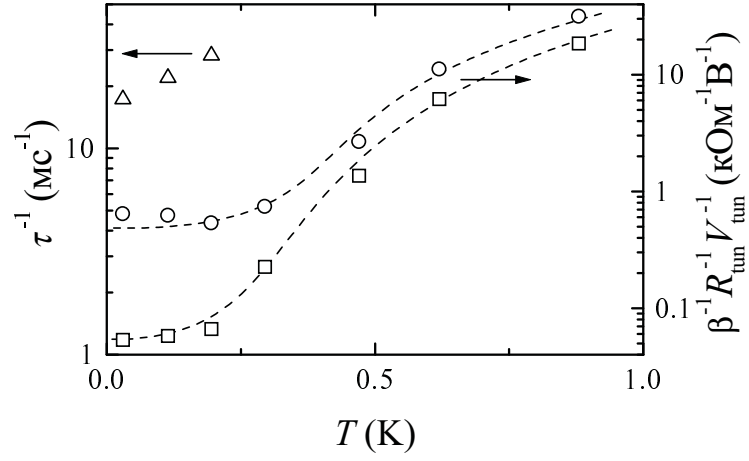


Рис. 3.7: Температурная зависимость параметра псевдощели в максимуме и минимуме R_{tun} для образца A1 при $\nu \approx 1$ и $B = 14$ Т. Пунктирная линия проведена для наглядности. Также показана температурная зависимость времени релаксации для пика туннельного сопротивления при $\nu = 2/3$.

зависимости туннельного сопротивления при $\nu = 2/3$, см. рис. 3.7), в то время как в слабых полях и при высоких температурах псевдощель исчезает.

Активная компонента тока при $\nu < 1$, пересчитанная в τ при помощи уравнения (2.9), изображена для различных магнитных полей на вставке к рис. 3.2. Время релаксации τ оказалось того же порядка величины что и измеренное в работе [5] и медленное время релаксации в работе [8]. Кроме того, зависимость фонового сигнала от магнитного поля близка к полученной в работах [5, 6]. В противоположность этому, пики при факторах заполнения $\nu = 1/3$ and $2/3$ не были обнаружены ранее, видимо, из-за проблемы с латеральным транспортом в работе [3, 4] и слишком малых полей, использованных в [8]. Как видно из рисунка, пик при $\nu = 2/3$ менее подвержен влиянию фонового сигнала и, следовательно, более подходит для исследований. Низкотемпературные вольт-амперные характеристики для фона при $\nu = 1/2$ и для пика при $\nu = 2/3$ сравниваются на рис. 3.8. Хотя первая близка к параболической при $eV_{tun} > k_B T$, характеристика при $\nu = 2/3$ остаётся линейной до значительно больших напряжений, затем резко возрастая. Как видно из вставки к рис. 3.8, район линейной зависимости сужается с увеличением температуры.

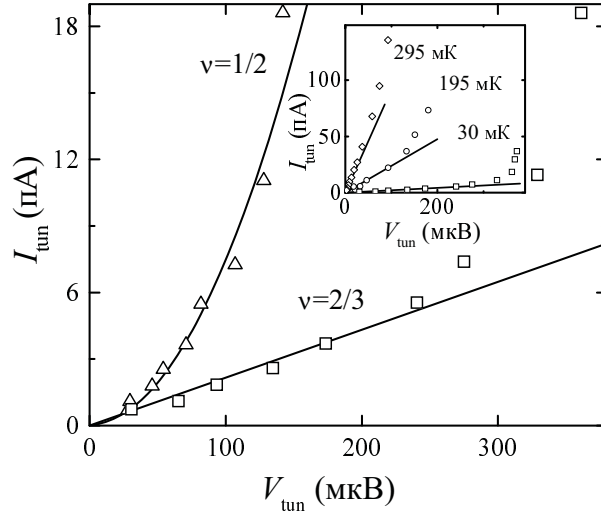


Рис. 3.8: Сравнение экспериментальных вольт-амперных характеристик при $\nu = 1/2$ и $\nu = 2/3$ для образца A1 при $B = 16$ Т и $T = 30$ мК. Данные для $\nu = 1/2$ подогнаны уравнением (3.1), как описано в тексте. Начальный участок $I - V$ кривой для $\nu = 2/3$ подогнан прямой линией. Эта же характеристика при различных температурах показана на вставке.

Обсуждение и сравнение с теоретическими моделями

В смысле существования псевдощели на ε_F в двумерной электронной системе в широкой области значений фактора заполнения, полученные данные согласуются с результатами предыдущих экспериментальных и теоретических работ. Мы подтвердили, что псевдощель линейна по энергии для фона при $\nu < 1$ и установили что линейный закон также справедлив для двугорбой структуры при $\nu = 1$. Линейная псевдощель предсказывалась при $\nu \approx 1$, где локализационная длина ожидается достаточно малой для достижимости предела локализации электронов на отдельных примесях [12, 19]. В то время как теория предсказывает универсальное значение параметра псевдощели $\alpha_0 = 2\kappa^2/\pi e^4$, было обнаружено что α зависит от температуры и магнитного поля, насыщаясь при низких температурах и в сильных полях. В силу того факта, что в этом пределе электроны лучше всего локализованы, можно предположить, что в этом пределе достигается классическая величина α_0 , хотя из-за неизвестного коэффициента γD_m мы и не можем утверждать этого количественно.

Характерная зависимость параметра псевдощели α от фактора заполнения около $\nu = 1$ проявляется в двугорбой структуре в удельном сопротивлении ρ_{tun} , как описано выше. В частности, из анализа вольт-амперных характеристик следует, что α достигает максимума при $\nu = 1$ (рис. 3.6). Сравнение позиций пиков в $\text{Re } I$ (или ρ_{tun}) в районе $\nu = 1$ с фазовой диаграммой металл-диэлектрик, полученной на образцах близкого качества [22] показывает, что позиция пика близка к точке перехода метал-диэлектрик. Следовательно, при отклонении фактора заполнения от значения $\nu = 1$, параметр псевдощели уменьшается и затем проходит минимум вблизи перехода металл-диэлектрик.

Развитые к настоящему времени теоретические модели позволяют качественно объяснить описанное выше поведение α в зависимости от фактора заполнения. В соответствии с работами [15, 16], в металлической фазе туннельно-принесенный дополнительный заряд должен рассасываться, и этот процесс определяется диссипативной проводимостью в плоскости двумерной системы. Чем выше проводимость, тем результирующий туннельный барьер ниже из-за более быстрого рассасывания заряда, и, следовательно, псевдощель сужается при движении в металлическую фазу. Как указано выше, в металлической фазе при низкой температуре ожидается экспоненциальная псевдощель

$$D(\varepsilon) = D_{th} \exp\left(-\ln^2(e^4/\kappa^2 K|\varepsilon - \varepsilon_F|)\right), \quad (3.2)$$

Где D_{th} - термодинамическая плотность состояний и K - коэффициент диффузии [16, 23]. Это противоречие между линейной и экспоненциальной псевдощелью может быть разрешено следующим образом: в работе [23] было предложено, что если задан размер ξ проводящих кластеров в диэлектрической фазе, зависимость (3.2) должна быть заменена в энергетическом интервале $|\varepsilon - \varepsilon_F| < U_c = e^2/\kappa\xi$ на $\alpha|\varepsilon - \varepsilon_F|$ с $\alpha = D(\varepsilon_F + U_c)/U_c$. В соответствии с экспериментальными результатами, определённый таким образом параметр α увеличивается при $\nu \rightarrow 1$ из-за того что длина корреляции ξ уменьшается при движении вглубь диэлектрической фазы. Следуя подходу авторов [23], поскольку в реальных образцах корреляционная длина всегда ограничена, можно ожидать линейную псевдощель вблизи ε_F и в металлической фазе. Это позволяет согласовать данные при $\nu < 1$ с линейной псевдощелью ([5] и настоящая работа) и с экспоненциальной [3, 4, 6], как полученные

в очень разных областях туннельных напряжений.

Тем не менее, зависимости α от температуры и магнитного поля, так же как и выделенность фактора заполнения $\nu = 1$ по сравнению с, например, $\nu = 2$ не могут быть объяснены существующими теориями. В окрестности $\nu = 1$ наши данные показывают уменьшение эффективной площади, что сопровождается появлением другого, короткого, времени релаксации относящегося к оставшейся площади, что находится в соответствии с результатами работы [8]. Как уже упоминалось, мы исключаем возможность что фактор β описывает макроскопическую площадь в образце с высоким удельным туннельным сопротивлением, поскольку это предполагает наличие латерального транспорта. Причиной эффекта могут быть различные скорости туннелирования в край и в объём электронных островов, чей размер ξ заметно превышает магнитную длину. Действительно, при уменьшении ξ проводящие кластеры распадаются на меньшие, так что доля электронов вблизи внутренних краёв с меньшим удельным туннельным сопротивлением увеличивается, достигая максимума при $\nu = 1$. Другим способом объяснения является привлечение спиновых эффектов, как было предложено в работе [8].

К нашему удивлению, было обнаружено полностью отличное поведение вольт-амперных кривых при дробных факторах заполнения $\nu = 1/3$ и $2/3$, где туннельный ток линейно возрастает с напряжением до критического напряжения, которое падает при увеличении температуры, см. вставку в рис. 3.8 и рис. 41 из Ref. [24]. По нашему мнению, это указывает на действительные щели в двумерном спектре при дробных факторах заполнения, которые сжимаются с температурой, причём при минимальных температурах наша оценка щели близка к значению, полученному в работе [24]. Таким образом, туннельные щели при $\nu = 1/3$ и $2/3$ не проявляются двугорбой структурой как при $\nu = 1$ и имеют иную зависимость от энергии, в то время как щели в термодинамической плотности состояний для всех этих факторов заполнения выглядят одинаково [10, 21].

Глава 4

Спектры двойных электронных слоёв

Эксперименты по изучению спектров двойных электронных слоёв были проведены на двух сериях образцов (см. раздел 2.1.2) с различной ростовой структурой, которые, тем не менее, обеспечивали близость основных физических параметров этих систем - симметрично-антисимметричного расщепления и расстояния между слоями. Результаты, полученные на этих образцах качественно одинаковы, что подтверждает надёжность полученных данных. В дальнейшем изложении приводятся лишь те из них, которые получены на образце с туннельным барьером в центре ямы.

4.1 Нормальное магнитное поле

Экспериментальные результаты

Зависимости действительной и мнимой компонент тока от затворного напряжения в магнитном поле 2.5 Т при различных температурах представлены на рис. 4.1. При $V_{th}^1 < V_g < V_{th}^2$ только одна подзона, находящаяся в дальней относительно затвора части ямы, заполнена электронами. При запирающем напряжении V_{th}^2 вторая подзона, в ближней к затвору части ямы, начинает принимать электроны, что проявляется в скачке ёмкости. Положения минимумов проводимости системы отмечены на рисунке вертикальными пунктирными линиями, сплошные линии отмечают положения минимумов в термодинамической плотности состояний второй подзоны. Как видно из рис. 4.1, минимумы в ёмкости, связанные

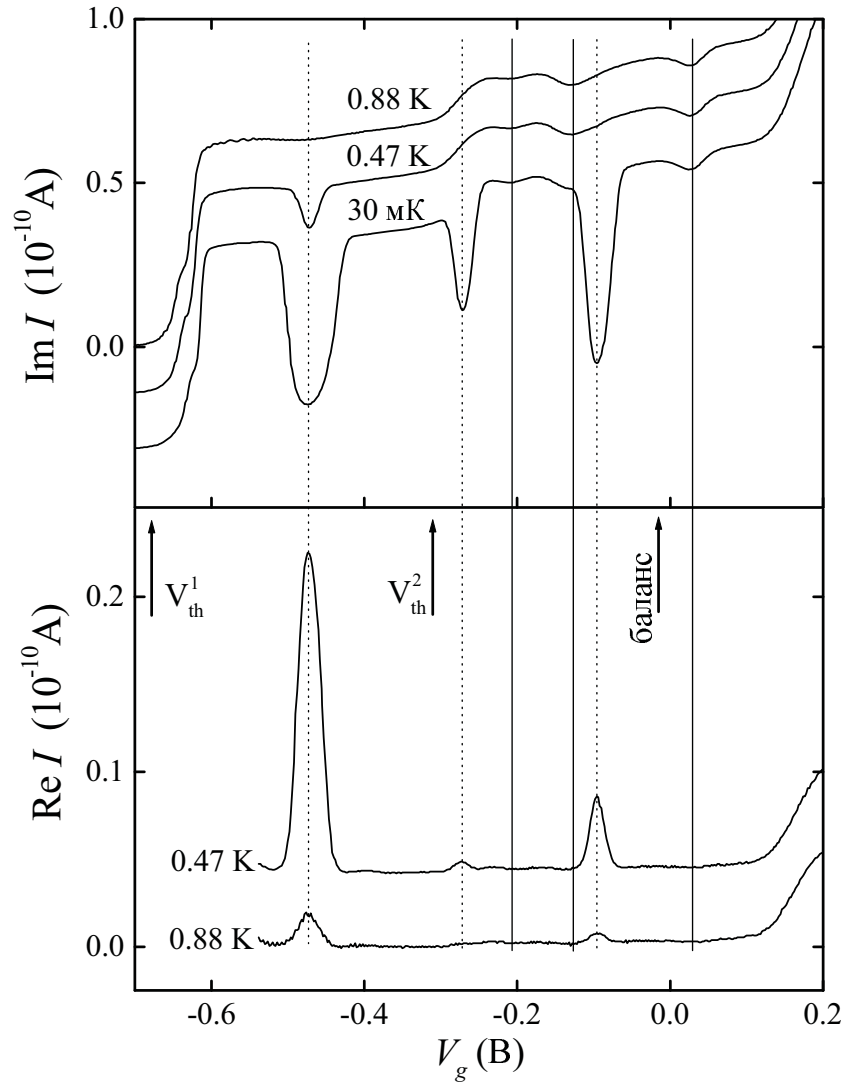


Рис. 4.1: Зависимость действительной и мнимой компонент тока от затворного напряжения на частоте $f = 300$ Hz при различных температурах в магнитном поле 2.5 Т. Линии, соответствующие 30 мК и 0.47 К сдвинуты относительно 0.88 К для наглядности. Вертикальные сплошные (пунктирные) линии отмечают положения минимумов в плотности состояний во второй подзоне (в проводимости системы). Положения запирающих напряжений подзон и точки баланса определены из веера Ландау на рис. 4.2.

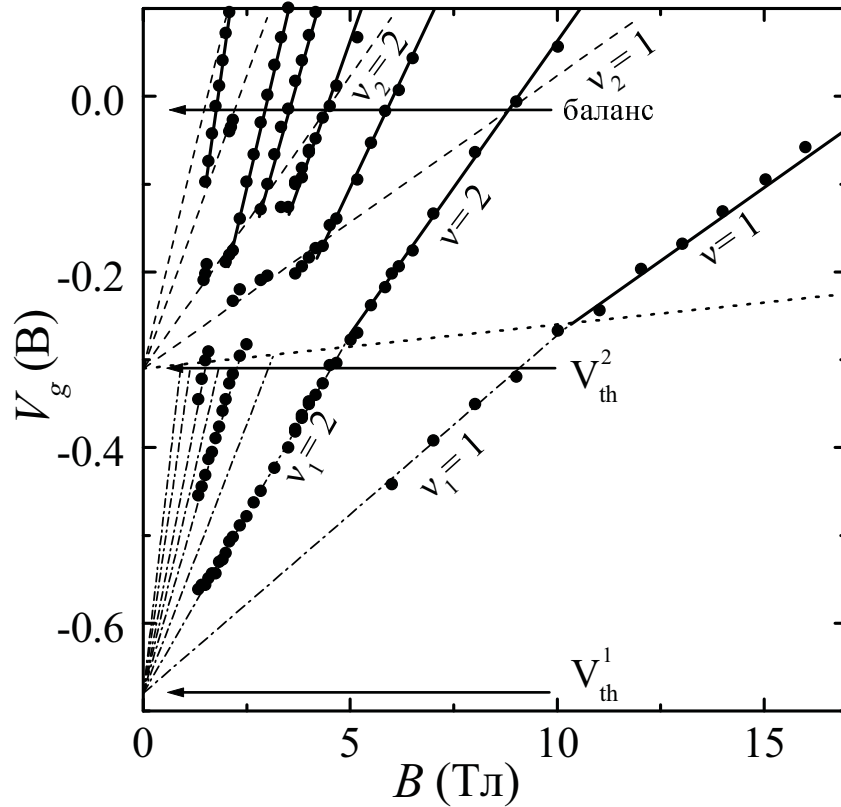


Рис. 4.2: Веерная диаграмма уровней Ландау, полученная из минимумов в плотности состояний во второй электронной подзоне при $\nu_2 = 1, 2, 4, 6$ (пунктир), проводимости первой подзоны при $\nu_1 = 1, 2, 4, 6$ (штрих-пунктир), и проводимости двухслойной системы при $\nu = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 10$ (сплошные линии). Изменение наклона линий веера происходит выше запирающего напряжения V_{th}^2 , отмеченного точечной линией.

σ_{xx} , сильно зависят от температуры, в то время как температурная зависимость ёмкости между глубокими минимумами невелика. При наличии электронов в обеих подзонах минимумы этих двух типов сосуществуют а при близком расположении переигрываются при изменении температуры в силу очень разной температурной зависимости. Этим и определяется наличие двух вееров Ландау в координатах (B, V_g) для несбалансированной двухслойной системы.

Веерная диаграмма уровней Ландау для исследованного образца представлена на рис. 4.2. Веера, соответствующие отдельным электронным подзонам показаны пунктирной и штрих-пунктирной линиями. Эти веера определяются минимумами в термодинамической плот-

ности состояний во второй подзоне при целочисленных факторах заполнения ν_2 (на данном рисунке экспериментальные точки этого веера не показаны в целях упрощения рисунка) и в проводимости первой подзоны при целых ν_1 . Наклоны (более точно – тангенсы углов наклона) линий обратно пропорциональны значениям ёмкости до и после изломов линий при $V_g = V_{th}^2$ (рис. 4.1). Минимумы в проводимости двухслойной системы при целочисленных общих факторах заполнения ν соответствуют щелям в спектре двухслойной системы и формируют третий, ”двухподзонный”, веер Ландау, показанный сплошными линиями на рис. 4.2. Линии этого веера параллельны линиям веера для второй подзоны, поскольку при изменении затворного напряжения V_g электронная плотность меняется лишь в ближней к затвору части ямы. Разрывы линий двухподзонного веера при $\nu > 2$ означают исчезновение общих щелей в спектре двухподзонной системы, что и является предметом исследования данной части работы. Как видно из рис. 4.2, линии вееров для двух подзон и для первой подзоны для каждого $\nu = \nu_1$ пересекают друг друга при $V_g > V_{th}^2$ вблизи прямой, обозначенной на рисунке точками. Для описания этих линий в дальнейшем будет использоваться общий фактор заполнения ν поскольку ν_1 при $V_g < V_{th}^2$ также определяется полной электронной плотностью N_s в квантовой яме.

Часть веерной диаграммы, на которой показаны экспериментальные точки для минимумов в термодинамической плотности состояний во второй подзоне показана в увеличенном масштабе на рис. 4.3. Для получения этих точек в слабых магнитных полях измерения проводились при минимальной температуре (для получения более выраженных минимумов в ёмкости), в то время как в сильных полях было необходимо использовать температуры порядка 1 К для подавления минимумов в проводимости двухслойной системы. Эти разные температурные пределы показаны при помощи различных символов на рисунке. То, что отклонения экспериментальных точек от пунктирных линий малы, показывает, что межслойный/межподзонный перенос заряда мал и наша несбалансированная двухслойная система является мягкой (напомним, что определение мягкости двухподзонной системы дано в разделе 1).

Энергия активации для щелей при целочисленных факторах заполнения получена из температурной зависимости пиков в активной части тока. Было проверено, что на до-

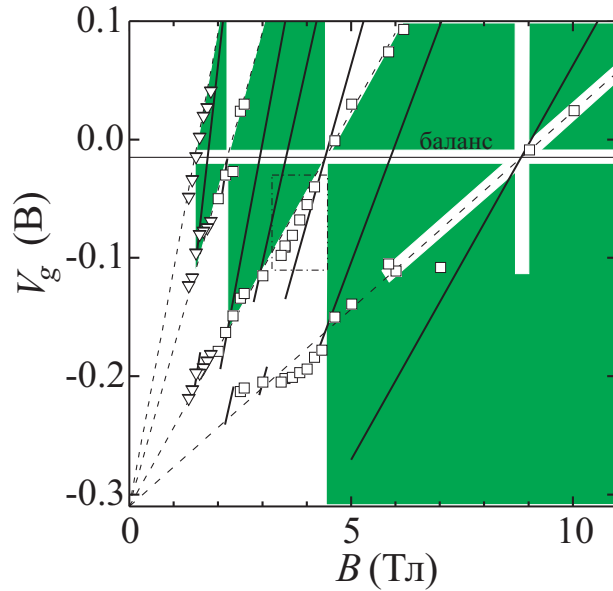


Рис. 4.3: Часть веерной диаграммы рисунка 4.2, включающая экспериментальные точки для минимумов в плотности состояний второй подзоны. Разными символами показаны данные, полученные в разных температурных пределах (см. текст). В закрашенных областях возможна реконструкция электронных подзон.

статочных малых частотах амплитуда пика является квадратичной функцией частоты, как показано на рис. 4.4. Как уже упоминалось, наклоны прямых линий на этом рисунке должны быть обратно пропорциональны проводимости σ_{xx} , что и позволяет определить энергию активации из температурной зависимости амплитуд пиков.

Типичное поведение энергии активации E_a при изменении магнитного поля для фактора заполнения $\nu > 2$ показано на рис. 4.5 в случае $\nu = 4$. Энергия активации имеет максимумы в точке начала заполнения второй подзоны V_{th}^2 и в точке баланса. Между этими точками E_a зануляется в интервале полей от 2.6 до 3.4 Т, за исключением малой окрестности поля $B = 3$ Т, где величина E_a неизмеримо мала, но конечна. Последнее утверждение следует из наличия ненулевой активной компоненты тока в точке пересечения линий вееров, соответствующих $\nu = 4, \nu_2 = 1$ (ср. рисунки 4.2, 4.5). Разрывы линий двухподзонного веера Ландау как раз происходят между точками пересечения вееров (рис. 4.2) и соответствуют интервалам поля B (или затворного напряжения V_g) в которых энергия активации зануляется (рис. 4.5).

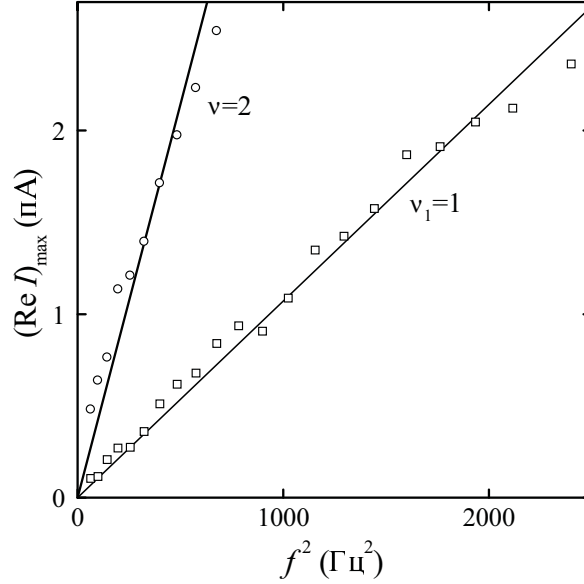


Рис. 4.4: Частотная зависимость пиков в активной компоненте тока при $B = 8$ Т и $T = 0.62$ К.

В противоположность этому, при факторах заполнения $\nu = 1, 2$ энергия активации в двухслойной системе не зануляется никогда (рис. 4.6, 4.7). Для обоих этих факторов заполнения энергия активации максимальна вблизи $V_g = V_{th}^2$ и монотонно спадает с магнитным полем вплоть до точки баланса. Стоит отметить, что эти максимумы в энергии активации совпадают с точками пересечения линий двухподзонного веера и веера первой подзоны, как описано выше (рис. 4.2).

Качественный анализ данных

В соответствии с описанным выше расчётом зонной структуры образца, для нашей системы симметрично-асимметричное расщепление в точке баланса (которая достигается при нулевом затворном напряжении) есть $\Delta_{SAS} = 1.3$ meV. При уменьшении V_g разница энергий первой и второй подзон увеличивается, достигая величины 6.7 meV в точке начала заполнения второй подзоны. Вычисленные распределение электронной плотности $|\psi_{1,2}|^2$, показаны на рис. 2.3(а) и вставке в рис. 4.8 для разных затворных напряжений. Соответствующее им распределение электронов в квантовой яме

$$\rho = N_s^1 |\psi_1|^2 + N_s^2 |\psi_2|^2, \quad (4.1)$$

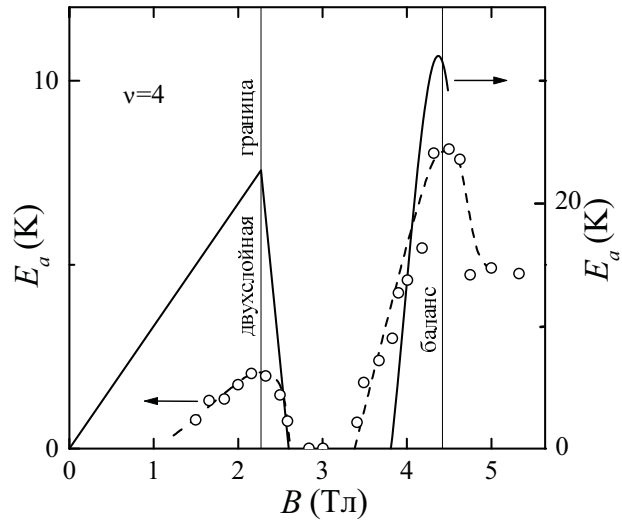


Рис. 4.5: Экспериментальная (точки) и вычисленная (сплошная линия) зависимости энергии активации от магнитного поля для фактора заполнения $\nu = 4$. Пунктирная линия проведена для наглядности.

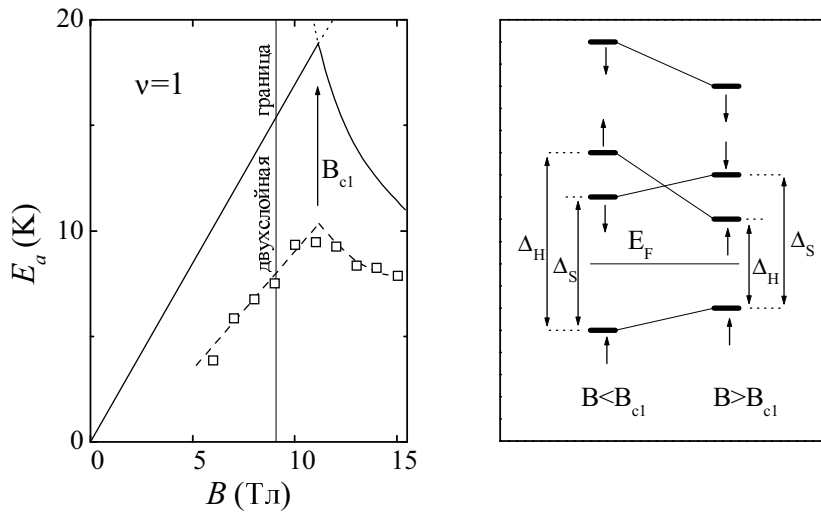


Рис. 4.6: Энергия активации как функция магнитного поля при $\nu = 1$: экспериментальные точки (квадраты) и расчёт (сплошная линия). Пунктир проведён для наглядности. Также приведен рисунок двухслойного спектра ниже и выше поля B_{c1} , соответствующего максимуму в энергии активации.

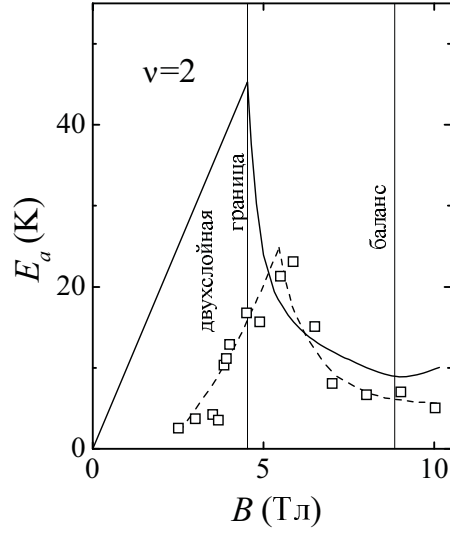


Рис. 4.7: Сравнение экспериментальной (квадраты) и теоретической зависимостей (сплошная линия) энергии активации от магнитного поля для фактора заполнения $\nu = 2$. Пунктир проведён для наглядности.

(где $N_s^{1,2}$ - двумерные плотности электронов в подзонах) показаны на рис. 4.8 пунктирными линиями.

Для системы вне баланса, наиболее очевидным последствием включения магнитного поля является межподзонный/межслойный перенос заряда n_s , уменьшающий энергию системы, что сопровождается относительным сдвигом лестниц уровней Ландау подзон на величину

$$\Delta \approx 4\pi e^2 n_s d / \epsilon. \quad (4.2)$$

Характеристика мягкости системы, η , определяется отношением сдвига одной из лестниц $\Delta/2$, вызванного переносом всех электронов с уровня Ландау, к циклотронной энергии. Такая формулировка определения мягкости системы соответствует ранее данной выражением (1.2).

Рассмотрим две лестницы уровней Ландау, относящихся к двум подзонам. Каждая из них соответствует своему, "одноподзонному" вееру Ландау на диаграмме рис. 4.2, происхождение же общего, "двухподзонного" веера можно пояснить следующим образом.

При фиксированном целочисленном факторе заполнения ν уровень Ферми системы E_F может либо совпадать с двумя квантовыми уровнями обеих подзон (быть приколот к ним, запиннигован), либо лежать в общей щели спектра двухслойной системы. Действительно, поскольку целочисленный общий фактор заполнения является суммой факторов заполнения ν_1 и ν_2 отдельных подзон, то либо они оба целочисленные, что и означает нахождение уровня электрохимпотенциала в общей щели и имеет место вблизи точек пересечения линий вееров, либо оба дробные, что соответствует прикалыванию уровня Ферми к квантовым уровням подзон между точками пересечения вееров и схлопыванию общей щели. Очевидно, что описанный пиннинг уровня Ферми возможен лишь до тех пор, пока перенос заряда между подзонами способен удерживать их на уровне Ферми, и, поскольку максимально возможно перенести *все* электроны с данного уровня Ландау, то размер области (по затворному напряжению или магнитному полю), в которой общая щель отсутствует, пропорционален η . Следовательно, в обычной двухподзонной системе (типа одиночного гетероперехода) с практически нулевым параметром мягкости η области пиннинга вырождаются в точки и, наоборот, в мягкой двухподзонной системе с $\eta \geq 1$ эти области растягиваются вплоть до точек пересечения вееров.

Описанная выше картина поведения мягкой двухподзонной системы находится в соответствии с полученными в эксперименте данными при факторах заполнения $\nu > 2$, причём параметр η достигает величины 2.5, см. рис. 4.2,4.8. Тем не менее, этот подход к описанию экспериментальных данных даже качественно неверен при факторах заполнения $\nu = 1, 2$, где общая щель не схлопывается никогда (рис. 4.2).

Модельный расчёт

Для того, чтобы получить количественное решение данной задачи в магнитном поле, будем использовать уже описанный расчёт уровней энергии E_1 и E_2 и волновых функций подзон ψ_1 и ψ_2 в нулевом магнитном поле, будем считать перенос заряда в магнитном поле малым, рассматривая поле этого заряда как возмущение и найдём поправки первого порядка теории возмущений Δ_{ij} к исходным энергиям уровней E_1 и E_2 (см., например, [75]).

Пусть между подзонами перенесён заряд n_s и $\Delta\rho$ - соответствующее распределение плотности электронов, тогда электрическое поле этого заряда запишется в виде

$$E(z) \propto \int_{-\infty}^z \Delta\rho(z') dz'. \quad (4.3)$$

Следовательно, возмущающий потенциал имеет вид

$$U(z) \propto \int_{-\infty}^z E(z') dz'. \quad (4.4)$$

Поскольку нормальное к поверхности магнитное поле не влияет на волновую функцию в z -направлении, невозмущённые волновые функции имеют вид

$$\Psi_{ik} = \psi_i(z) \Theta_{ik}(x, y), \quad (4.5)$$

где $\Theta_{ik}(x, y)$ - волновая функция уровня Ландау с квантовым номером k в i -ой подзоне.

Тогда матричные элементы возмущения записываются в виде

$$\begin{aligned} \Delta_{ij} = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} \Theta_{ik}^*(x, y) \Theta_{jl}(x, y) dx dy \psi_i^*(z) \psi_j(z) dz \\ \times \int_{-\infty}^z dz' \int_{-\infty}^{z'} \Delta\rho(z'') dz''; i, j = 1, 2. \end{aligned} \quad (4.6)$$

В данном расчёте не учитываются обменные и корреляционные эффекты.

Если квантовые номера k, l для $i \neq j$ разные, то в силу ортогональности волновых функций Ландау с разными квантовыми номерами Θ_{ik} и Θ_{jl} , недиагональные члены в Δ_{ij} равны нулю. Это означает [75], что исходные волновые функции являются хорошими функциями нулевого приближения а поправками к уровням энергии E_1 и E_2 являются сами величины Δ_{11} и Δ_{22} . При этом величина $\Delta\rho$ даётся выражением, вытекающим из определения 4.1

$$\Delta\rho = (|\psi_2|^2 - |\psi_1|^2) n_s, \quad (4.7)$$

где n_s - перенесённый между подзонами заряд.

При целом общем факторе заполнения ν описанный межподзонный/межслойный перенос заряда приводит к одному из двух эффектов: либо оба рассматриваемых квантовых уровня достигают уровня Ферми, так что общая щель схлопывается, либо верхний уровень опустошается при сохранившейся щели. Таким образом, при расчёте величину n_s следует определять из условия схлопывания общей щели при остающемся непустым верхнем квантовом уровне. Очевидно, что максимального значения, равного плотности электронов на верхнем уровне, величина n_s достигает вблизи точек пересечения вееров.

Необходимо ещё раз подчеркнуть, что описанный способ расчёта справедлив лишь в областях плоскости (V_g, B) с различными квантовыми номерами k, l (незакрашенная площадь на рис. 4.3). Эти области имеют своими границами линии веера второй (ближней к затвору) подзоны и вертикальные линии, вдоль которых постоянен фактор заполнения в дальней подзоне (поскольку при наличии электронов во второй подзоне электронная плотность в первой не меняется) и расположены относительно этих границ так, что номера частично заполненных уровней Ландау разные. (Тут следует напомнить, что для факторов заполнения $\nu_{1,2} = 1, 2$ орбитальные квантовые номера одинаковы и соответствуют нижнему уровню Ландау.)

Результат расчёта общей щели при факторе заполнения $\nu = 4$ по вышеописанному алгоритму показан на рис. 4.5. Для простоты не учитывалось спиновое расщепление. Несмотря на то, что качественное согласие с экспериментальными результатами очень хорошее, расчётные величины энергии активации сильно отличаются от экспериментально полученных. Вероятно, причиной этого является наличие беспорядка (флуктуаций потенциала) в двухслойной системе, что приводит к конечной ширине квантовых уровней. Такое уширение не учитывалось при проведении модельного расчёта.

Отметим, что если ферми-уровень лежит в общей щели, межслойный/межподзонный перенос заряда определяет отклонение экспериментальных точек веера второй подзоны от прямых линий (в качестве примера см. обозначенную прямоугольником область на рис. 4.3). Тот факт, что эти отклонения малы, исключает возможность всем электронам собраться в одной части ямы (так называемые состояния с нарушенной симметрией, обнаруженные в работе [41]).

Вышеизложенный расчёт довольно очевиден и аналогичен численным вычислениям, приведённым во многих публикациях, например, в работе [40], где схлопывание и открытие общей щели было названо ”конкуренция между одно- и двухслойным поведением системы”. Ниже будет показано, что в случае нарушения ортогональности волновых функций Θ_{ik} и Θ_{jl} , в системе вне баланса волновые функции $\psi_{1,2}$ перестают быть хорошими волновыми функциями нулевого приближения для задачи с возмущением (4.6). Смешивание же состояний $\psi_{1,2}$ эквивалентно *межподзонному, но не межслойному* переносу заряда в магнитном поле и приводит к появлению новых, перестроенных, подзон аналогично образованию подзон в нулевом поле в балансе. В результате появляется новая, гибридная, щель которая не исчезает при целых факторах заполнения в закрашенной области рис. 4.3. Эта щель названа гибридной, чтобы подчеркнуть её связь с перестройкой волновых функций в z -направлении, вызванной магнитным полем.

Во всей закрашенной области рисунка 4.3 номера уровней Ландау k и l для $i \neq j$ в уравнении (4.6) одинаковы, так что недиагональные члены теории возмущений Δ_{ij} не равны нулю. Тогда, в соответствии с общей теорией возмущений (см., например, [75]) решение надо искать в виде линейной комбинации волновых функций $\psi_{1,2}$:

$$\Psi = a\psi_1 + \sqrt{1 - a^2}\psi_2, \quad (4.8)$$

где a - коэффициент гибридизации. Для простоты здесь не смешиваются состояния с антипараллельными спинами, исключая из рассмотрения процессы туннелирования с переверотом спина¹. Выражение для перенесённого при гибридизации заряда

$$\begin{aligned} \Delta\rho(z) = (n_1 + n_2)(a^2\psi_1^2(z) + 2a\sqrt{1 - a^2}\psi_1(z)\psi_2(z) + (1 - a^2)\psi_2^2(z)) \\ - n_1\psi_1^2 - n_2\psi_2^2. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Теперь необходимо решить секулярное (матричное) уравнение

¹что разумно, раз уж мы исключили из рассмотрения обменные и корреляционные эффекты

$$\begin{pmatrix} E_1 + \Delta_{11} - \epsilon_{1,2} & \Delta_{12} \\ \Delta_{21} & E_2 + \Delta_{22} - \epsilon_{1,2} \end{pmatrix} \Psi = 0. \quad (4.10)$$

Согласно линейной алгебре, это эквивалентно решению уравнения

$$\begin{vmatrix} E_1 + \Delta_{11} - \epsilon_{1,2} & \Delta_{12} \\ \Delta_{21} & E_2 + \Delta_{22} - \epsilon_{1,2} \end{vmatrix} = 0, \quad (4.11)$$

с условием ортогональности (которое по сути является условием самосогласования в нашей задаче)

$$\frac{u_{11} - \epsilon_1}{u_{12}} = -\frac{\sqrt{1 - a^2}}{a}, \quad (4.12)$$

по смыслу $-1 < a < 1$. Решение даёт новую волновую функцию системы и новые значения энергий подзон E_1^H и E_2^H .

Такой расчёт был проведён для случая бесспиновых электронов при факторе заполнения $\nu = 1$, хотя сама процедура справедлива для любого фактора заполнения в закрашенной области рис. 4.3. По сравнению с поведением общей щели для двух подзон, новая гибридная щель $\Delta_H = E_2^H - E_1^H < E_2 - E_1$ никогда не обращается в ноль, поскольку определяемая ей разность в энергиях между подзонами в минимуме равна симметрично-антисимметричному расщеплению Δ_{SAS} . Таким образом, описанная перестройка волновых функций подзон в z -направлении обобщает случай симметричного распределения электронной плотности, приводящего к образованию Δ_{SAS} .

Интересно сравнить, как распределение электронной плотности в квантовой яме в нулевом поле изменяется в случаях общей и гибридной щелей. Из уравнения (4.7) следует, что в случае общей щели заряд переносится между частями ямы (другими словами, $\Delta\rho(z)$ близка к антисимметричной функции) и поправки к энергиям подзон имеют противоположный знак. Наоборот, при образовании гибридной щели электроны смещаются почти симметрично к центру квантовой ямы (рис. 4.8), приводя к сдвигам энергетических уровней одного и того же знака $E_1^H > E_1$ и $E_2^H > E_2$.

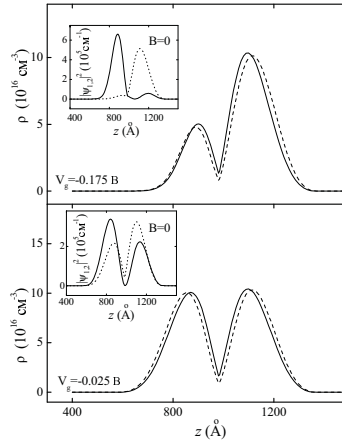


Рис. 4.8: Вычисленное распределение электронной плотности в квантовой яме для двух различных затворных напряжений в нулевом магнитном поле (пунктир) и при факторе заполнения $\nu = 1$ (сплошные линии). Отсчёт z - координаты идёт от поверхности кристалла. На вставках показаны плотности распределения электронной концентрации для обеих подзон в нулевом магнитном поле.

Учёт спина и заключительные замечания

Введём в описанную модель спиновое расщепление. Поскольку при измерениях энергии активации экспериментально измеряется энергия возбуждений с $k = \infty$, а обменное увеличение g -фактора и описывает возбуждения с $k \gg 1/l$, гибридную щель Δ_H надо сравнивать именно с обменно-увеличенным спиновым расщеплением Δ_S . При этом можно ожидать, что эти величины имеют один порядок и энергетический спектр будет определяться их конкуренцией. (Тут следует отметить, что введение в простую одночастичную модель обменно-увеличенного спинового расщепления является попыткой учесть многочастичные эффекты, которые и ответственны за увеличение g -фактора. Как будет показано ниже, такой подход не всегда оправдан, в частности, когда ожидается смена основного состояния системы. В этих случаях необходимо использовать последовательную многочастичную теорию, см. раздел 4.2.)

В простейшем случае фактора заполнения $\nu = 1$, оценка спиновой щели при значении обменно-увеличенного g -фактора 5.2 (см. [10]) даёт величину, большую чем гибридное расщепление во всём использованном интервале полей, кроме области начала заполнения

второй подзоны. Это позволяет утверждать, что именно гибридное, наименьшее в системе, расщепление проявляется при измерениях энергии активации.

Схематически поведение энергетического спектра при факторе заполнения $\nu = 1$ показано на рис. 4.6. В сильных магнитных полях гибридное расщепление меньше спинового, и экспериментально измеряется именно гибридная щель. При уменьшении поля спиновая щель падает, а гибридная - растёт, и в точке $B = B_{c1}$ они сравниваются. При этом происходит перестройка спектра: минимальным теперь оказывается спиновое расщепление с линейной зависимостью от магнитного поля, что и измеряется экспериментально. Естественно, что в полях ниже начала заполнения второй подзоны спектр является обычным спектром двумерного электронного газа со спиновой щелью на факторе заполнения $\nu = 1$. Таким образом, ожидаемая зависимость энергии активации должна иметь максимум в поле B_{c1} , большем поля начала заполнения второй подзоны, что находится в соответствии с экспериментом (см. рисунки 4.6,4.2), хотя реальное значение эффективного g -фактора может быть и менее использованного в силу влияния беспорядка.

Для фактора заполнения $\nu = 2$ ситуация сложнее, поскольку теперь, при двух заполненных уровнях, щель определяется разностью спинового и гибридного расщеплений. Можно определённо утверждать, что вблизи поля, соответствующего началу заполнения второй подзоны гибридная щель превышает обменно-увеличенную спиновую. В дальнейшем, при изменении магнитного поля, от начала заполнения второй подзоны к точке баланса гибридная щель падает, а спиновая - растёт. Можно было бы представить ситуацию, в которой существует поле, где их величины сравниваются. В этом поле должно было бы произойти, в простой одночастичной картине, схлопывание общей щели и переход системы из спиново неполяризованного состояния, в каковом она находится в слабых полях, в спиново поляризованное. Точнее, в точке перехода должны стать существенными многочастичные эффекты которые нельзя учесть простым введением обменно-увеличенного g -фактора. (И изменение основного состояния, и обменно увеличенный g -фактор вызываются электрон-электронным взаимодействием. Тем не менее, эти эффекты довольно различны, поскольку первый соответствует $k = 0$, а второй описывает возбуждения с $k \gg 1/l$.) Последовательная многочастичная теория, как описано в разделе 1, указывает на возможное образование

новых фаз вблизи точки перехода. В любом случае, можно ожидать особенностей в поведении энергии активации в этой точке. Из полученных экспериментальных результатов видно, что для изученной двухслойной системы такое поведение не имеет места (рис. 4.7), т.е. во всём интервале магнитных полей до точки баланса гибридная щель превышает спиновую и измеряемая энергия активации соответствует их разности.

Таким образом, в изученной двухслойной системе при факторах заполнения $\nu = 1, 2$ щель в спектре возбуждений имеет гибридное происхождение. Для нечётных факторов заполнения $\nu > 1$ вблизи баланса это, очевидно, не так: в полях, где эти факторы заполнения достигают баланса спиновая щель меньше гибридной и поэтому именно спиновое расщепление определяет поведение системы.

Интересно применить вышеизложенные рассуждения для фактора заполнения $\nu = 2$ к результатам работы [44, 45], где измерена энергия активации в двухслойной системе при факторе заполнения $\nu = 2$. При малых электронных концентрациях данные [44, 45] схожи с нашими, при больших (что, для фиксированного фактора заполнения означает использование больших полей и, соответственно, большие величины спиновой щели) щель задуляется вблизи точки баланса, что соответствует первому из предложенных сценариев.

Несмотря на хорошую применимость к описанию экспериментальных результатов, изложенный подход не позволяет удовлетворительно объяснить наличие точек, соответствующих $\nu_2 = 1$ в области перестройки волновых функций (закрашенная часть рис. 4.3). В принципе, можно было бы ожидать особенностей в поведении системы вблизи линий веера, соответствующих нечётным ν_1 и ν_2 , поскольку межподзонный перенос заряда невозможен при $E_2 - E_1 < \Delta_S$. Это неравенство определяет области, где подзоны должны быть неперестроенными (см. белые полосы рис. 4.3, включая область баланса). В действительности, однако, в силу гибридного происхождения щели при факторе заполнения $\nu = 2$ (ср. рис. 4.3, 4.7), это неравенство никогда не выполняется в изученной системе. Это противоречие неразрешимо в рамках изложенной простой модели и требует привлечения многочастичных эффектов.

4.2 Наклонное магнитное поле

В данной части работы описаны результаты измерений в поле, наклонённом относительно нормали к поверхности образца. Поскольку свойства изучаемой двухслойной системы определяются туннелированием через потенциальный барьер, а параллельная к поверхности образца компонента поля влияет на туннелирование, можно было бы ожидать появления у системы в наклонном поле новых физических свойств. В частности, поскольку в зеemannовское расщепление входит полное поле B , а щель при $\nu = 2$ определяется в основном его нормальной компонентой, наклон поля мог бы позволить провести измерения при больших значениях отношения Δ_S/Δ_H , чем в нормальном поле.

Полученные результаты удобно рассматривать, разбив на две группы - отдельно для фактора заполнения $\nu = 2$ и отдельно для $\nu > 2$. Причина такого разбиения в том, что результаты, полученные для факторов заполнения $\nu > 2$ довольно хорошо описываются одночастичной моделью, развитой в разделе 4.1 и модифицированной на случай наклонного поля, в то время как при факторе заполнения $\nu = 2$ необходимо привлекать многочастичные эффекты.

$\nu > 2$

Положения минимумов в σ_{xx} для факторов заполнения $\nu = 2, 3$ и 4 показаны на веерной диаграмме рис. 4.9 в координатах (B_{\perp}, V_g) в нормальном и наклонном магнитных полях, метод построения такой диаграммы подробно описан в разделе 4.1. При затворных напряжениях $V_{th1} < V_g < V_{th2}$ электронами заполнена только одна подзона в яме, со стороны подложки. При затворных напряжениях выше V_{th2} начинает заполняться электронами вторая подзона в ближней к затвору части ямы и минимум в σ_{xx} при целых факторах заполнения ν соответствует щели в спектре двухслойной электронной системы. Положения минимумов в мнимой компоненте тока, связанных с термодинамической плотностью состояний в верхней подзоне показаны на рис. 4.9 пунктиром. В нормальном магнитном поле широкие разрывы линии веера при $\nu = 4$ и обрыв линии $\nu = 3$ указывают на отсутствие минимума в σ_{xx} (рис. 4.9a). Как подробно описано в разделе 4.1, это происходит

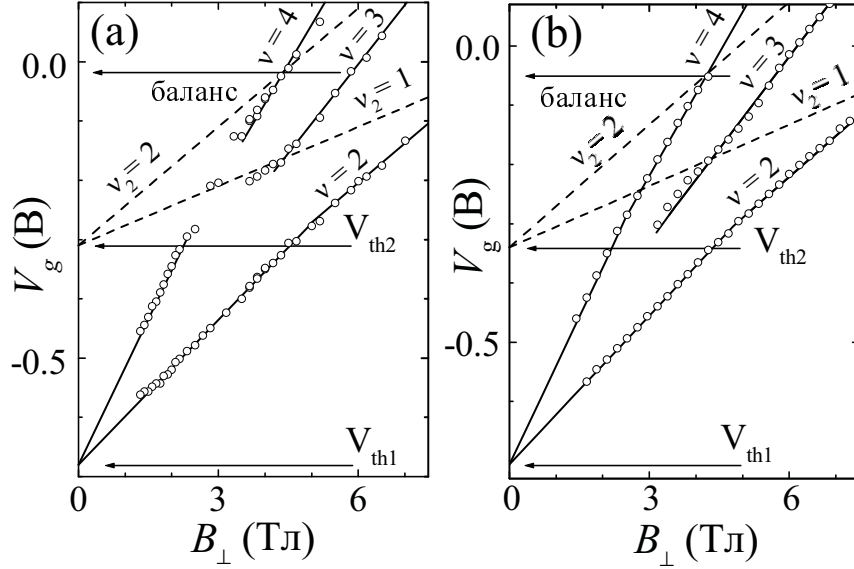


Рис. 4.9: Положения минимумов в σ_{xx} при температуре 30 мК для различных углов наклона: (а) $\Theta = 0^\circ$, (б) $\Theta = 30^\circ$. Пунктир соответствует минимумам в термодинамической плотности состояний для второй электронной подзоны, экспериментальные точки не показаны в целях упрощения рисунка.

из-за прикалывания (пиннинга) уровней Ландау к уровню Ферми.

Из рис. 4.9б видно, что основным результатом включения параллельной компоненты магнитного поля является образование минимумов в σ_{xx} при целых факторах заполнения $\nu > 2$, в частности при $\nu = 3$ и 4, см. рис. 4.9б. Это означает что параллельное магнитное поле подавляет эффект прикалывания, приводя к открытию щели на уровне Ферми в двухслойной электронной системе.

На рисунке 4.10 показано поведение энергии активации E_a вдоль линий соответствующих факторам заполнения $\nu = 3$ и 4 на рис. 4.9 для различных углов наклона магнитного поля Θ . Как видно из рис. 4.10а, для фактора заполнения $\nu = 4$, в нормальном поле величина E_a имеет максимумы в точке баланса и в точке начала заполнения второй подзоны. Между ними энергия активации зануляется, что соответствует исчезновению минимума в σ_{xx} в области магнитных полей между 2.6 и 3.4 Т; вблизи точки $B = 3$ Т, энергия активации E_a неизмеримо мала, но конечна, что можно заключить из наличия минимума в σ_{xx} в точке пересечения линий факторов заполнения $\nu = 4$ и $\nu_2 = 1$ (рис. 4.9а). В противо-

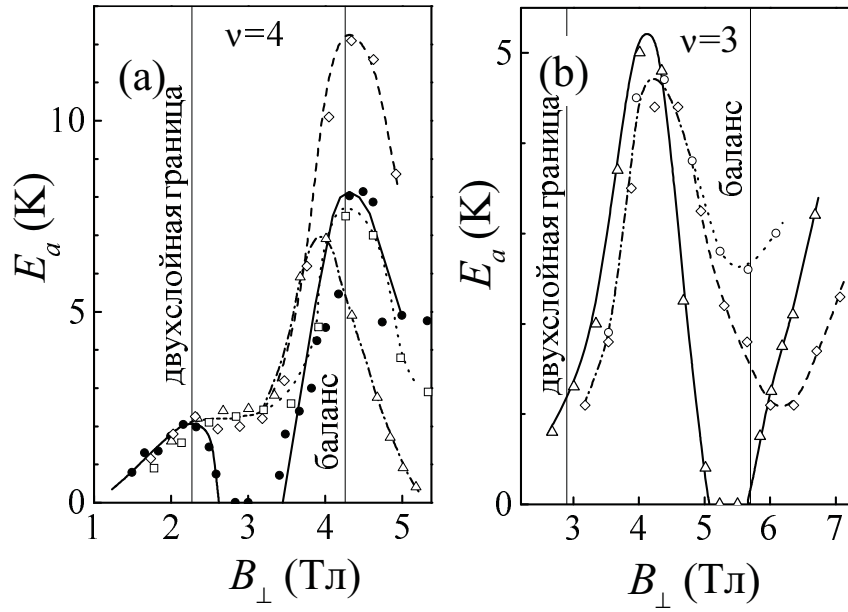


Рис. 4.10: Зависимость энергии активации от магнитного поля для (а) $\nu = 4$ при $\Theta = 0^\circ$ (точки), $\Theta = 30^\circ$ (ромбы), $\Theta = 45^\circ$ (квадраты), $\Theta = 60^\circ$ (треугольники); и (б) $\nu = 3$ при $\Theta = 30^\circ$ (круги), $\Theta = 45^\circ$ (ромбы), $\Theta = 60^\circ$ (треугольники). Линии проведены для наглядности.

ложность этому, в наклонных магнитных полях энергия активации при $\nu = 4$ никогда не стремится к нулю, формируя вместо этого плато (рис. 4.10a).

Для фактора заполнения $\nu = 3$ эффекты параллельного поля в основном аналогичны случаю $\nu = 4$ с одним существенным отличием: вблизи точки баланса энергия активации в наклонном магнитном поле имеет минимум, который углубляется с увеличением угла наклона, рис. 4.10b. Этот минимум, вероятно, многочастичного происхождения: при достаточно больших углах Θ он сопровождается расщеплением линии веера $\nu = 3$ (см. рис. 4.12 раздела 4.2), что похоже на поведение системы при факторе заполнения $\nu = 2$, связываемое с проявлением наклонной антиферромагнитной фазы. Кроме того, в одночастичной картине зануление энергии активации при факторе заполнения $\nu = 3$ вообще невозможно (поскольку нет качественного различия со случаем $\nu = 1$, а поведение щели при этом факторе заполнения было подробно описано в разделе 4.1). По этой причине обсуждение поведения системы при факторе заполнения $\nu = 3$ вблизи баланса будет продолжено в разделе 4.2, здесь же мы сосредоточимся на области полей вблизи начала заполнения второй подзоны. (Данный пример показывает некоторую условность использованной классификации физических эффектов в наклонном поле, что, впрочем, может быть отнесено к любому типу классификации.) В этой же области видно, что с ростом угла наклона поля щель появляется во всё более слабых *нормальных* полях.

Для других факторов заполнения $\nu > 4$ влияние магнитного поля полностью аналогично: при чётных факторах заполнения на веерной диаграмме исчезают разрывы, что соответствует появлению щелей в спектре, при нечётных - при увеличении наклона поля щель появляется во всё более слабых *нормальных* магнитных полях.

Мы связываем появление щели при факторах заполнения $\nu > 2$ в двухслойной системе вне баланса с нарушением ортогональности волновых функций Ландау двух подзон, имеющих различные квантовые номера. Действительно, туннелирование между слоями должно происходить с сохранением импульса в плоскости, так что в наклонном магнитном поле оно сопровождается сдвигом центра волновой функции Ландау на величину $d_0 \tan \Theta$, где d_0 - расстояние между центрами масс распределения электронной плотности в двух нижних подзонах. Очевидно, что сдвинутые таким образом волновые функции Ландау даже

с разными квантовыми номерами для различных подзон являются неортогональными. В таком случае, описанный в разделе 4.1 эффект прикалывания при $\nu > 2$ более не имеет места. Более того, как это будет показано ниже, имеет место перестройка волновых функций подзон (по сути та же, что и для факторов заполнения $\nu < 2$ в нормальном поле), что и сопровождается расщеплением уровней.

Для лучшего понимания поведения системы в наклонном магнитном поле был вычислен одночастичный спектр в самосогласованном приближении Хартри, без учёта спинового расщепления (предполагая малый g фактор) и обменных и корреляционных эффектов.

Расчёт основан на следующих предположениях. Запишем гамильтониан электрона в магнитном поле [75]

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \vec{\nabla} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + U(z). \quad (4.13)$$

Здесь e, m - заряд и масса электрона, c - скорость света, \hbar - постоянная Планка, $U(z)$ - потенциал, причём ось z нормальна к слою двумерного газа. Выберем вектор-потенциал \vec{A} в виде

$$\vec{A} = (A_x A_y 0); A_x = -B_{\perp} y, A_y = -B_{\parallel} z,$$

где B_{\perp} и B_{\parallel} - соответственно нормальная и параллельная слою компоненты поля. Подставив этот вектор-потенциал в гамильтониан и преобразовав, получим

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial x} + \frac{e}{c} B_{\perp} y \right)^2 + \frac{1}{2m} \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial y} + \frac{e}{c} B_{\parallel} z \right)^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + U(z). \quad (4.14)$$

Будем искать волновую функцию в виде $\Psi = \Psi(x)\Psi(z)e^{iky}$. Для этого заметим, что первая скобка в 4.14 не содержит z , вторую же раскроем и заменим все члены с z на их средние по волновым функциям $\psi(z)$ данной подзоны, известным из расчёта энергетических уровней в потенциале $U(z)$, см. 4.1. Вычтя и добавив член $\left(\frac{e}{c} B_{\parallel} \langle z \rangle \right)^2$, сгруппируем части гамильтониана, содержащие z :

$$\begin{aligned}\hat{H}_y &= -\frac{1}{2m} \left[\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} - 2i\hbar \frac{\partial}{\partial y} \frac{e}{c} B_{\parallel} \langle z \rangle + \left(\frac{e}{c} B_{\parallel} \langle z \rangle \right)^2 \right] \\ \hat{H}_z &= -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{2m} \frac{e^2}{c^2} B_{\parallel}^2 (\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2) + U(z).\end{aligned}\quad (4.15)$$

Отсюда видно, что теперь полный гамильтониан может быть записан в виде гамильтониана, описывающего движение электронов в слое, перпендикулярном магнитному полю, а вклад параллельной компоненты сводится к изменению квазиимпульса электрона k и сдвигу дна подзоны на величину ΔE :

$$\begin{aligned}k' &= k + \frac{e}{c\hbar} B_{\parallel} \langle z \rangle, \\ \Delta E &= \frac{1}{2m} \frac{e^2}{c^2} B_{\parallel}^2 (\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2).\end{aligned}\quad (4.16)$$

Для туннелирования с сохранением импульса первое обстоятельство приводит к относительному сдвигу центров волновых функций Ландау на величину

$$(\langle z \rangle_1 - \langle z \rangle_2) \frac{B_{\parallel}}{B_{\perp}} \equiv d_0 \tan \Theta.$$

Теперь можно повторить расчёт раздела 4.1, поправив на соответствующие величины начальные приближения для уровней энергии подзон и используя для вычисления матричных элементов сдвинутые относительно друг друга функции Ландау.²

Зависимость вычисленной щели Δ от магнитного поля для фактора заполнения $\nu = 4$ изображена на рис. 4.11. При фиксированном угле наклона вычисления хорошо воспроизводят экспериментально обнаруженное поведение щели вдоль линии веера для $\nu = 4$ (ср.

²Следует отметить, что при вычислении возмущения по формуле 4.9 учитывались лишь электроны на уровнях, близких к уровню Ферми. Это не имеет значения при факторе заполнения $\nu = 2$, где означает учёт полного числа электронов в системе (см. далее, стр.68), но является принципиально важным для $\nu = 4$, где в одной из подзон имеется глубокий уровень, отстоящий от уровня Ферми на энергию порядка циклотронной. Именно эта принципиальная разница в вычислении возмущения приводит к столь различным результатам расчёта при упомянутых факторах заполнения, ср. рис. 4.11 и 4.14. То же замечание можно было бы сделать и к вычислениям в нормальном поле, но там необходимость учитывать лишь уровни вблизи фермиевского очевидна. В случае наклонного поля это стоит упомянуть отдельно.

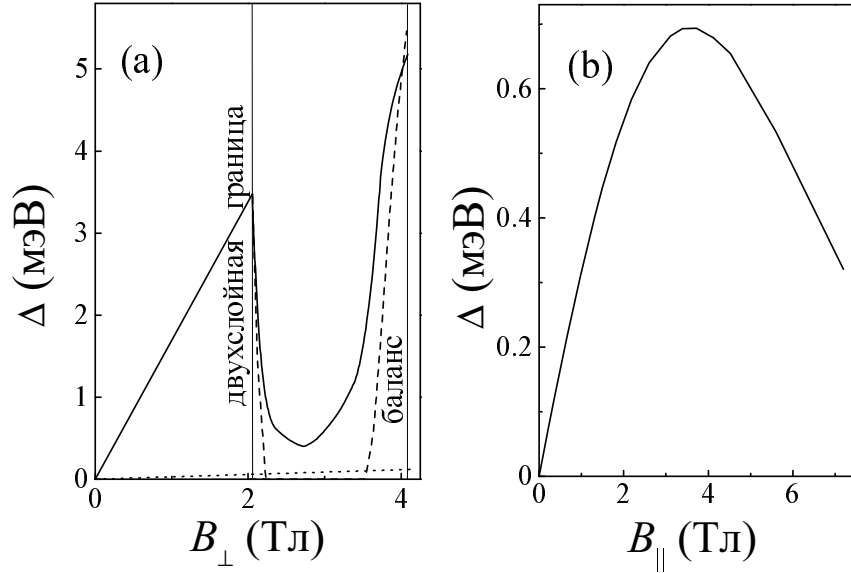


Рис. 4.11: Вычисленная щель при $\nu = 4$ как функция магнитного поля для (а) фиксированных углов наклона $\Theta = 0^\circ$ (пунктир) и $\Theta = 30^\circ$ (сплошная линия); и (б) фиксированного $B_\perp = 2.6$ Т. Также точечной линией показано Зеемановское расщепление при $\Theta = 30^\circ$.

рис. 4.10а и рис 4.11а). Количественное расхождение между экспериментом и теорией можно приписать конечной ширине уровней Ландау, что не учитывалось в вычислениях.

Щель как функция параллельной компоненты магнитного поля B_\parallel при фиксированной величине $B_\perp = 2.6$ Т изображена на рис. 4.11б. Щель достигает максимума при $B_\parallel = 3.5$ Т и затем падает при дальнейшем увеличении B_\parallel . Очевидно, что $\Delta(B_\parallel)$ отражает зависимость перекрытия волновых функций Ландау с разными квантовыми номерами от их сдвига в плоскости $d_0 \tan \Theta$: хотя при небольших сдвигах перекрытие увеличивается с увеличением сдвига, при больших сдвигах перекрытие уменьшается, восстанавливая ортогональность волновых функций. Важно, что для открытия щели должна быть потеряна ортогональность волновых функций.

Приведённое объяснение экспериментальных данных остаётся в силе и для фактора заполнения $\nu = 3$. Следует отметить, что в нормальном магнитном поле щель при $\nu = 3$ имеет спиновое происхождение, поскольку ожидаемое спиновое расщепление меньше чем Δ_{SAS} [10, 21], 4.1. Следовательно, щель может увеличиваться при увеличении B_\parallel и по вполне тривиальным причинам.

$$\nu = 2$$

Положения минимумов в мнимой компоненте тока (или максимумов в действительной компоненте), соответствующих фактору заполнения $\nu = 2$ показаны на рис. 4.12 в координатах (B_{\perp}, V_g) вместе с факторами заполнения $\nu = 1, 3, 4$ в нормальном и наклонном магнитных полях. В нормальном магнитном поле при $V_{th1} < V_g < V_{th2}$ электронами заполнена лишь подзона в дальней от затвора части ямы. Выше V_{th2} электронами заполняется вторая подзона в ближней к затвору части ямы. При угле наклона поля в 30° наблюдается расщепление линии, показывающей позиции минимумов при $\nu = 2$, вблизи точки баланса (рис. 4.12b). Как видно из рисунков 4.12c, 4.12d, при увеличении угла наклона Θ центр расщепления сдвигается в область более отрицательных затворных напряжений. Одновременное присутствие двух отдельных минимумов в фиксированном магнитном поле указывает на конкуренцию между двумя основными состояниями двухслойной системы.

Экспериментальные кривые в точке расщепления для $\Theta = 45^\circ$ приведены на вставке к рисунку 4.13. Видно переигрывание двух глубоких минимумов в магнетоёмкости при факторах заполнения чуть выше и, соответственно, чуть ниже $\nu = 2$. В точке расщепления оба минимума в магнетоёмкости наблюдаются одновременно с примерно равными амплитудами.

Кроме того, при максимальном угле наклона поля $\Theta = 60^\circ$ вблизи точки баланса наблюдается расщепление линии веера, соответствующей фактору заполнения $\nu = 3$. Тем не менее, между расщеплениями для упомянутых факторов заполнения есть качественная разница: для фактора заполнения $\nu = 3$ не существует поля, в котором бы два минимума для данного фактора заполнения сосуществовали, как это имеет место для фактора заполнения $\nu = 2$. Ещё резче это различие видно в зависимостях энергии активации от магнитного поля.

На рис. 4.13 представлено поведение энергии активации вдоль линии $\nu = 2$ рис. 4.12 при различных углах наклона. Для $\Theta = 0^\circ$ при $V_g > V_{th2}$, энергия активации проходит через максимум и затем монотонно уменьшается при увеличении магнитного поля. В наклонных полях появляется глубокий минимум энергии активации в поле, соответствующем точке расщепления. Обнаружено, что для всех трёх углов минимальная энергия

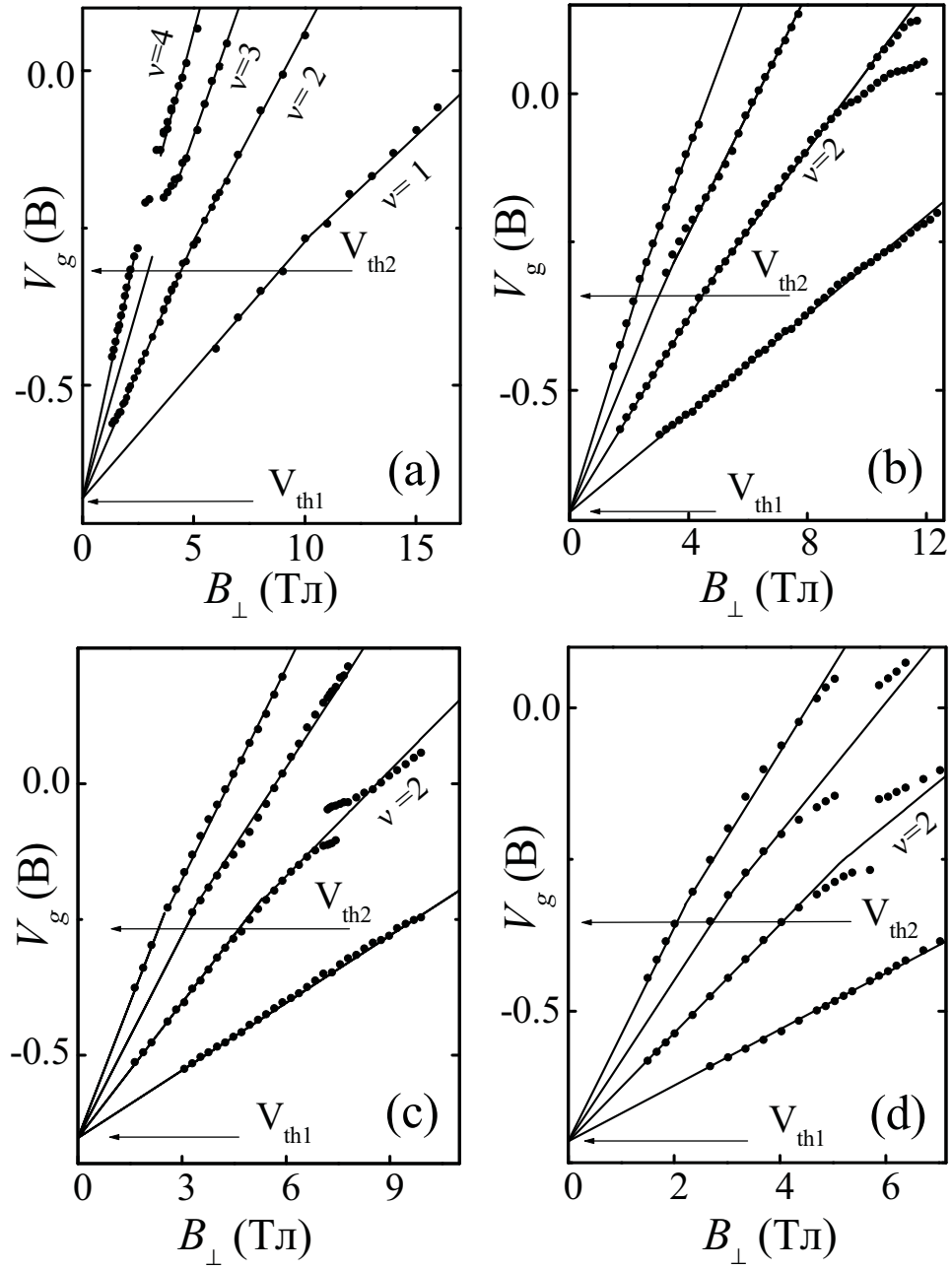


Рис. 4.12: Положения минимумов магнетоёмкости (максимумов в активной компоненте тока) при температуре 30 мК для различных углов поля к нормали: (a) $\Theta = 0^\circ$, (b) $\Theta = 30^\circ$, (c) $\Theta = 45^\circ$, (d) $\Theta = 60^\circ$.

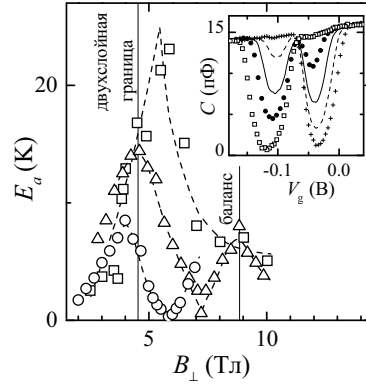


Рис. 4.13: Зависимость энергии активации при $\nu = 2$ от магнитного поля при $\Theta = 0^\circ$ (квадраты), $\Theta = 45^\circ$ (треугольники), $\Theta = 60^\circ$ (круги). Пунктирные линии проведены для наглядности, данные для $\Theta = 30^\circ$ не показаны чтобы не загромождать рисунок. На вставке показана зависимость мнимой компоненты тока от затворного напряжения для $\Theta = 45^\circ$ at $f = 23$ Hz at $T = 30$ mK в различных магнитных полях: 10.03 (квадраты), 10.19 (точки), 10.28 (сплошная линия), 10.36 (пунктир), and 10.53 T (крестики).

активации конечна (рис. 4.13).

Зная значение $\Delta_{SAS} = 1.3$ meV для использованного образца из оптических измерений в дальней инфракрасной области [72, 71] на образцах из той же шайбы и модельных вычислений, результат которых приведён при описании образцов в разделе 2, можно оценить из уравнения (1.3) кулоновскую энергию в точке перехода $E_c \approx 6$ meV. Это значение меньше, чем характерная энергия кулоновского взаимодействия внутри слоя $e^2/\epsilon l = 15$ meV (где l - магнитная длина) из-за конечного размера электронных волновых функций в z -направлении.

Для фактора заполнения $\nu = 3$ поведение энергии активации показано на рис. 4.10b (теперь мы сосредоточимся на области вблизи баланса). Из рисунка видно постепенное развитие минимума (который при этих углах не сопровождается расщеплением на соответствующей линии веера) и образование при максимальном угле наклона области полей с нулевым значением энергии активации, в то время как для $\nu = 2$ ноль не достигается ни при одном угле наклона (рис. 4.13).

Интересно сравнить эти экспериментальные результаты с результатами работы [44,

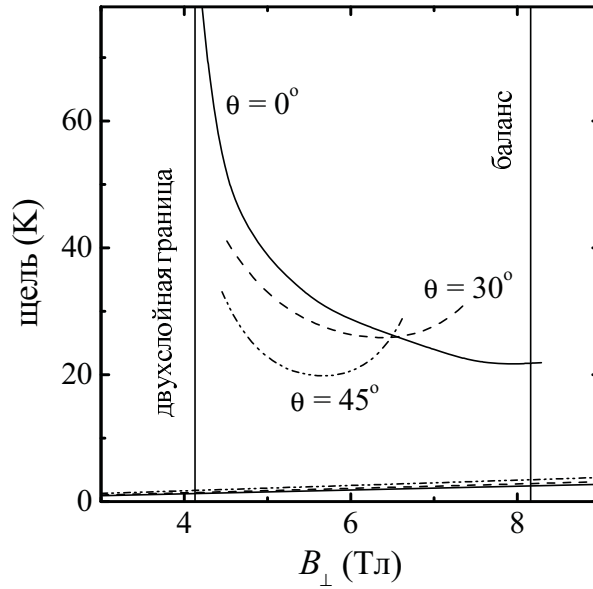


Рис. 4.14: Результаты вычисления щели при $\nu = 2$ в самосогласованном приближении Хартри для $\Theta = 0^\circ$, $\Theta = 30^\circ$, $\Theta = 45^\circ$. Также показано соответствующее зеемановское расщепление.

45], где двухслойная система с более высокой подвижностью и меньшим значением Δ_{SAS} исследовалась при $\nu = 2$ в нормальном магнитном поле. В обоих экспериментах изменение основного состояния в точке баланса достигалось изменением управляющего параметра: полной электронной плотности в [44, 45] или угла наклона в нашем случае. В данной работе, кроме того, обнаружено сосуществование двух основных состояний вблизи точки перехода и конечное значение энергии активации в этой точке, т.е. это переход изолятор-изолятор.

Для проверки того, что полученные экспериментальные результаты выходят за рамки одночастичных эффектов мы сравнили их с расчётом в самосогласованном приближении Хартри (подробно метод расчёта описан в предыдущем разделе). В расчёте не принималось во внимание спиновое расщепление (предполагая малый g -фактор) и обменная энергия.

В этом простейшем случае вычисленная для фактора заполнения $\nu = 2$ щель также имеет минимум (рис. 4.14). Физическая природа минимума может быть понята довольно легко: с одной стороны, параллельная компонента поля приводит к увеличению энергий подзон в силу сужения области конечной электронной плотности в z -направлении. (Что означает уменьшение расстояния между максимумами волновых функций, но не центрами

масс. Следует помнить, что собственно в балансе центры масс распределения электронной плотности совпадают.) В результате, значение Δ_{SAS} подрастает. С другой стороны, туннелирование между слоями должно идти с сохранением проекции импульса в плоскости. Следовательно, центр волновой функции в плоскости сдвинут на величину $d_0 \tan \Theta$ (где d_0 - расстояние между центрами масс распределения электронной плотности в двух нижних подзонах), которая увеличивается и при отклонении от точки баланса и при наклоне магнитного поля. Увеличение эффективного туннельного расстояния $\sqrt{d^2 + d_0^2 \tan^2 \Theta}$ (где d - толщина туннельного барьера) приводит к уменьшению расстояния между подзонами. Комбинация этих вкладов, принимая во внимание поведение щели при $\nu = 2$ в нормальном поле (см. рис. 4.14), приводит к немонотонной зависимости щели в наклонном магнитном поле. Из вычислений следует что положение минимума сдвигается в слабые поля B_{\perp} при увеличении угла наклона, что согласуется с нашими экспериментальными результатами. Тем не менее, измеренная минимальная активационная энергия значительно меньше вычисленной.

В принципе, меньшие значения активационной энергии могли бы быть объяснены и в одночастичной картине, в предположении конечной ширины квантовых уровней. Однако, подобное объяснение должно быть отклонено по следующим причинам: во-первых при $\Theta = 0^\circ$ в балансе мы действительно наблюдаем активационную энергию, близкую к половине Δ_{SAS} и практически в тех же полях, где глубокий минимум в энергии активации появляется при $\Theta = 30^\circ$; во-вторых, при изменении затворного напряжения в области расщепления энергия активации демонстрирует два максимума с ненулевым минимумом между ними при $\nu = 2$, что указывает на сосуществование двух основных состояний в виде доменов в критической точке и противоречит одночастичной картине.

По нашему мнению, обнаруженный глубокий минимум энергии активации в наклонных магнитных полях является проявлением перехода из спиново неполяризованного состояния в наклонную антиферромагнитную фазу, поскольку при затворных напряжениях выше V_{th2} при факторе заполнения $\nu = 2$ может быть реализовано лишь спиново неполяризованное состояние. Ферромагнитное и наклонное антиферромагнитная фазы могут рассматриваться как возможные состояния системы вблизи точки баланса. Посколь-

ку в точке перехода обнаружено конечное значение энергии активации, это не переход из спин-неполяризованного в ферромагнитное состояние [48]. Следовательно, сценарий перехода заставляет нас идентифицировать фазу вблизи точки баланса как наклонную антиферромагнитную фазу в разупорядоченном образце, или, как показано в работах [49, 50], фазу Бозе-стекла.

Следует отметить, что теоретические работы [47, 48, 49, 50, 55] рассматривают изменение основного состояния системы, в то время как экспериментально измеряется энергия заряженного возбуждения с $k = \infty$. Следовательно, сравнение теории с экспериментом возможно лишь в одночастичной модели, где ближайшее возбуждённое состояние идентично основному. В соответствии с работой [48], в многочастичной модели ожидаются особенности энергии активации вблизи фазового перехода.

Напрямую энергия активации в двухслойной системе при факторах заполнения $\nu = 1, 2, 3$ посчитана в работе [56] в предположении, что энергия активации определяется спектром скирмионных возбуждений в системе. В силу рассмотренного в [56] предельного случая полученные результаты могут быть сопоставлены с экспериментом лишь качественно, при этом подтверждается наличие минимума в энергии активации. Особенностью данной работы является утверждение, что в сильных магнитных полях минимум энергии активации соответствует собственно наклонной антиферромагнитной фазе, а не фазовому переходу из одной фазы в другую. Экспериментальная проверка этого утверждения возможна лишь на образцах, допускающих изменение Δ_{SAS}/Δ_S в широких пределах, что позволило бы гарантированно захватить оба фазовых перехода.

Что касается фактора заполнения $\nu = 3$ то в одночастичной картине зануления энергии активации не должно наблюдаться. Действительно, согласно разделу 4.1, в нормальном поле для нашего образца при $\nu = 3$ щель определяется спиновым (зеemanовским) расщеплением. Даже при увеличении отношения Δ_{SAS}/Δ_S в наклонном поле, энергия активации должна иметь максимум в точке, где это отношение равно единице, как это имеет место для $\nu = 1$, см. раздел 4.1. Более того, и в многочастичных теориях факторы заполнения $\nu = 1, 3$ формально аналогичны и фазовый переход, вызванный изменением магнитного поля на них невозможен [56]. Работа [56], при этом указывает на возможность наличия

особенности в энергии активации при $\Delta_{SAS}/\Delta_S \gg 1$, что заведомо не реализуется в эксперименте.

Таким образом, учитывая и экспериментально наблюдаемое различие в поведении факторов заполнения $\nu = 2, 3$ и современные теоретические концепции, мы можем констатировать различную физическую природу минимумов в энергии активации при $\nu = 2, 3$ вблизи баланса и многочастичное происхождение этих минимумов. Кроме того, экспериментально обнаруженное резко различное поведение факторов заполнения $\nu = 1, 3$ в наклонном магнитном поле противоречит существующим теориям и указывает на их неполноту.

Глава 5

Латеральное туннелирование в край двумерной системы

Как уже упоминалось в разделе 2.2.3 для измерений вольт-амперных характеристик *постоянное* напряжение V_{sd} прикладывалось между истоковым (заземлённым) и стоковым контактами сужения (см. рис.2.6). Это напряжение было модулировано небольшим переменным напряжением амплитуды $V_{ac} = 40$ мкВ и частоты $f = 20$ Гц. К металлическому затвору прикладывалось затворное напряжение относительно истока (земли). В зависимости от напряжения смещения V_{sd} измерялась (при помощи стандартной техники синхронного детектирования) действительная компонента переменного тока, которая пропорциональна дифференциальной проводимости сужения dI/dV ($I - V$ характеристика).

Типичная вольт-амперная характеристика сужения в туннельном режиме сильно асимметрична и состоит из 2-х ветвей (см. рис. 5.1(a)): ветви перетекания при $V_{sd} < 0$ и туннельной ветви при $V_{sd} > 0$. Туннельная ветвь заметно меньше и быстро насыщается в нулевом магнитном поле при увеличении напряжения сток-исток. Напряжения, при которых появляется ток для обеих ветвей (напряжения отрыва) V_O и V_T определялись обычным способом - экстраполяцией к нулевой проводимости, как показано на рисунке. Из рис. 5.1(a) видно, что туннельный режим может быть достигнут как уменьшением затворного напряжения, так и увеличением магнитного поля. Было проверено, что смена стокового и истокового контактов не влияет на форму вольт-амперных характеристик, следовательно,

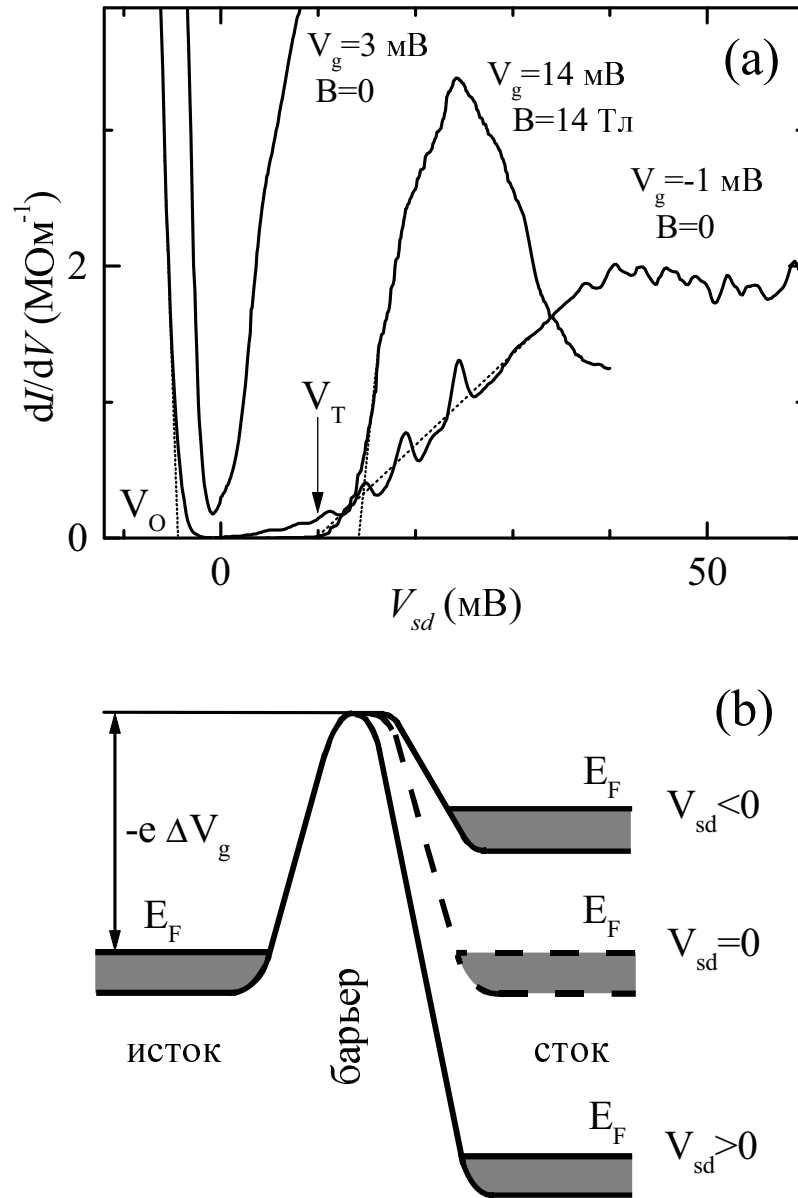


Рис. 5.1: (а) $I - V$ характеристики при разных затворных напряжениях и магнитных полях. Кривые для $B = 0$ и $B \neq 0$ относятся к двум разным охлаждениям образца, ср. рис. 5.2(а) и описание в тексте. Ширина сужения $W = 0.4$ мкм. (б) Схема дна подзоны в районе барьера для различных напряжений сток-исток V_{sd} .

туннельный барьер симметричный и экспериментально обнаруженная асимметрия не связана с геометрией сужения. Следует отметить, что результаты, полученные с сужений разной ширины, качественно одинаковы.

Для того, чтобы понять происхождение асимметрии, стоит рассмотреть модельную задачу: двумерный электронный газ, содержащий потенциальный барьер почти прямоугольной формы, под металлическим затвором, в нулевом магнитном поле. Ширина барьера больше расстояния до затвора: $L \gg d$. Дно подзоны в области барьера совпадает с ферми-уровнем E_F двумерного электронного газа при V_g равном запирающему напряжению V_{th} . Следовательно, в барьерной области при $V_g < V_{th}$ электрическое поле не экранируется и дно подзоны следует за затворным потенциалом, так что высота барьера равна $-e\Delta V_g = e(V_{th} - V_g)$, где $-e$ - заряд электрона (рис. 5.1(b)). Прикладываемое к стоку напряжение V_{sd} приводит к сдвигу уровня ферми в стоковом контакте на $-eV_{sd}$. Из-за экранирования затвором напряжение V_{sd} падает на масштабе длины d вблизи границы между барьером и стоком, так что высота барьера со стороны истока практически не меняется, рис. 5.1(b). Как только V_{sd} достигает напряжения отрыва $V_O = \Delta V_g$, барьер со стоковой стороны исчезает, и электроны начинают перетекать через барьер из стока в исток, что приводит к резкому возрастанию тока в системе. В другом случае, при $V_{sd} > 0$ возможно лишь туннелирование электронов из истока в сток через барьер.

При уменьшении V_{sd} более чем на величину $-\Delta V_g$, форма барьера становится ближе к треугольной и туннельное расстояние начинает уменьшаться. В квазиклассическом приближении малой вероятности туннелирования, в модели треугольного барьера, легко может быть получена производная туннельного тока по напряжению сток-исток:

$$\frac{dI}{dV} = \sigma_0 \exp\left(-\frac{4(2m)^{1/2}(-e\Delta V_g)^{3/2}L}{3\hbar eV_{sd}}\right) \ll \sigma_0, \quad (5.1)$$

где σ_0 - предэкспоненциальный множитель, $m = 0.067m_0$ - эффективная масса электрона в GaAs (m_0 - масса свободного электрона). Очевидно, что туннельный ток обеспечивается электронами вблизи уровня Ферми, и, следовательно, туннельная длина $L_T = -\Delta V_g L / V_{sd}$ удовлетворяет условию $d \ll L_T < L$. В соответствии с уравнением (5.1), ожидаемая зависимость напряжения отрыва от затворного напряжения имеет вид $V_T \propto (-\Delta V_g)^{3/2}$.

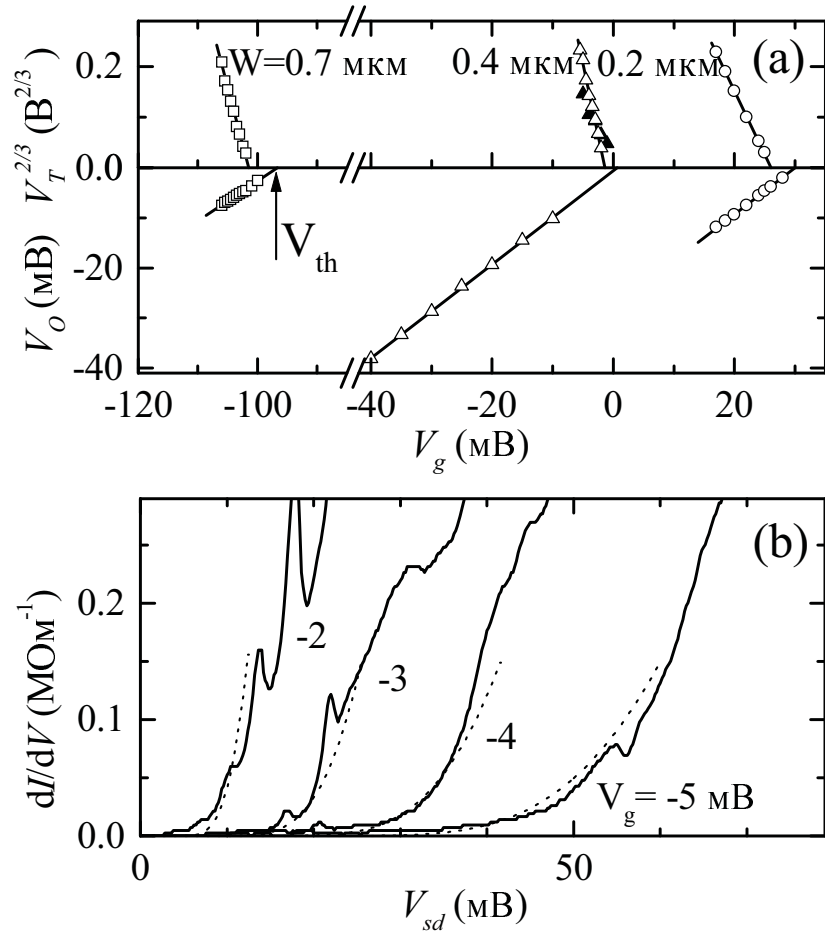


Рис. 5.2: (а) Изменение напряжений отрыва V_O и V_T определенных на рис. 5.1(а) в зависимости от V_g при $B = 0$; (б) Подгонка (пунктир) вольт-амперных характеристик уравнением (5.1) с параметрами $L = 0.6$ мкм, $\sigma_0 = 38$ $\text{M}\Omega^{-1}$, $V_{th} = -0.4$ мВ. Ширина сужения $W = 0.4$ мкм. В случае (а) данные, отмеченные чёрными треугольниками получены для того же охлаждения образца, что и при $B = 0$ на рис. 5.1(а) и в случае (б), в то время как открытые треугольники соответствуют данным при $B \neq 0$ рисунков 5.1(а) и 5.3 и получены при другом охлаждении образца. Совпадение открытых и закрашенных треугольников ещё раз подтверждает надёжность полученных данных.

Как видно из рис. 5.2(а), описанные зависимости напряжений отрыва V_O и V_T от затворного напряжения V_g действительно наблюдается экспериментально. Обе зависимости $V_O(V_g)$ и $V_T^{2/3}(V_g)$ являются прямыми линиями, причем наклон первой из них близок к единице. Экстраполяция этих зависимостей к оси V_g дает лишь немного различающиеся значения запирающего напряжения V_{th} (при котором появляется барьер), что указывает на хорошую применимость модели треугольного барьера, поскольку на первую из этих зависимостей форма барьера не влияет. Значение V_{th} , определенное по точке исчезновения V_O (рис. 5.2(а)), совпадает, с экспериментальной точностью, с величиной V_{th} полученной и анализа плато магнетопроводимости (рис. 2.4(б)).

Подгонка вольт-амперных характеристик при различных затворных напряжениях V_g уравнением (5.1) с параметрами L , V_{th} , и σ_0 показана на рис. 5.2(б). При этом не учитывалась зависимость σ_0 от ΔV_g и V_{sd} на фоне сильной экспоненциальной зависимости dI/dV . Из-за этой же экспоненциальной зависимости подгонка очень чувствительна к вариации параметров L , V_{th} , несмотря на использование трех подгоночных параметров. Из рис. 5.2(б) видно, что вышеописанная модель достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты в нулевом магнитном поле. Как и ожидалось, определенный с помощью подгонки параметр $L = 0.6 \mu\text{m}$ много больше чем расстояние до затвора d , т.е. форма барьера при нулевом затворном напряжении почти прямоугольная и определенная из подгонки величина V_{th} близка к точке зануления V_O (и V_T) (рис. 5.2(а)). Аналогичные результаты получены и для других сужений, хотя коэффициенты σ_0 для разных сужений не скалируются с размером сужения W . Это, возможно, показывает, что даже при субмикронных размерах туннельного барьера он всё-таки неоднороден, что, однако, некритично в случае экспоненциальных вольт-амперных характеристик.

После исследования туннельного барьера в нулевом магнитном поле, убедившись, что высота барьера управляется затворным напряжением и может быть получена из анализа вольт-амперных характеристик, были проведены исследования туннелирования в магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца. Как и приложении затворного напряжения, магнитное поле приводит к появлению туннельного барьера в образце (рис. 5.1(а)). При постоянном $V_g > V_{th}$, когда нет туннельного барьера в нулевом поле, магнетопрово-

димось σ подчиняется закону $1/B$ в слабых полях и экспоненциально падает с полем B в пределе сильного поля, демонстрируя туннельный режим. На рис. 5.3(а) показана зависимость напряжения отрыва ветви перетекания, V_O , которое определяется высотой барьера, от магнитного поля. Как видно из рисунка, изменение высоты барьера $-eV_O$ с B очень близко к $\hbar\omega_c/2$, что указывает на сдвиг дна подзоны на половину циклотронной энергии.

Для описания туннельной ветви вольт-амперных характеристик была вычислена вероятность туннелирования в присутствии магнитного поля. Этот расчёт сложнее, чем при $B = 0$, так как электроны туннелируют через магнитную параболу между краевыми каналами на индуцированных краях двумерного электронного газа. В модели треугольного барьера необходимо решить уравнение Шредингера с потенциалом

$$U(x) = \frac{\hbar\omega_c}{2l^2}(x - x_0)^2 - eV_{sd}\frac{x}{L} - e\Delta V_g, \quad 0 < x < L, \quad (5.2)$$

где ω_c циклотронная частота, l - магнитная длина, а величина eV_{sd} больше, чем высота барьера в магнитном поле.

Электрон на уровне Ферми в истоковом контакте туннелирует через потенциал $U(x)$ в состоянии с орбитальным центром x_0 таким, что $0 < x_0 < L$. Если барьерный потенциал определяется магнитной параболой (т.е. магнитная длина является наименьшей в системе) то проблема сводится к известной - нахождению уровней энергии в смещённом (из-за линейного члена в (5.2)) параболическом потенциале. Величина x_0 определяется из условия совпадения уровня Ландау в потенциале $U(x)$ с уровнем Ферми в истоковом контакте. Рассматривая лишь нижний уровень Ландау и пренебрегая спиновым расщеплением, получаем минимальное туннельное расстояние до внешнего краевого канала в стоке

$$x_0 = L_T = \frac{l}{2} \left(\frac{\hbar\omega_c L}{eV_{sd}l} - \frac{2\Delta V_g L}{V_{sd}l} - \frac{eV_{sd}l}{\hbar\omega_c L} \right) \gg d. \quad (5.3)$$

Первый член в скобках в уравнении (5.3) является доминирующим и велик по сравнению с единицей. Зная волновую функцию нижнего уровня Ландау в потенциале $U(x)$ и пренебрегая последним членом в уравнении (5.3), получаем выражение для формы туннельной ветви вольт-амперной характеристики вблизи отрыва, где вероятность туннелирования мала,

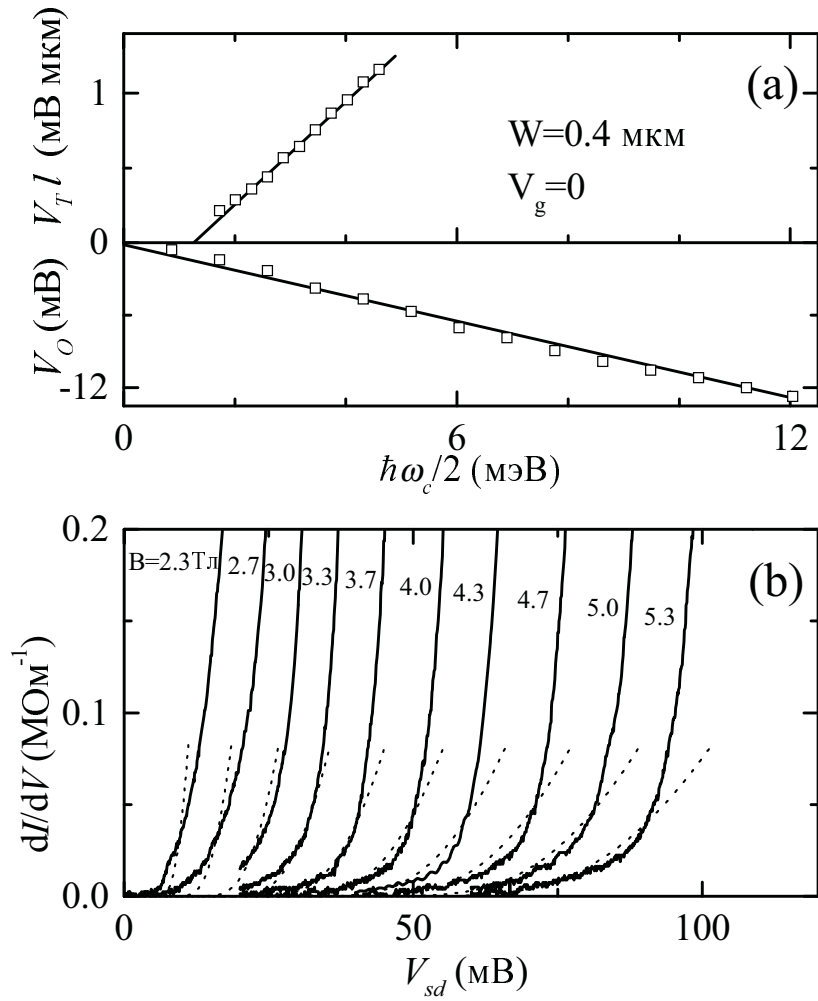


Рис. 5.3: (а) Зависимость напряжений отрыва V_O и V_T от магнитного поля; (б) подгонка (пунктир) вольт-амперных кривых (сплошные линии) уравнением (5.4) с параметрами $L = 0.6$ мкм, $\sigma_B = 1.3$ МОм^{-1} , $V_{th} = -1.4$ мВ. Ширина сужения $W = 0.4$ мкм, затворное напряжение $V_g = 0$.

$$\frac{dI}{dV} = \sigma_B \exp\left(-\frac{(\hbar\omega_c/2 - e\Delta V_g)^2 L^2}{e^2 V_{sd}^2 l^2}\right) \ll \sigma_B. \quad (5.4)$$

Здесь σ_B - предэкспоненциальный множитель, того же порядка величины что и σ_0 . Из уравнения (5.4) следует, что в достаточно сильных магнитных полях туннельное напряжение отрыва связано с высотой барьера соотношением $V_T l \propto \hbar\omega_c/2 - e\Delta V_g$, которое находится в согласии с экспериментом, см. рис. 5.3(a). Найденное решение (5.4) включает и случай $e\Delta V_g > 0$, когда туннельный барьер отсутствует в нулевом поле но появляется с увеличением B . Такое появление барьера происходит из-за обеднения барьерной области в пределе квантующих магнитных полей.

На рис. 5.3(b) показан результат подгонки экспериментальных вольт-амперных характеристик при различных магнитных полях уравнением (5.4) с параметрами L , V_{th} , и σ_B . Оптимальные значения $L = 0.6 \mu\text{m}$ и $V_{th} = -1.5 \text{mV}$ оказались близки к значениям, полученным для нулевого магнитного поля, что подтверждает справедливость приведенного рассмотрения. Тем не менее, существует сильное несовпадение предэкспоненциальных факторов в нулевом магнитном поле и в сильных полях, что указывает на ограниченную применимость вышеизложенной модели.

Зависимости рис. 5.3 получены в широком интервале магнитных полей, и, тем не менее, на них нет никаких особенностей, связанных с прохождением целочисленных факторов заполнения. Такое поведение объясняется тем, что электроны всегда туннелируют между внешними краевыми каналами двумерного газа по обе стороны от барьера.

Обнаруженное в эксперименте поведение вольт-амперных характеристик в магнитном поле, в переходной области, когда асимметрия характеристик ещё не сильна (рис. 5.1(a)), аналогично результатам, полученным в [60, 61, 62]. Во всей этой области, примыкающей к области экспоненциальных вольт-амперных характеристик при индуцировании барьера магнитным полем, полученные вольт-амперные характеристики имеют вид степенных зависимостей, что обсуждалось в работе [61, 62]. Однако, для анализа и интерпретации таких степенных зависимостей необходимо решать задачу о туннелировании точно, что не было проделано авторами работ [61, 62].

Кроме того, структура пиков на туннельной ветви вольт-амперных характеристик

(см. рисунки 5.1(a) и 5.2(b)) наблюдается и в слабых магнитных полях и аналогична изучавшейся в [60]. Вероятнее всего, это проявление резонансного туннелирования через примесные состояния под дном двумерной подзоны.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы состоят в следующем:

1. Показано, что кулоновская псевдощель в спектре двумерной электронной системы вблизи фактора заполнения $\nu = 1$, проявляющаяся в экспериментах по вертикальному туннелированию, линейна по энергии.
2. Обнаружена немонотонная зависимость параметра псевдощели от фактора заполнения вблизи $\nu = 1$, приводящая к образованию двугорбой структуры в туннельном сопротивлении и показано, что параметр псевдощели зависит от магнитного поля и температуры, насыщаясь в сильных полях и при малых температурах.
3. Подтверждено существование двух времён релаксации при вертикальном туннелировании в двумерную электронную систему вблизи фактора заполнения $\nu = 1$.
4. Показано, что щели в спектре двумерной электронной системы при факторах заполнения $\nu = 1/3$ и $2/3$, проявляющиеся в виде пиков туннельного сопротивления в экспериментах по вертикальному туннелированию, являются реальными щелями в спектре.
5. Обнаружено возникновение новых, гибридных, щелей в спектре мягкой двухслойной электронной системы при факторах заполнения $\nu = 1, 2$, вызванное перестройкой волновых функций подзон в нормальном магнитном поле.
6. Обнаружено возникновение гибридных щелей при факторах заполнения $\nu > 2$ при введении компоненты магнитного поля, параллельной плоскости двухслойной систе-

мы, вызванное нарушением ортогональности волновых функций Ландау с разными квантовыми числами при введении такой компоненты поля.

7. Обнаружен квантовый фазовый переход типа диэлектрик - диэлектрик в двухслойной электронной системе при факторе заполнения $\nu = 2$ при наклоне магнитного поля относительно нормали к образцу, связанный, вероятно, с образованием новой наклонной антиферромагнитной фазы.
8. Обнаружена сильная асимметрия вольт-амперных характеристик при латеральном туннелировании электронов через управляемый туннельный барьер. Вольт-амперные характеристики состоят из ветви, соответствующей перетеканию электронов через барьер и собственно туннельной ветви.
9. Показано из анализа туннельных ветвей вольт-амперных характеристик, что латеральное туннелирование электронов через потенциальный барьер в магнитном поле происходит между внешними краевыми каналами на границе двумерного электронного газа.

Содержание диссертации опубликовано в работах:

1. V.T. Dolgoplov, G.E. Tsydynzhapov, A.A. Shashkin, E.V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K.L. Campman, A.C. Gossard "Magnetic-field-induced hybridization of electron subbands in a coupled double quantum well". Письма в ЖЭТФ, **67**, №8, стр. 563-568, (1998).
2. V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, E.V. Deviatov, F. Hastreiter, M. Hartung, A. Wixforth, K.L. Campman and A.C. Gossard "Electron subbands in a double quantum well in a quantizing magnetic field". Physical Review B, **59**(20), 13235 (1999).
3. A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, E.V. Deviatov, B. Irmer, A.G.C. Haubrich, J.P. Kotthaus, M. Bicher and W. Wegscheider "Lateral tunneling through the controlled barrier between edge channels in a two-dimensional electron system". JETP Letters, vol.**69**, No. 8, pp.603, (1999).

4. V.S. Khrapai, E.V. Deviatov, A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, F. Hastreiter, A. Wixforth, K.L. Campman, A.C.Gossard "Canted antiferromagnetic phase in a double quantum well in a tilted quantizing magnetic field". Physical Review Letters, **84**, 725 (2000).
5. E.V. Deviatov, A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, W. Hansen, M. Holland. "Tunneling measurements of the coulomb pseudogap in a two-dimensional electron system in a quantizing magnetic field". Physical Review B, **61**(4), 2939 (2000).
6. A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, E.V. Deviatov, B. Irmer, A.G.C Haubrich, J.P. Kotthaus, M. Bichler, W. Wegscheider "Lateral tunneling through the controlled barrier between edge channels in a two-dimensional electron gas system". Physica B, **272**, 133-135 (1999).
7. E.V. Deviatov, V.S. Khrapai, A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, F. Hastreiter, A. Wixforth, K.L. Campman, A.C.Gossard, "Opening na Energy Gap in an Electron Double Layer System at Interger Filling Factor in a Tilted Magnetic Field". Письма в ЖЭТФ, **71**, № 12, стр. 724-729, (2000).
8. Э.В. Девяттов, А.А. Шашкин, В.Т. Долгополов, В. Ханзен, М. Холланд "Туннельные измерения кулоновской псевдощели в двумерной электронной системе в квантующем магнитном поле". Успехи Физических наук, **170**, стр. 327-331 (2000).

В заключение я хочу выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю В.Т. Долгополову за руководство, постоянное внимание и большую помощь в работе, А.А. Шашкину за постоянную помощь в работе, Г.Э. Цыдынжапову за помощь при проведении эксперимента по исследованию кулоновской щели, В.С. Храпаю за долговременное продуктивное сотрудничество, М.О. Дороховой и А. Жукову за полезные обсуждения и всем сотрудникам ЛКТ и ЛЭБ ИФТТ РАН за внимание и советы.

Литература

- [1] R.C. Ashoori, J.A. Lebens, N.P. Bigelow, and R.H. Silsbee Equilibrium tunneling from the two-dimensional electron gas in GaAs: Evidence for a magnetic-field-induced energy gap, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 681 (1990).
- [2] R.C. Ashoori, J.A. Lebens, N.P. Bigelow, and R.H. Silsbee Energy gaps of the two-dimensional electron gas explored with equilibrium tunneling spectroscopy, *Phys. Rev. B* **48**, 4616 (1993).
- [3] J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Coulomb barrier to tunneling between parallel two-dimensional electron systems *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3804 (1992);
- [4] J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Evidence for an interlayer exciton in tunneling between two-dimensional electron systems **74**, 1419 (1995).
- [5] H.B. Chan, P.I. Glicofridis, R.C. Ashoori, and M.R. Melloch Universal Linear Density of States for Tunneling into the Two-Dimensional Electron Gas in a Magnetic Field *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2867 (1997).
- [6] K.M. Brown, N. Turner, J.T. Nicholls, E.H. Linfield, M. Pepper, D.A. Ritchie, and G.A.C. Jones Tunneling between two-dimensional electron gases in a strong magnetic field *Phys. Rev. B* **50**, 15465 (1994).
- [7] V.T. Dolgoplov, H. Drexler, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and M. Holland Electron correlations and Coulomb gap in a two-dimensional electron gas in high magnetic fields *Phys. Rev. B* **51**, 7958 (1995).

- [8] H.B. Chan, R.C. Ashoori, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Tunneling into Ferromagnetic Quantum Hall States: Observation of a Spin Bottleneck Phys. Rev. Lett. **83**, 3258 (1999).
- [9] J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Compressibility of the two-dimensional electron gas: Measurements of the zero-field exchange energy and fractional quantum Hall gap Phys. Rev. B **50**, 1760 (1994).
- [10] V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, A.V. Aristov, D. Schmerek, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and M. Holland, Direct Measurements of the Spin Gap in the Two-Dimensional Electron Gas of AlGaAs-GaAs Heterojunctions Phys. Rev. Lett. **79**, 729 (1997).
- [11] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, and P.A. Lee, Interaction Effects in Disordered Fermi Systems in Two Dimensions. Phys. Rev. Lett. **44**, 1288 (1980).
- [12] A.L. Efros and B.I. Shklovskii, in *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems*, edited by A.L. Efros and M. Pollak (North-Holland, Amsterdam, 1985).
- [13] A.L. Efros Coulomb gap and transport in classical electron liquid Phys. Rev. Lett. **68**, 2208 (1992).
- [14] Y. Hatsugai, P.-A. Bares, and X.G. Wen Electron spectral function of an interacting two dimensional electron gas in a strong magnetic field Phys. Rev. Lett. **71**, 424 (1993).
- [15] S. He, P.M. Platzman, and B.I. Halperin, Tunneling into a two-dimensional electron system in a strong magnetic field Phys. Rev. Lett. **71**, 777 (1993).
- [16] L.S. Levitov and A.V. Shitov Semiclassical theory of the Coulomb anomaly Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **66**, 200 (1997).
- [17] P. Johannson and J.M. Kinaret Magnetophonon shakeup in a Wigner crystal: Applications to tunneling spectroscopy in the quantum Hall regime Phys. Rev. Lett. **71**, 1435 (1993).
- [18] I.L. Aleiner, H.U. Baranger, and L.I. Glazman Tunneling into a Two-Dimensional Electron Liquid in a Weak Magnetic Field Phys. Rev. Lett. **74**, 3435 (1995).

- [19] S.-R. E. Yang and A.H. MacDonald Coulomb gaps in a strong magnetic field Phys. Rev. Lett. **70**, 4110 (1993).
- [20] F.G. Pikus and A.L. Efros Coulomb gap in a two-dimensional electron gas with a close metallic electrode Phys. Rev. B **51**, 16871 (1995).
- [21] V.T. Dolgoplov, A.A. Shashkin, A.V. Aristov, D. Schmerek, H. Drexler, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and M. Holland, Nonlinear screening in two-dimensional electron systems Phys. Low-Dim. Struct. **6**, 1 (1996).
- [22] A.A. Shashkin, V.T. Dolgoplov, G.V. Kravchenko, M. Wendel, R. Schuster, J.P. Kotthaus, R.J. Haug, K. von Klitzing, K. Ploog, H. Nickel, and W. Schlapp, Percolation metal-insulator transitions in the two-dimensional electron system of AlGaAs/GaAs heterostructures Phys. Rev. Lett. **73**, 3141 (1994).
- [23] D.G. Polyakov and K.V. Samokhin Dynamical Scaling at the Quantum Hall Transition: Coulomb Blockade versus Phase Breaking Phys. Rev. Lett. **80**, 1509 (1998).
- [24] I.V. Kukushkin and V.B. Timofeev Magneto-optics of strongly correlated two-dimensional electrons in single heterojunctions Adv. Phys. **45**, 147 (1996).
- [25] A. Gold, Instability of Layered quantum liquids: 4. Intraplane and Interplane correlations. Z. Phys. B **95**, 341 (1994).
- [26] T. Chakraborty, and P. Pietilainen Fractional quantum Hall effect at half-filled Landau level in a multiple-layer electron system Phys. Rev. Lett. **59**, 2784 (1987).
- [27] D. Yoshioka, A.H. MacDonald, and S.M. Girvin Fractional quantum Hall effect in two-layered systems Phys. Rev. B **39**, 1932 (1989).
- [28] J.P. Eisenstein, G.S. Boebinger, L.N. Pfeiffer, K.W. West, and S. He, New fractional quantum Hall state in double-layer two-dimensional electron systems Phys. Rev. Lett. **68**, 1383 (1992).

- [29] Y.W. Suen, L.W. Engel, M.B. Santos, M. Shayegan, and D.C. Tsui, Observation of a $\nu = 1/2$ fractional quantum Hall state in a double-layer electron system Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).
- [30] Y.W. Suen, H.C. Manoharan, X. Ying, M.B. Santos, and M. Shayegan Origin of the $\nu = 1/2$ fractional quantum Hall state in wide single quantum wells Phys. Rev. Lett. **72**, 3405 (1994).
- [31] S.Q. Murphy, J.P. Eisenstein, G.S. Boebinger, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Many-body integer quantum Hall effect: Evidence for new phase transitions Phys. Rev. Lett. **72**, 728 (1994).
- [32] T.S. Lay, Y.W. Suen, H.C. Manoharan, X. Ying, M.B. Santos, and M. Shayegan Anomalous temperature dependence of the correlated $\nu = 1$ quantum Hall effect in bilayer electron systems Phys. Rev. B **50**, 17725 (1994).
- [33] T.J. Gramila, J.P. Eisenstein, A.H. MacDonald, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Mutual friction between parallel two-dimensional electron systems Phys. Rev. Lett. **66**, 1216 (1991).
- [34] M.P. Lilly, J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Coulomb Drag in the Extreme Quantum Limit Phys. Rev. Lett. **80**, 1714 (1998).
- [35] G.S. Boebinger, H.W. Jiang, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Magnetic-field-driven destruction of quantum Hall states in a double quantum well Phys. Rev. Lett. **64**, 1793 (1990).
- [36] Y.W. Suen, J. Jo, M.B. Santos, L.W. Engel, S.W. Hwang, and M. Shayegan Missing integral quantum Hall effect in a wide single quantum well Phys. Rev. B **44**, 5947 (1991).
- [37] A.H. MacDonald, P.M. Platzman, and G.S. Boebinger Collapse of integer Hall gaps in a double-quantum-well system Phys. Rev. Lett. **65**, 775 (1990).
- [38] L. Brey Energy spectrum and charge-density-wave instability of a double quantum well in a magnetic field Phys. Rev. Lett. **65**, 903 (1990).

- [39] S. He, X.C. Xie, S. Das Sarma, and F.C. Zhang Quantum Hall effect in double-quantum-well systems Phys. Rev. B **43**, 9339 (1991).
- [40] A.G. Davies, C.H.W. Barnes, K.R. Zolles, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, and D.A. Ritchie Hybridization of single- and double-layer behavior in a double-quantum-well structure Phys. Rev. B **54**, R17331 (1996).
- [41] T. Jungwirth, and A.H. MacDonald Correlations, compressibility, and capacitance in double-quantum-well systems in the quantum Hall regime Phys. Rev. B **53**, 9943 (1996).
- [42] H.C. Manoharan, Y.W. Suen, T.C. Lay, M.B. Santos, and M. Shayegan Spontaneous Interlayer Charge Transfer near the Magnetic Quantum Limit Phys. Rev. Lett. **79**, 2722 (1997).
- [43] G.S. Boebinger, H.W. Jiang, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Magnetic-field-driven destruction of quantum Hall states in a double quantum well Phys. Rev. Lett. **64**, 1793 (1990).
- [44] A. Sawada, Z.F. Ezawa, H. Ohno, Y. Horikoshi, Y. Ohno, S. Kishimoto, F. Matsukura, M. Yasumoto, and A. Urayama, Phase Transition in the $\nu = 2$ Bilayer Quantum Hall State Phys. Rev. Lett. **80**, 4534 (1998).
- [45] A. Sawada, Z.F. Ezawa, H. Ohno, Y. Horikoshi, A. Urayama, Y. Ohno, S. Kishimoto, F. Matsukura, N. Kumada, Interlayer coherence in $\nu = 1$ and $\nu = 2$ bilayer quantum Hall states Phys. Rev. B **59**, 14888 (1999).
- [46] L. Zheng, R.J. Radtke, and S. Das Sarma Spin-Excitation-Instability-Induced Quantum Phase Transitions in Double-Layer Quantum Hall Systems Phys. Rev. Lett. **78**, 2453 (1997).
- [47] S. Das Sarma, S. Sachdev, and L. Zheng Double-Layer Quantum Hall Antiferromagnetism at Filling Fraction $\nu = 2/m$ where m is an Odd Integer Phys. Rev. Lett. **79**, 917 (1997).
- [48] S. Das Sarma, S. Sachdev, and L. Zheng Canted antiferromagnetic and spin-singlet quantum Hall states in double-layer systems Phys. Rev. B **58**, 4672 (1998).

- [49] E. Demler, and S. Das Sarma Spin Bose-Glass Phase in Bilayer Quantum Hall Systems at $\nu = 2$ Phys. Rev. Lett. **82**, 3895 (1999).
- [50] L. Brey, E. Demler, and S. Das Sarma Electromodulation of the Bilayered $\nu = 2$ Quantum Hall Phase Diagram Phys. Rev. Lett. **83**, 168 (1999).
- [51] T. Jungwirth, S.P. Shukla, L. Smrcka, M.Shayegan, and A.H. MacDonald Magnetic Anisotropy in Quantum Hall Ferromagnets Phys. Rev. Lett. **81**, 2328 (1998).
- [52] A.H. MacDonald, P.M. Platzman, and G.S. Boebinger Collapse of integer Hall gaps in a double-quantum-well system Phys. Rev. Lett. **65**, 775 (1990).
- [53] V. Pellegrini, A. Pinczuk, B.S. Dennis, A.S. Plaut, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Collapse of integer Hall gaps in a double-quantum-well system Phys. Rev. Lett. **78**, 310 (1997).
- [54] V. Pellegrini, A. Pinczuk, B.S. Dennis, A.S. Plaut, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Evidence of Soft-Mode Quantum Phase Transitions in Electron Double Layers Science **281**, 799 (1998).
- [55] M.-F. Yang and M.-C. Chang Effect of an in-plane magnetic field on magnetic phase transitions in $\nu = 2$ bilayer quantum Hall systems Phys. Rev. B **60**, R13985 (1999).
- [56] V. Falko, S.V. Iordanski and A. Kashuba Conductivity activation energy for bilayer heterostructures at interger filling factors cond-mat/0003120
- [57] A. Palevski, M. Heiblum, C.P. Umbach, C.M. Knoedler, A.N. Broers, and R.H. Koch Lateral tunneling, ballistic transport, and spectroscopy in a two-dimensional electron gas Phys. Rev. Lett. **62**, 1776 (1989).
- [58] K. Ismail, D.A. Antoniadis, and H.I. Smith Lateral resonant tunneling in a double-barrier field-effect transistor Appl. Phys. Lett. **55**, 589 (1989).
- [59] S.J. Manion, L.D. Bell, W.J. Kaiser, P.D. Maker, and R.E. Muller Lateral tunneling through voltage-controlled barriers Appl. Phys. Lett. **59**, 213 (1991).

- [60] A.J. Peck, S.J. Bending, J. Weis, R.J. Haug, K. von Klitzing, and K. Ploog Direct evidence of tunneling between edge states across a gate-induced potential barrier Phys. Rev. B **51**, 4711 (1995).
- [61] A.M. Chang, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Observation of Chiral Luttinger Behavior in Electron Tunneling into Fractional Quantum Hall Edges Phys. Rev. Lett. **77**, 2538 (1996);
- [62] 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. **80**, 1062 (1998).
- [63] T. Bever, A.D. Wieck, K. von Klitzing, and K. Ploog, Lateral tunneling in point contacts Phys. Rev. B **44**, 3424 (1991);
- [64] T. Bever, A.D. Wieck, K. von Klitzing, K. Ploog, and P. Wyder, Point-contact spectroscopy on tunable constrictions in GaAs Phys. Rev. B **44**, 6507 (1991).
- [65] T. Heinzl, D.A. Wharam, J.P. Kotthaus, G. Böhm, W. Klein, G. Tränkle, and G. Weimann Periodic modulation of Coulomb-blockade oscillations in high magnetic fields Phys. Rev. B **50**, 15113 (1994).
- [66] B. Irmer, M. Kehrle, H. Lorenz, and J.P. Kotthaus Fabrication of Ti/TiO_x tunneling barriers by tapping mode atomic force microscopy induced local oxidation Appl. Phys. Lett. **71**, 1733 (1997).
- [67] B.J. van Wees, L.P. Kouwenhoven, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.E. Mooij, C.T. Foxon, and J.J. Harris Quantized conductance of magnetoelectric subbands in ballistic point contacts Phys. Rev. B **38**, 3625 (1988).
- [68] О.В. Лоунасмаа Принципы и методы получения температур ниже 1 К, "Мир", Москва, 1977.
- [69] J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Negative compressibility of interacting two-dimensional electron and quasiparticle gases Phys. Rev. Lett. **68**, 674 (1992);

- [70] J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West Compressibility of the two-dimensional electron gas: Measurements of the zero-field exchange energy and fractional quantum Hall gap *Phys. Rev. B* **50**, 1760 (1994).
- [71] M. Hartung, A. Wixforth, K.L. Campman, and A.C. Gossard The effect of resonant sublevel coupling on intersubband transitions in coupled double quantum wells *Solid State Electronics* **40**, 113 (1996).
- [72] G. Salis, B. Graf, K. Ensslin, K. Campman, K. Maranowski, and A.C. Gossard Wave Function Spectroscopy in Quantum Wells with Tunable Electron Density *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5106 (1997).
- [73] *The Quantum Hall Effect*, ed. by R. E. Prange and S. M. Girvin (Springer, New York, 1987).
- [74] R.C. Ashoori, and R.H. Silsbee, The Landau level density of states as a function of Fermi energy in the two-dimensional electron gas *Solid State Commun.* **81**, 821 (1992).
- [75] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц *Квантовая механика "Наука"*, Москва, 1989.