

Соловьев Виктор Васильевич

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ
И ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ СЛОЯХ**

01.04.07. – физика конденсированного состояния

**Автореферат диссертации
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

Черноголовка 2011

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

Научный руководитель:
член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук
Игорь Владимирович Кукушкин

Официальные оппоненты:

член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук
Сибельдин Николай Николаевич

кандидат физико-математических наук
Дикман Сергей Михайлович

Ведущая организация: Учреждение Российской академии наук Институт
спектроскопии РАН

Защита состоится “ ____ ” _____ 2011 года в 10.00 часов на заседа-
нии диссертационного совета Д 002.100.01 при Учреждении Российской академии
наук Институт физики твердого тела РАН по адресу: 142432, г. Черноголовка,
Московская область, ул. Академика Осипьяна 2.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН.

Автореферат разослан “ ____ ” _____ 2011 года

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Зверев В.Н.

© Соловьев В. В., 2011
© Институт физики твердого тела РАН, 2011
© Институт проблем химической физики РАН, 2011

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы.

Двумерные электронные системы являются излюбленным модельным объектом для изучения многочастичных эффектов в твердом теле, как с экспериментальной, так и теоретической точки зрения. Пониженная размерность этих объектов не только способствует более глубокому продвижению в теоретических описаниях коллективных явлений, но и является ключевым моментом для реализации таких замечательных состояний, как Целочисленный и Дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ) [1, 2]. Непрерывный технологический прогресс в методиках создания двумерных электронных систем приводит, во-первых, к улучшению свойств уже хорошо освоенных объектов исследований (упомянем достижение рекордных значений подвижности электронов до 5.5×10^7 см²/(В·с) в гетероструктурах GaAs/AlGaAs), и, как следствие, к наблюдению новых физических эффектов. Во-вторых, такие недавние реализации двумерных систем, как графен [3], а также квантовые ямы на основе HgTe/CdTe [4], открывают целые новые направления исследований в физике твердого тела.

Одним из коллективных возбуждений в полупроводнике является экситон - связанное кулоновским притяжением образование из двух заряженных частиц, электрона и дырки. Существование экситонов в трехмерных полупроводниках было предсказано более семидесяти лет назад, однако экспериментальное их обнаружение случилось только два десятилетия спустя. Помимо экситонов, теоретически рассматривались также трионы, являющиеся аналогами заряженных молекул водорода H^- and H_2^+ , то есть комплексами из двух электронов и одной дырки или двух дырок и одного электрона. Описанные ещё в 1958 году Лампертом [5], трионы так и не были достоверно обнаружены в трехмерных материалах, в основном из-за малой энергии кулоновской связи трех частиц в трех измерениях. Однако определенные надежды появились с развитием технологий создания двумерных электронных систем, когда стало возможным изучение таких водородоподобных объектов, которые обладают пониженной размерностью, и, как следствие, увеличенной энергией связи [6]. Сразу же после первых сообщений о наблюдении в квантовых ямах GaAs/AlGaAs состояний двумерных трионов [7], в литературе стал обсуждаться вопрос о том, насколько свободными оказываются обнаруженные частицы. Фактор локализации напрямую влияет на такой важный параметр при характеристике трионного состояния, как его энергия связи, поэтому данный вопрос представляется крайне важным и заслуживающим отдельного исследования.

Специальным случаем двумерного экситона является не прямой экситон, то есть такое связанное состояние электрона и дырки, когда плоскости, в которых находятся эти две частицы, оказываются пространственно разделенными; типичное расстояние между плоскостями при этом составляет величину порядка боровского радиуса экситона. Длинное время жизни таких композитных частиц, обладающих бозевской статистикой, позволяет наде-

яться на создание достаточно больших концентраций фотовозбужденных частиц, что в свою очередь открывает возможности для исследований явлений бозе-эйнштейновской конденсации и макроскопической квантовой когерентности в системе непрямых экситонов [8] [9], а также сверхтекучести и сверхпроводимости в близко расположенных слоях электронов и дырок высокой плотности [10] [11]. Вместе с тем, добиться необходимого условия для реализации перечисленных эффектов, а именно полного баланса концентраций разноименно заряженных частиц, оказывается зачастую непросто в наиболее часто используемых объектах - двойных квантовых ямах. Таким образом, в пространственно разделенных электрон-дырочных системах требуется развитие метода, который позволяет контролировать раздельно плотности электронов и дырок в каналах и дает возможность отличать нейтральные и заряженные системы.

Наряду с двуслойными электрон-дырочными системами, большой интерес вызывают электрон-электронные слои, в которых наличие дополнительной степени свободы (второго слоя) приводит к новым фундаментальным физическим явлениям. Селективное легирование и электростатические затворы позволяют реализовывать различные распределения заряда между двумя подсистемами, и в недавнее время был выполнен ряд работ по изучению разбалансированных двуслойных объектов [12] [13] [14]. Часть явлений была объяснена эффектом межслоевого переноса заряда в квантующем перпендикулярном магнитном поле [15] [16], однако в транспортных измерениях не представляется возможным выявить детали этого процесса и таким образом проверить описывающие его теоретические модели [16]. С другой стороны, исследование люминесценции позволяет при определенных условиях изучать свойства каждого слоя по-отдельности, и таким образом может являться неопределимым инструментом для описания процесса обмена зарядом между слоями.

Многие вопросы об устройстве основного состояния, а также спектров элементарных возбуждений двумерной электронной системы в режимах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) [17] продолжают оставаться открытыми и спустя три десятилетия после обнаружения этих замечательных явлений. Спектроскопия рамановского рассеяния света, ядерный магнитный резонанс, а также микроволновая спектроскопия являются наиболее информативными методиками при изучении спиновой поляризации и законов дисперсии возбуждений в системе двумерных электронов. В то же время, каждый из этих подходов имеет свои ограничения и потому не является универсальным, отсюда возникают потребности в альтернативных методах исследований. Анализ поляризационно-разрешенных спектров люминесценции при рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками может являться такой альтернативой.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование фотолюминесценции из двойных электрон-дырочных и электрон-электронных слоев, выяснение степени локализации и энергии связи трионов в квантовых ямах, а также изучение коллективных эффектов при

электрон-дырочной рекомбинации из заполненных электронных уровней Ландау.

Научную новизну работы составляют следующие результаты, выносимые на защиту:

1. Предложен и реализован новый объект для исследований не прямых экситонов и электрон-дырочных слоев - широкая квантовая яма GaAs в сильном электрическом поле. Экспериментально показано, что данная система обладает рядом преимуществ по сравнению с ранее используемыми для этих целей двойными квантовыми ямами, а именно: возможностью контроля и управления полным зарядом системы, наличием легко изменяемых параметров - дипольного момента между фотовозбужденными электронами и дырками, а также времени их излучательной рекомбинации. Продемонстрировано достижение рекордно длинных времен рекомбинации частиц.
2. Явным образом продемонстрирована важность учета локализации при обсуждении свойств заряженных экситонных комплексов – трионов - в квантовых ямах GaAs. Впервые экспериментально определены энергии связи свободных трионов в квантовых ямах ширинами 200 и 300 Å .
3. Оптическими методами впервые изучен процесс межслоевого переноса заряда в электрон-электронной системе, который индуцируется квантованием Ландау в магнитном поле. Предложена наглядная теоретическая модель, описывающая данное явление и выявляющая разные типы симметрий в распределениях заряда внутри ямы при факторах заполнения видов $4N$ и $4N+2$.
4. Установлена связь поведения поляризационно-разрешенных спектров фотолюминесценции из двумерного электронного газа в квантующем магнитном поле с законами дисперсий элементарных возбуждений системы. Наблюдаемые особенности в расщеплении спектральных компонент связаны с коллективными (экситонными) эффектами, возникающими при взаимодействии электронов частично заполненных верхних уровней Ландау с дырками, остающимися на нулевом уровне Ландау после акта рекомбинации. Установлено, что извлекаемые параметры энергий элементарных возбуждений при факторах заполнения 2 и 3 находятся в хорошем согласии с данными рамановского рассеяния света, а также теоретическими расчетами.

Научная и практическая ценность работы определяется полученными новыми экспериментальными результатами, дающими информацию об устройстве энергетического спектра возбуждений в электрон-электронных и электрон-дырочных системах. Вопросы локализации экситонных комплексов, а также наличия спиновой поляризации у двумерного электронного газа в определенных состояниях ДКЭХ представляются важными не только для более глубокого понимания фундаментальных

аспектов физики низкоразмерных структур, но и с точки зрения практического применения при создании и разработке новых приборов и устройств полупроводниковой оптоэлектроники и микроэлектроники (в частности, реализации квантового компьютера на состоянии ДКЭХ 5/2).

Апробация работы. Результаты представленных в диссертации исследований докладывались на VIII и IX Российской конференции по физике полупроводников (2007 г. и 2009 г.), Российско-швейцарском семинаре «Экситоны и экситонные конденсаты в квантово-размерных полупроводниковых системах» (2006 г., г. Москва), а также на научных семинарах в ИФТТ РАН.

Личный вклад автора в экспериментальные работы, выполненные в соавторстве, состоял в постановке задач, разработке методик, проведении экспериментов, построении теоретических моделей и выполнении соответствующих расчетов, обработке и интерпретации результатов.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка цитированной литературы. Общий объем диссертации составляет ____ страниц, включая ____ рисунков.

Содержание диссертации.

Во введении объясняется выбор темы диссертации, обосновывается ее актуальность, сформулированы цели и результаты, выносимые на защиту. Описана структура диссертации и ее содержание.

В первой главе приводится обзорное описание основных экспериментальных и теоретических результатов исследований двумерных электрон-дырочных и электрон-электронных слоев, не прямых экситонов и заряженных экситонных комплексов (трионов). Рассматриваются экспериментальные методики определения спиновой поляризации и законов дисперсии возбуждений в системе двумерных электронов.

Вторая глава посвящена результатам экспериментальных исследований не прямой электрон-дырочной рекомбинации в широких нелегированных квантовых ямах. Эти системы являются нетрадиционными для изучения не прямых экситонов и электрон-дырочных слоев, и обладают рядом преимуществ по сравнению с обычно используемыми для этих целей двойными квантовыми ямами.

Во первом разделе главы 2 обосновывается выбор широкой квантовой ямы в качестве объекта исследований, описывается технология изготовления образцов и приводятся результаты изучения фотолюминесценции в режиме постоянной накачки.

Создание двойных электрон-дырочных систем оказывается на практике довольно сложной задачей по сравнению с выращиванием электрон-электронных объектов. Ненулевые концентрации электронов и дырок в слоях с малым межслойным расстоянием можно получать лишь в неравновесных условиях при фотовозбуждении, однако даже в этом случае

плотность носителей не превышает величины $3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. В электрон-дырочных системах не применялись надежные методы отдельного определения плотностей электронов и дырок в ямах, а потому не было успешных попыток выравнивания этих концентраций. Вместо этого обычно считалось, что в нелегированных структурах GaAs/AlGaAs квантовые ямы без фотовозбуждения не содержат носителей заряда, а при подсветке содержат одинаковое число электронов и дырок. Таким образом, в пространственно разделенных электронно-дырочных слоях требуется развитие методики, которая позволяет контролировать отдельно плотности электронов и дырок в каналах и дает возможность отличать нейтральные и заряженные системы.

Изучение спектров фотолюминесценции из электрон-дырочной системы может являться таким методом, однако необходимым для этого условием является достаточное структурное совершенство объекта. Именно этот момент является ключевым преимуществом одиночной квантовой ямы перед двойной ямой. При этом пространственное разделение электронов и дырок, достигаемое в двойной квантовой яме за счет наличия барьера, может быть реализовано посредством приложения достаточно сильного электрического поля в направлении роста структуры. Электрическое поле локализует разномноженно заряженные частицы вблизи противоположных стенок ямы.

Изготовление образцов для исследования непрямоугольной электрон-дырочной рекомбинации выполнялось стандартными методами фотолитографии над подложками, выращенными молекулярно-пучковой эпитаксией. Верхний полупрозрачный затвор был реализован посредством напыления тонкого слоя хрома (5 нм) и золота (10 нм), нижний затвор был создан в процессе роста подложки и представлял собой сильнолегированную GaAs квантовую яму, к которой впоследствии был сделан омический контакт.

Признаком нейтральности системы является наличие в спектрах люминесценции линий возбужденных состояний экситона наряду с линиями его основного и связанного состояний. На рисунке 1 сравниваются спектры из одиночной квантовой ямы шириной 250 \AA и двойной квантовой ямы с ширинами отдельных ям 120 \AA и барьера 12 \AA в близких электрических полях. Обе структуры были выращены последовательно на одной и той же машине молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ), однако спектр из одиночной ямы гораздо богаче, а линии почти на порядок уже, что позволяет разрешить и линию связанного экситона и линии основных и возбужденных состояний легкодырочного и тяжелодырочного экситонов (рис.1a). Характерные ширины линий из одиночной квантовой ямы составляли $0.2 - 0.4 \text{ \AA}$, в то время как для двойной квантовой ямы эта величина была $1.8 - 2.2 \text{ \AA}$. Поскольку эти две структуры отличаются исключительно наличием тонкого барьера в середине ямы, можно заключить, что ширина линии люминесценции из двойной ямы (рис.1b) обусловлена главным образом флуктуацией ширины ям и барьера. В результате, в двойной квантовой яме оказывается невозможным определение заряженности системы посредством слежения за наличием возбужденных состояний экситонов и соотношением интенсивностей линий

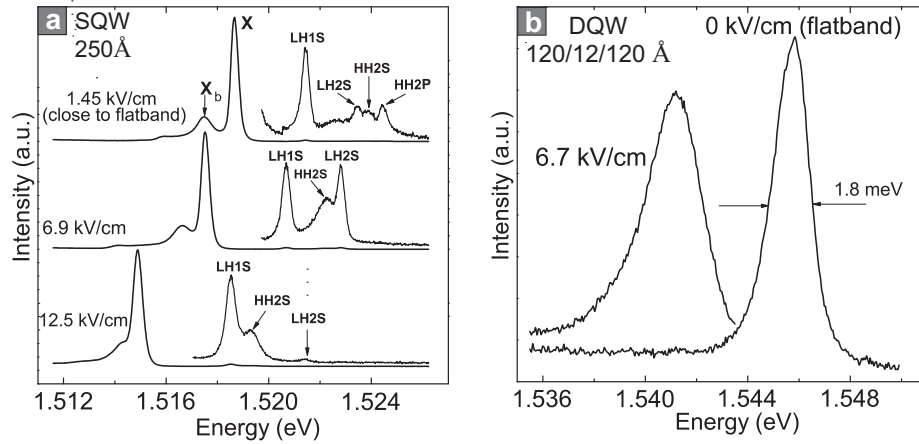


Рис. 1: (a) Спектры непрямои электронно-дырочной рекомбинации, возникающей в одиночной квантовой яме шириной 250 Å в электрических полях 1.5 кВ/см, 6.9 кВ/см и 12.5 кВ/см. Указаны линии, соответствующие основным состояниям свободных тяжело-дырочного X и легкодырочного LH1S экситонов и возбужденным состояниям HH2S и HH2P тяжелодырочного и LH2S легкодырочного экситонов, а также состоянию связанного экситона X_b; (b) Спектры непрямои электронно-дырочной рекомбинации, возникающие в двойной квантовой яме с ширинами отдельных ям 120 Å и барьером 12 Å в электрических полях 0 кВ/см и 6.7 кВ/см

свободного и связанного экситонов.

Электрополевые зависимости положений всех линий люминесценции из одиночной квантовой ямы показаны на рисунке 2а. Для всех состояний наблюдается сильный спектральный сдвиг в сторону меньших энергий по мере увеличения электрического поля. Появление и исчезновение линий возбужденных состояний непрямои экситонов в спектрах при изменении напряжения между затворами говорит о том, что при вариации напряженности электрического поля происходит изменение концентраций носителей заряда в яме.

На рисунке 2b приведена аналогичная зависимость в случае непрямои электрон-дырочной рекомбинации в двойной квантовой яме. В достаточно сильных электрических полях величины дипольных моментов между электроном и дыркой практически совпадают для одиночной квантовой ямы ширины 250 Å и двойной квантовой ямы суммарной ширины 252 Å. Это говорит о том, что наличие в двойной квантовой яме барьера Al_{0.3}Ga_{0.7}As между соседними ямами совсем необязательно для создания и изучения

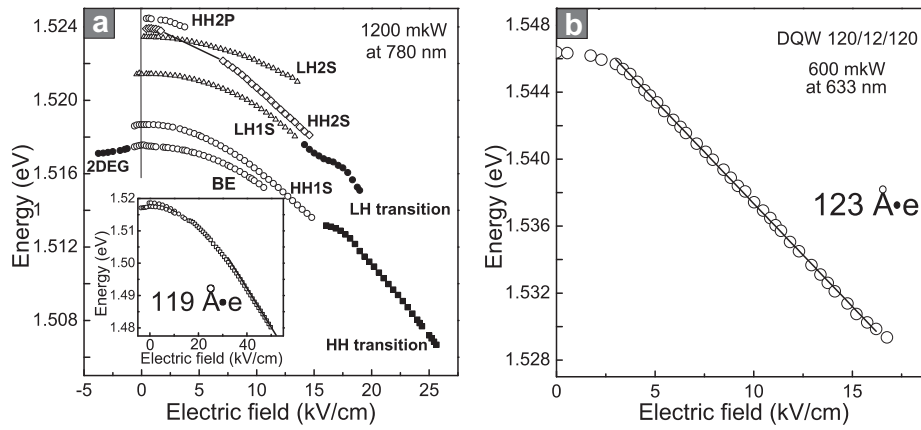


Рис. 2: (а) Электрополевая зависимость энергий оптических переходов при рекомбинации свободного тяжелодырочного HH1S, связанного X_b , легкодырочного LH1S экситонов и возбужденных состояний тяжелодырочного HH2S и HH2P и легкодырочного LH2S экситонов, а также двумерного электронного газа 2DEG, и тяжелодырочных (HH transition) и легкодырочных (LH transition) переходов при рекомбинации дырочного канала. Наклон этой зависимости позволяет оценить дипольный момент рекомбинирующей электронно-дырочной пары при каждом значении электрического поля ($119 \text{ \AA} \cdot e$ в поле около 50 кВ/см); (б) Электрополевая зависимость энергии не прямой рекомбинации в двойной квантовой яме $120/12/120 \text{ \AA}$. Наклон линейного участка позволяет определить дипольный момент системы рекомбинирующих частиц $d = 123 \text{ \AA} \cdot e$, что хорошо соответствует расстоянию между серединами ям (132 \AA)

непрямой рекомбинации, и, более того, искусственно вставленный дефект чрезвычайно ухудшает качества системы и, как следствие, практически исключает какую-либо возможность характеристики исследуемого объекта по его полному заряду.

Во втором разделе главы 2 обсуждаются результаты исследований кинетики не прямой рекомбинации электронов и дырок в широких одиночных квантовых ямах в сильном электрическом поле.

Экспериментальные спектры фотолюминесценции из квантовой ямы шириной 500 \AA при двух значениях электрического поля показаны на рисунке 3. Эти спектры сняты при различных временных задержках от возбуждающего лазерного импульса (длина волны излучаемого света 780 нм и длительность импульса 1 нс ; частота повторения составляла от 100 кГц до 2 МГц). Интересующая нас линия не прямой электрон-дырочной рекомбинации размещена в центре рисунков. Линии на 1.510 и 1.512 эВ относятся к короткоживущим (с временами порядка 1 нс) процессам рекомбинации в объеме GaAs подложки образца и рекомбинации в нижнем легированном затворе, соответственно; широкая линия на 1.485 эВ отвечает объемной донорно-акцепторной рекомбинации (DAP). Зависимость интегральной интенсивно-

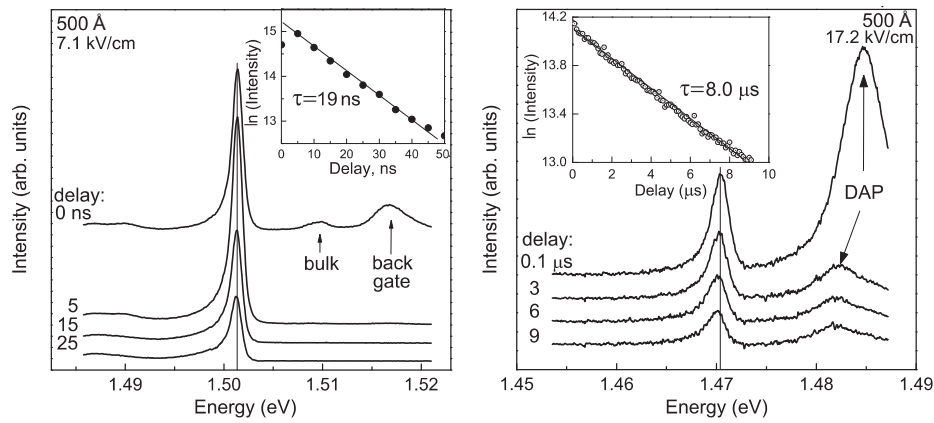


Рис. 3: Спектры люминесценции из ямы шириной 500 Å для двух значений электрического поля и при различных задержках после импульса накачки. Отмечены линии люминесценции из нижнего затвора (back gate), а также объемных междузонной (bulk) и донорно-акцепторной (DAP) рекомбинации.

сти наблюдаемой линии от задержки с момента световой накачки позволяет определить время рекомбинации, как это показано на вставках рис.3. Видно, что по мере приложения электрического поля параметр времени рекомбинации существенно увеличивается.

Результаты измерения кинетики люминесценции в различных электрических полях трех изученных образцов с квантовыми ямами шириной 250 Å, 400 Å и 500 Å показаны точками на рисунке 4. Там же представлены зависимости, полученные в рамках простейшей теоретической модели, обсуждаемой в тексте диссертации. Видно, что яма шириной 500 Å позволяет достигать существенных времен рекомбинации порядка десятков микросекунд уже в умеренно сильных электрических полях масштаба 20 кВ/см. Такие рекордно медленные кинетики безусловно позволяют, во-первых, достигать значительных концентраций носителей заряда величины $10^9 - 10^{10}$ см⁻² при низких плотностях мощности накачки и, во-вторых, обеспечивают эффективное послеимпульсное охлаждение рождаемых электронов и дырок до очень низких температур решетки порядка десятков милликельвинов.

Третья глава содержит результаты исследований локализации отрицательно заряженных экситонных комплексов (трионов) в квантовых ямах GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As. Полученные данные позволяют впервые экспериментально определить такой важнейший параметр, как энергия связи свободного комплекса.

Вслед за заявлениями о наблюдении состояний отрицательно заряженных экситонов в спектрах отражения и люминесценции из квантовых ям, стал активно обсуждаться вопрос о степени локализации данных комплек-

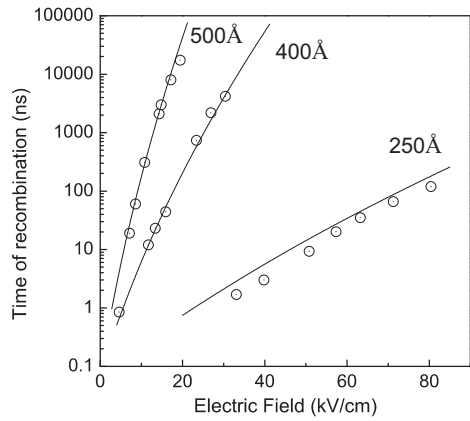


Рис. 4: Зависимости времени рекомбинации от приложенного электрического поля для трех исследованных образцов с квантовыми ямами шириной 250Å, 400Å и 500Å. Сплошные кривые соответствуют предсказаниям обсуждаемой в тексте простейшей теоретической модели.

сов. При типичной плотности мощности фотовозбуждения, используемой при гелиевых температурах, плотность трионов не превышает величины 10^7 см^{-2} , а при таких концентрациях тяжелые заряженные частицы должны быть неизбежно захвачены остаточными примесями в материале барьера, так как даже для существенно более легких электронов в самых совершенных структурах порог подвижности достигается при концентрациях порядка 10^9 см^{-2} . С другой стороны, локализация частиц влияет на такой существенный параметр экситонного комплекса, как его энергия связи.

Вместо обсуждения эффектов непредсказуемого остаточного беспорядка на свойства отрицательно заряженных экситонов, можно попытаться исследовать влияние контролируемо введенных центров локализации. Для этой цели была выращена серия образцов с нелегированными и слаболегированными квантовыми ямами GaAs ширинами 200 и 300 Å, заключенные в барьеры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. В легированных структурах δ -слой доноров (кремний) был расположен на расстоянии 20-700 Å от квантовой ямы.

Типичный спектр люминесценции из номинально нелегированной квантовой ямы GaAs содержит две интенсивные линии, отвечающие рекомбинации свободных экситонов (X) и так называемых заряженных экситонов (X^- или X^+ в зависимости от знака остаточного заряда, который как правило существует в квантовой яме и происходит в результате ионизации неконтролируемых примесей в барьере). Разница между энергиями этих линий является энергией связи экситонного комплекса, и именно на этот параметр влияло бы наличие дополнительной локализации на заряженных примесях.

На рисунке 5 сравниваются спектры фотолюминесценции из трех образцов, содержащих квантовую яму шириной 200 Å с разными уровнями легирования, расположенного на расстоянии 700 Å от ямы. Видно, что добавление разреженного слоя доноров приводит к появлению новой линии в спектре, обозначенной как D_b . Эта линия расположена между линиями X и X^- , имеет меньшую спектральную ширину, и ее интенсивность мо-

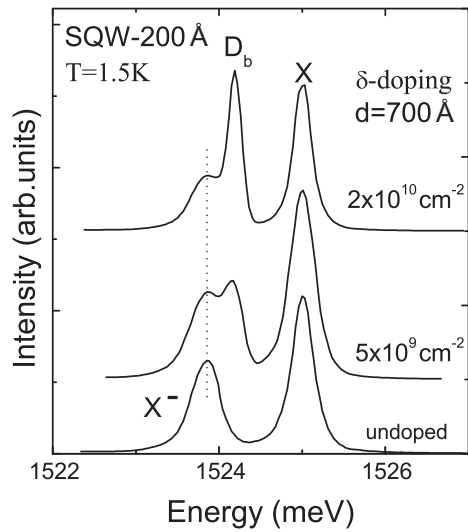


Рис. 5: Эффект от внедрения удаленного разреженного слоя доноров на спектры фотолюминесценции из квантовой ямы шириной 200 Å, при трех уровнях легирования. Контролируемое добавление центров локализации приводит к появлению новой линии D_b в спектрах.

нотонно растет с уровнем легирования. Отмеченные свойства позволяют с уверенностью сделать вывод о том, что X^- -состояние отвечает трионам, сильно локализованным на противоположно заряженной примеси (эквивалентным описанием является картина нейтрального экситона, связанного на нейтральной примеси).

В пользу приведенной картине служат также зависимости спектрального положения линии D_b от расстояния d между слоем легирования и квантовой ямой. Изменение спектров фотолюминесценции при варьировании этого параметра показано на рисунке 6а.

В случае очень близко расположенных примесей ($d = 20 \text{ Å}$), более сильное связывание отрицательно заряженных экситонов приводит к сдвигу линии D_b в меньшую энергию относительно линии X^- в спектре фотолюминесценции нелегированной квантовой ямы (два нижних спектра на рис. 6а). По мере увеличения d наблюдается смещение интересующей нас линии в сторону больших энергий. Это наблюдение демонстрирует существенное влияние даже очень удаленных ионизованных примесей на свойства отрицательно заряженных экситонов, и окончательно убеждает в локализованной природе трионных состояний, наблюдаемых в эксперименте.

Тем не менее, проведенные исследования позволяют сделать оценку такого важнейшего параметра свободного триона, как энергия связи, и чрезвычайно ценными для этого оказываются полученные зависимости спектрального положения линии D_b от величины d . В самом деле, связанный трион по мере удаления локализуемого центра на бесконечность приобретает свойства свободного триона. Рисунок 6б демонстрирует зависимость „энергии связи“ триона (которая есть просто разница энергий между линиями

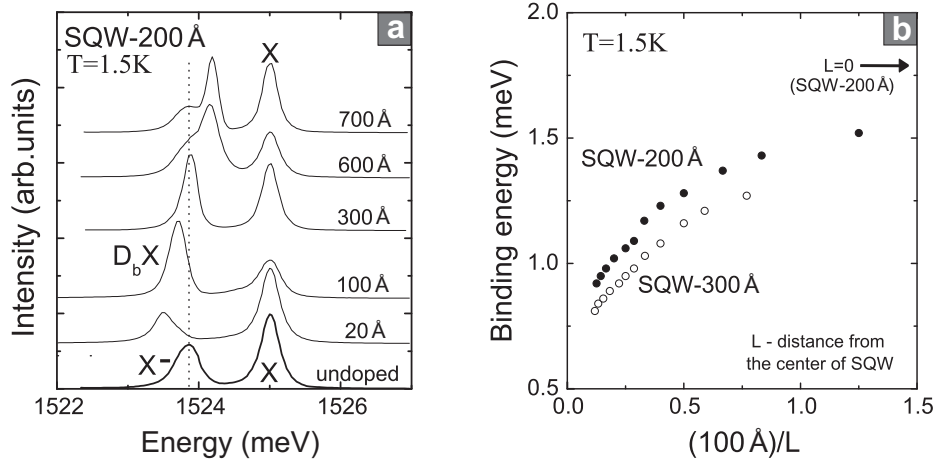


Рис. 6: (а) Спектры фотолюминесценции из серии образцов с номинально одинаковыми квантовыми ямами шириной 200 Å, но различными расстояниями d до слоя внедренного легирования. При близком расположении доноров, линия D_b оказывается смещена в красную сторону относительно линии X^- , и движется в сторону больших энергий при увеличении параметра d . Концентрации атомов кремния в слое легирования равны (от верхнего спектра к нижнему) 2×10^{10} , 1×10^{10} , 5×10^9 , 2×10^9 , $1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. Плотность остаточного заряда в яме от неконтролируемых примесей в барьере составляет величину порядка $(1 - 3) \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$. (б) Энергии связи отрицательно заряженных экситонов на удаленных ионизованных примесях, в зависимости от расстояния L между примесями и серединой квантовой ямы (для квантовых ям ширинами 200 Å и 300 Å). Стрелкой указан верхний предел энергии связи, который соответствует случаю, когда примеси помещены ровно в середину ($L=0$) квантовой ямы шириной 200 Å.

D_b и X^-) от расстояния L между слоем легирования и серединой квантовой ямы. В более узкой яме энергия связи всегда больше ввиду усиленного кулоновского взаимодействия между частицами. Из монотонной зависимости можно оценить энергию связи свободного комплекса X^- : линейная экстраполяция к $1/L=0$ дает величины около 0.7 мэВ и 0.5 мэВ для квантовых ям с ширинами 200 и 300 Å, соответственно. Эти энергии оказываются в два раза меньше ранее заявленных энергий связи трионов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs, которые были получены в экспериментальных работах, где линия X^- приписывалась состоянию свободного триона.

Четвертая глава посвящена исследованию процесса межслоевого переноса заряда в разбалансированной двуслойной электрон-электронной системе, который происходит в результате приложения внешнего перпендикулярного магнитного поля.

Расщепление квазидвумерной электронной системы на две близко расположенных подсистемы, между которыми остается существенная связь посредством туннелирования и кулоновского взаимодействия, приводит к мно-

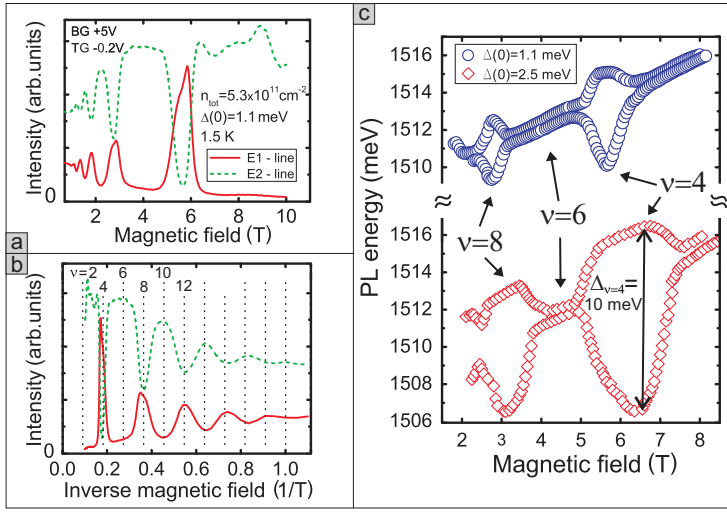


Рис. 7: (а) Осцилляции интенсивностей линий фотолуминесценции с нулевых УЛ из двух электронных подзон в широкой квантовой яме при изменении магнитного поля. (б) Та же самая зависимость, что и в (а), но построенная от обратного магнитного поля. Отметим, что осцилляции интенсивности описываются единой частотой, и это позволяет сопоставить наблюдаемые особенности в поведении некоторому набору *полных факторов заполнения*. Этот набор также указан на рисунке. (с) Зависимости положений линий люминесценции с нулевых УЛ обеих подзон, при двух значениях разбаланса $\Delta(0)$ в нулевом магнитном поле.

гообразию качественно новых физических явлений. За счет изменения таких параметров двуслойного объекта, как полная электронная плотность и её распределение между слоями, а также приложения внешнего магнитного поля, может контролироваться тонкая взаимосвязь между одночастичной физикой и многочастичными внутри- и межслоевыми взаимодействиями.

Исследованный образец представлял собой одиночную квантовую яму GaAs шириной 500 Å, заключенные в барьеры Al_{0.3}Ga_{0.7}As. Темновая плотность электронов составляла $1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и обеспечивалась легированием в виде шести распределенных δ-слоев кремния с верхней стороны ямы, при этом ближайший слой был отделен спейсером шириной 600 Å. Таким образом, электроны из слоя легирования находились только с одной стороны квантовой ямы. В процессе роста структуры с обеих сторон от квантовой ямы были созданы объемные затворы из слоев сильнолегированного n^{++} -GaAs, расстояния до затворов составляли величины 1.21 и 1.05 μm. С их помощью можно было создавать различные конфигурации распределения зарядов внутри квантовой ямы, при этом суммарная концентрация электронов изменялась в диапазоне $(1 - 6) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

В результате приложения перпендикулярного магнитного поля, широкая

линия в спектре люминесценции двумерного электронного газа в квантовой яме преобразуется в набор линий, отвечающих заполненным уровням Ландау. В случае двух несвязанных двумерных слоев с разными концентрациями электронов, можно было бы ожидать наличие двух отдельных вееров уровней Ландау, монотонно и независимо меняющихся с магнитным полем. Однако в действительности в нашем объекте отмечаются осцилляции как положений линий люминесценции, так и их интенсивностей, при этом расщепление между линиями меняется от очень большого значения 10 мэВ до практически нулевого значения.

Рисунок 7а демонстрирует зависимость интенсивностей сигнала фотолюминесценции с нулевых уровней Ландау из каждой электронной подзоны от приложенного магнитного поля. Та же самая зависимость, но построенная от обратного магнитного поля (рис. 7b), позволяет сделать вывод о том, что изменения интенсивности спектральных линий из обеих подзон описываются единой частотой по обратному магнитному полю. Поэтому естественным является приписывание этой частоты прохождению всей системой через некоторый набор *полных* факторов заполнения электронов в магнитном поле, и единственно возможный вариант такого набора, соответствующий полной плотности электронов в квантовой яме, указан на рисунке 7b. Отслеживая положение линий фотолюминесценции с нулевых УЛ (рис. 7c), можно сделать вывод о том, что при $\nu = \{4, 8, 12, \dots\}$ положения нижайших уровней размерного квантования двух подзон максимально расталкиваются, а при $\nu = \{6, 10, 14, \dots\}$ наблюдается тенденция к почти полному совпадению этих уровней. Для более разбалансированного случая этот эффект выражен сильнее, и приводит к огромным масштабам осцилляции межподзонного расщепления.

Описанное поведение спектров фотолюминесценции является по сути визуализацией процесса межслоевого переноса заряда, и позволяет в деталях описать это явление. Физической причиной обсуждаемого эффекта является минимизация полной энергии системы при изменении термодинамической плотности состояний, вызванном квантованием Ландау движения электронов во внешнем магнитном поле.

Чтобы проиллюстрировать этот момент, рассмотрим случай полного фактора заполнения $\nu = 4$ в системе с заданным в нулевом магнитном поле разбалансом плотности электронов $\delta n/n_{tot}=10\%$ [диаграмма (i) рисунка 8а; величина разбаланса 10% соответствует случаю рис.7а]. Если предположить, что при $\nu = 4$ распределение заряда имеет ту же самую конфигурацию, то нижняя и верхняя электронные подзоны имеют факторы заполнения $\nu_1 = 2.2$ и $\nu_2 = 1.8$, соответственно ($\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_1 + \nu_2} = 10\%$), и межподзонное расщепление равняется его исходному значению $\Delta(0)$, как изображено на иллюстрации (ii) рис.8а. Однако существует ещё более энергетически выгодная реализация распределения электронов (ситуация (iii) рис.8а), которая понижает кинетическую энергию системы за счет переноса части электронов с первого расщепленного по спину УЛ нижней подзоны на частично заполненный подуровень нулевого УЛ верхней подзоны. Этот

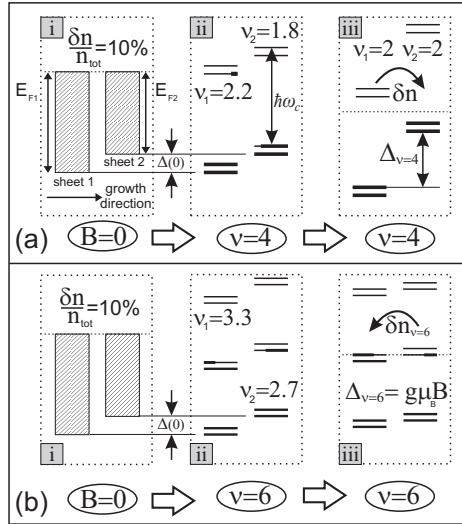


Рис. 8: Физическая модель, иллюстрирующая процесс межслоевого переноса заряда. (i) Разбаланс концентраций в нулевом магнитном поле положен равным 10%, обозначены E_{F1} и E_{F2} - энергии Ферми соответствующих электронных слоев (плоскости 1 и 2 на рисунке). (a) Реализация полного фактора заполнения $\nu = 4$, если мы принудительно сохраняем исходное распределение зарядов между слоями (ii), и если системе позволено минимизировать свою полную энергию (iii). Горизонтальные тонкие и толстые сплошные линии изображают пустые и заполненные части соответствующих расщепленных по спину уровней Ландау. В случае $\nu = 4$ уровни размерного квантования двух подзон расталкиваются за счет межслоевого переноса электронов до тех пор, пока система не достигнет конфигурации $\nu_1 = \nu_2 = 2$. (b) Аналогичное рассмотрение, проведенное для $\nu = 6$. В этом случае положение уровней размерного квантования оказываются практически совпадающими.

процесс неизбежно сопровождается увеличением потенциальной энергии системы, и, что особенно важно, изменяет относительные энергии уровней размерного квантования двух подзон.

Возвращаясь к относительным расположениям энергетических уровней подзон для случая (ii) рис.8а, можно сделать заключение о том, что при полном факторе заполнения $\nu = 4$ двуслойная система стремится компенсировать разбаланс заряда, созданный в нулевом магнитном поле. Подсистемы обмениваются электронами до тех пор, пока в системе не возникнет точное равенство зарядов ($\nu_1 = \nu_2 = 2$), либо выровняются энергии уровней Ландау от двух подзон с разными спиновыми и орбитальными номерами. Второй вариант происходит в том случае, когда межподзонное расщепление

$$\Delta_{\nu=4} = \Delta(0) + 4\pi d e^2 \delta n / \epsilon$$

сравнивается с соответствующим расстоянием между уровнями $\hbar\omega_c - g\mu_B B$.

Чем больше разбаланс заряда в нулевом магнитном поле, тем большее число электронов переходит из одного слоя в другой для создания конфигурации $\nu_1 = \nu_2 = 2$, и тем большим оказывается межподзонное расщепление при $\nu = 4$. Этот факт экспериментально проверен данными рис.7с, на котором сравниваются положения линий люминесценции с нулевого УЛ из каждой подзоны вблизи факторов заполнения $\nu = 4$ и $\nu = 8$ при двух значениях межподзонного расщепления в нулевом магнитном поле. Величина $\Delta_{\nu=4}$ достигает огромного значения в 10 мэВ при $B=6.5$ Т ($\hbar\omega_c \approx 11$ мэВ) и изначальном разбалансе $\Delta(0)=2.5$ мэВ.

Ранее записанное выражение для $\Delta_{\nu=4}$ заслуживает дальнейшего анализа. Так как $\Delta(0) = \frac{\pi\hbar^2}{2m^*} \delta n$ изменяется линейно с δn , это выражение может быть переписано в очевидной форме

$$\Delta_{\nu=4} = \Delta(0)(1 + 8d/a_b),$$

где $a_b = \frac{\hbar^2 \epsilon}{m^* e^2} = 100 \text{ \AA}$ и $m^* = 0.067 m_e$ есть боровский радиус и эффективная масса электронов в GaAs, соответственно, и $\epsilon = 12.8$ есть статическая диэлектрическая проницаемость. В свою очередь, для широкой квантовой ямы пространственное расстояние между подзонами d (которое соответствует дипольному моменту при переходе электрона из одного слоя в другой) является функцией от δn . Величина d равна нулю для точно сбалансированной системы, когда $\Delta(0)$ является симметрично-ассиметричной щелью, и растет монотонно по мере ухода от баланса, почти насыщаясь при больших δn . Таким образом, стоит ожидать довольно сложной зависимости $\Delta_{\nu=4}$ от $\Delta(0)$. Эта зависимость позволяет оценить максимальное значение параметра d , и для нашей квантовой ямы эта оценка дает очень разумную величину в $d = 230 \text{ \AA}$.

Очевидно, проведенное рассмотрение справедливо для любого полного фактора заполнения, который можно записать в виде $\nu = 4N$, где $4N$ является натуральным числом. Двуслойная система будет достигать баланса заряда вплоть до предельных (сверху) значений полного фактора заполнения, когда $\hbar\omega_c$ сравнивается с E_c .

Однако, при полных факторах заполнения вида $\nu = 4N + 2$ минимизация полной энергии системы приводит к совершенно другому результату. Например, рассуждения для фактора заполнения $\nu = 6$ совершенно аналогичны случаю $\nu = 4$, и приводят к выводу о нестабильности факторов заполнения подзон $\nu_1 = 3.3$ и $\nu_2 = 2.7$ ($\delta n/n_{tot} = 10\%$, рис.8b) по отношению к перераспределению электронной плотности, которое *ещё более разбалансирует систему*. За счет небольшой потери при увеличении зеемановской энергии (по сравнению с циклотронной энергией и $\Delta(0)$ в обсуждаемом диапазоне магнитных полей), электроны из верхней подзоны уменьшают свою потенциальную энергию за счет заселения нижней подзоны до тех пор, пока не произойдет выравнивание соответствующих УЛ. В этом случае межподзонаное расщепление оказывается очень малым, порядка спинового расщепления для электронов.

Таким образом, умеренно разбалансированная двуслойная система в сильном перпендикулярном магнитном поле обладает замечательной симметрией при полных четных факторах заполнения: либо она точно сбалансирована в смысле распределения заряда между двумя слоями (при $\nu = 4N$ в обеих подзонах находится одинаковое число электронов), либо она практически (с точностью до зеемановской энергии) сбалансирована в отношении расположения нижайших уровней размерного квантования подзон (при $\nu = 4N + 2$).

В пятой главе обсуждается связь коллективных возбуждений двумерной электронной системы и отдельных особенностей в поведении

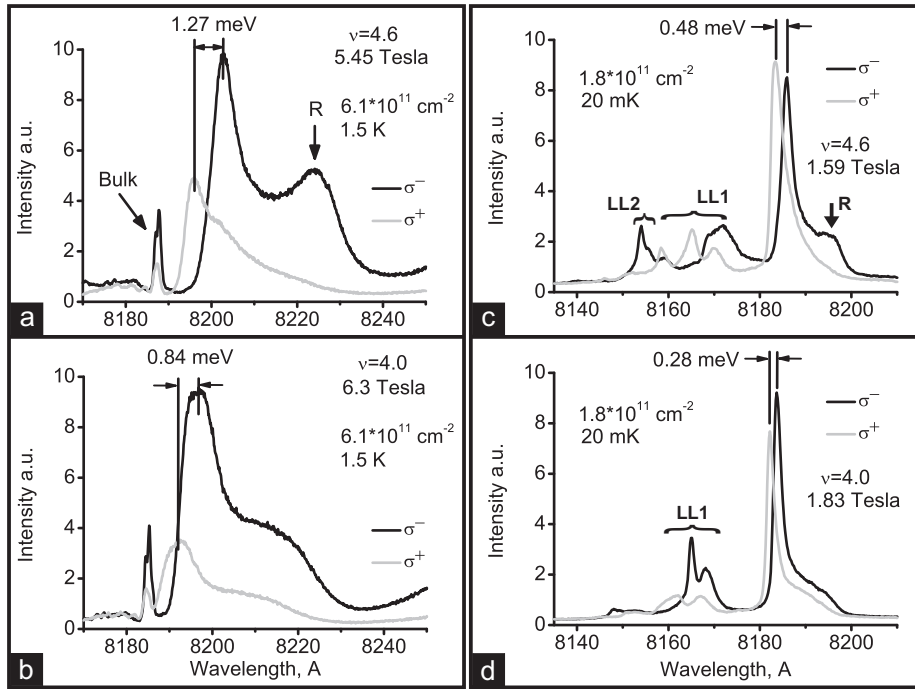


Рис. 9: Спектры люминесценции из двух изученных образцов (a,b и c,d соответственно), снятые в двух циркулярных поляризациях, при значениях фактора заполнения электронов 4.6 и 4.0. Указаны энергетические расщепления между спектральными компонентами, отвечающими обсуждаемым оптическим переходам. Отмечены линии люминесценции из объема GaAs (Bulk), реплика люминесценции двумерных электронов, соответствующая переходу с отдачей энергии (R), а также линии рекомбинации с верхних уровней Ландау (LL1 и LL2)

поляризационно-разрешенных спектров фотолюминесценции двумерных электронов в перпендикулярном магнитном поле.

Изученные объекты представляли собой высококачественные легированные квантовые ямы GaAs, заключенные в барьеры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Первый образец содержал квантовую яму шириной 250 \AA с двумерным электронным газом плотностью $6.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $1.6 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Слой одностороннего δ -легирования был отделен от квантовой ямы спейсером толщины 250 \AA . Двумерный электронный газ второго образца обладал существенно большей подвижностью $16 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при плотности $1.8 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в квантовой яме шириной 300 \AA . Оптическая накачка и сбор сигнала фотолюминесценции в геометрии Фарадея производились через световод диаметром 0.4 мм , при этом для отбора сигнала только в одной циркулярной поляризации перед световодом была размещена комби-

нация из пластинки $\lambda/4$ и линейного поляризатора. Детектирование в обеих циркулярных поляризациях обеспечивалось за счет смены направления магнитного поля.

При приложении магнитного поля циркулярная поляризация испускаемого в процессе рекомбинации и детектируемого в геометрии Фарадея фотона определяется проекциями моментов рекомбинирующих частиц. В случае достаточно узкой квантовой ямы из всего сложного набора дырочных состояний валентной зоны нижайшими по энергии и потому наиболее существенными для оптических переходов являются состояния тяжелой дырки с проекциями момента $\pm 3/2$. Необходимость сохранения углового момента делает возможными только процессы рекомбинации электронов и дырок, имеющих одинаковые индексы УЛ. Таким образом, в обсуждаемой далее рекомбинации электронов с нулевого УЛ и с проекциями спина $\pm 1/2$ участвуют тяжелые дырки также с нулевого УЛ и с проекциями момента $\pm 3/2$. В случае, когда происходит рекомбинация одиночного электрона и одиночной дырки с соответствующими проекциями моментов, разница между энергиями фотонов в двух поляризациях $\Delta\Sigma$ равна просто сумме зеемановских энергий для электрона и дырки

$$\Delta\Sigma = (|g_e| + 3|g_h|)\mu B \quad (*),$$

где $g_e = -0.4$ и $g_h = -0.3$ - величины g-факторов для электрона и дырки соответственно, и линейно возрастает с магнитным полем. Ситуация кардинально меняется, когда рассматривается рекомбинация одного из электронов нулевого УЛ в окружении остальных электронов полных и частично заполненных вышележащих УЛ. Причина этого заключается в различном взаимодействии упомянутого коллектива электронов с дыркой на нижнем либо верхнем спиновом подуровне электронного нулевого УЛ, остающейся после исчезновения соответствующего электрона.

Рисунок 9 демонстрирует спектры фотолюминесценции из изученных образцов, снятые в двух циркулярных поляризациях и при факторах заполнения электронов 4.0 и 4.6. Указаны масштабы расщеплений между теми линиями в спектрах в разных поляризациях, которые отвечают упомянутым выше оптическим переходам. Отмечены также линии объемной люминесценции (bulk), оптический переход с отдачей энергии (линия R), а также линии люминесценции с верхних УЛ (LL1 и LL2) для образца с меньшей электронной плотностью, который отличался существенно лучшим структурным качеством, и как следствие, менее уширенными линиями в спектрах люминесценции. Приведенные спектры уже позволяют сделать вывод о неприменимости формулы (*), так как наблюдаемое энергетическое расщепление между спектральными компонентами в разных поляризациях при факторе заполнения 4.0 оказывается меньшим по сравнению с фактором 4.6, хотя величина магнитного поля в первом случае больше. Детальная зависимость энергетического расщепления от магнитного поля для образца с большей плотностью приведена на рисунке 10а. Расщепление ведет себя немонотонно и весьма сильно отклоняется от результата двухчастичной

формулы (*), который приведен для сравнения в виде прямолинейной зависимости с наклоном 0.07 мэВ/Т. Логичным является представление данного результата как функции фактора заполнения электронов, и этот график показан на рисунке 10b. В таком виде зависимость приобретает осциллирующий характер, с минимумами величины расщепления на четных факторах заполнения, а также максимумами вблизи факторов заполнения вида 2.6, 4.6, 6.6, ...

Для объяснения экспериментальных данных необходимо записать выражение для величины $\Delta\Sigma$ в самом общем виде, а именно $\Delta\Sigma = E_{ph}^+ - E_{ph}^-$, где E_{ph}^+ и E_{ph}^- - энергии фотонов в поляризациях σ^+ и σ^- соответственно. В свою очередь, энергия испущенного фотона E_{ph} равна разности энергий начального E_{in} и конечного E_f состояний системы „дырка-коллектив электронов“ : $E_{ph} = E_{in} - E_f$. Таким образом, можно записать

$$\Delta\Sigma = (E_{in}^+ - E_{in}^-) - (E_f^+ - E_f^-) \quad (**),$$

где слагаемое вида E_{in}^+ обозначает начальную энергию системы до акта рекомбинации с испусканием σ^+ фотона, то есть системы „дырка в валентной зоне с моментом $+3/2$ - коллектив электронов“, а слагаемое вида E_f^+ обозначает конечную энергию системы после акта рекомбинации с испусканием σ^+ фотона, то есть системы „дырка на верхнем спиновом подуровне нулевого УЛ - коллектив электронов“. Разность энергий начальных состояний $E_{in}^+ - E_{in}^-$ равна энергии зеемановского расщепления для дырки в валентной зоне, так как мы рассматриваем только оптические переходы с $k \approx 0$, и кулоновские вклады в энергии начальных состояний за счет взаимодействия коллектива электронов с дырками с проекцией момента $+3/2$ либо $-3/2$ оказываются идентичными. Немонотонный по магнитному полю вклад в расщепление (**) происходит за счет второй скобки в записанном выражении, то есть от разности энергий конечных состояний системы. В основном тексте диссертации производится серия рассуждений, иллюстрирующая это явление при факторах заполнения $2+$ и $3+$, когда на соответствующем частично заполненном спиновом подуровне первого УЛ находится только один электрон.

Сопоставлением полученных данных с результатами рамановского рассеяния света объясняется масштаб наблюдаемых энергетических расщеплений в спектрах люминесценции на факторах заполнения 2 и 3 для образца с большей плотностью электронов. В частности, пояснена природа существенно большего значения расщепления при факторе 3, несмотря на меньшую величину магнитного поля в сравнении с фактором заполнения 2. Используемая методика даёт ответ о разности соответствующих энергий конечных состояний системы в том числе и при всех других факторах заполнения (рис.10с), для которых на данный момент не существует ни теоретических рассмотрений, ни альтернативных экспериментальных подходов. Полученный результат о максимуме этой величины при значениях фактора заполнения вида 2.6, 4.6, ... остается необъясненным и потому вызывает к

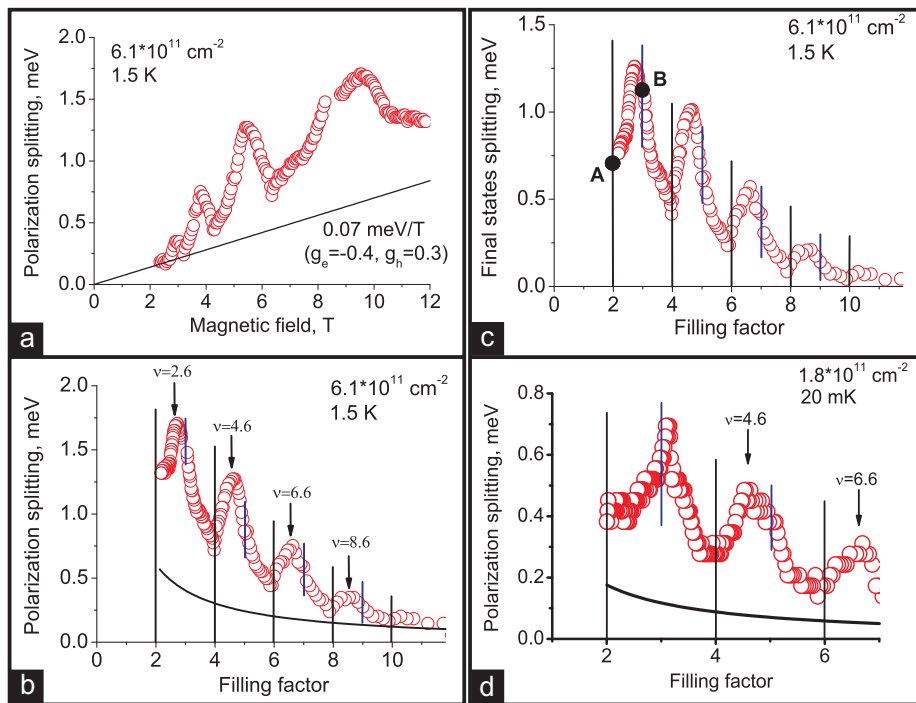


Рис. 10: (a) Зависимость энергетического расщепления между спектральными компонентами рекомбинации с нулевого электронного уровня Ландау, соответствующими фотонам с разными циркулярными поляризациями, от приложенного магнитного поля. Прямолинейная зависимость отражает сумму зеемановских энергий электрона и дырки. (b) Та же самая зависимость, построенная от величины фактора заполнения электронов. Прямолинейная зависимость из (a) приняла вид гиперболической. (c) Разница энергий конечных состояний системы электронов, которые соответствуют актам рекомбинации с испусканием σ^- и σ^+ - фотонов, в зависимости от фактора заполнения электронов. Результат получен вычитанием из данных рис.2(b) зеемановской энергии дырки. (d) Зависимость энергетического расщепления от величины фактора заполнения электронов (аналогичная (b)) для образца с меньшей плотностью и при температуре 20 мК.

дальнейшему развитию методов расчета законов дисперсий элементарных возбуждений в двумерном электронном газе.

На рисунке 10d показана зависимость обсуждаемого энергетического расщепления между компонентами в спектрах фотолюминесценции, измеренных на образце с меньшей электронной плотностью и при температуре 20 мК. Качественная картина поведения оказывается эквивалентой уже обсужденным результатам при 1.5 К, за исключением наблюдения максимума вблизи фактора заполнения 3.0 вместо 2.6. Помимо подтверждения общности представленных данных, эта зависимость оказывается чрезвычайно

важной при анализе результатов недавней работы [18], где заявляется о наблюдении минимума энергетического расщепления при факторе заполнения $5/2$. Из этого факта был сделан вывод об отсутствии спиновой поляризации у электронной системы. Результат диссертации (рис.10d) не демонстрирует какой-либо особенности вблизи фактора заполнения $5/2$ при аналогичных экспериментальных условиях (ультранизкая температура, рекордно высокая подвижность электронов и наличие дробного состояния $5/2$ в транспортных данных), что, скорее всего, указывает на частичную спиновую поляризацию электронной системы.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе:

1. Предложен и реализован новый объект для исследований не прямых экситонов и электрон-дырочных слоев - широкая квантовая яма GaAs в сильном электрическом поле.
2. Экспериментально показано, что данная система обладает рядом преимуществ по сравнению с ранее используемыми для этих целей двойными квантовыми ямами, а именно: возможностью контроля и управления полным зарядом системы, наличием легко изменяемых параметров - дипольного момента между фотовозбужденными электронами и дырками, а также времени их излучательной рекомбинации.
3. Для нейтральной экситонной системы впервые обнаружено и изучено поведение возбужденных состояний не прямых тяжелодырочных и легкодырочных экситонов в сильном электрическом поле и показано, что электрополевые зависимости позволяют отличить возбужденные состояния не прямых экситонов с легкой дыркой от возбужденных состояний с тяжелой дыркой.
4. Продемонстрировано достижение рекордно длинных времен излучательной рекомбинации фотовозбужденных частиц в широких квантовых ямах GaAs в сильном электрическом поле. Предложена теоретическая модель, хорошо описывающая электрополевые зависимости времен рекомбинации.
5. Явным образом показана важность учета локализации при обсуждении свойств заряженных экситонных комплексов – трионов - в квантовых ямах GaAs. Впервые экспериментально определены энергии связи свободных трионов в квантовых ямах ширинами 200 и 300 Å .
6. Оптическими методами впервые изучен процесс межслоевого переноса заряда в электрон-электронной системе в широкой квантовой яме GaAs, который индуцируется квантованием Ландау в магнитном поле. Обнаружены аномальные магнитоосцилляции интенсивностей и положений линий в спектрах фотolumинесценции из широкой квантовой ямы GaAs, содержащей разбалансированную двуслойную электронную систему. Предложена наглядная теоретическая модель, описывающая явление обмена зарядом между слоями и выявляющая разные

типы симметрий в распределениях заряда внутри ямы при факторах заполнения видов $4N$ и $4N+2$.

7. Показано, что поляризационно-разрешенная спектроскопия фотолюминесценции из двумерного электронного газа в квантующем магнитном поле несет информацию об элементарных возбуждениях системы. Обнаружена немонотонная зависимость энергетического расщепления между спектральными компонентами рекомбинации с нулевого электронного уровня Ландау, имеющими разную циркулярную поляризацию. Наблюдаемые особенности в спектрах связаны с коллективными (экситонными) эффектами, возникающими при взаимодействии электронов частично заполненных верхних уровней Ландау с дырками, остающимися на нулевом уровне Ландау после акта рекомбинации. Установлено, что извлекаемые параметры энергий элементарных возбуждений при факторах заполнения 2 и 3 находятся в хорошем согласии с данными рамановского рассеяния света, а также теоретическими расчетами.

Список публикаций

По теме диссертационной работы опубликовано 5 работ в реферируемых ведущих отечественных и зарубежных журналах:

1. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Дитче „Непрямые экситоны и двойные электронно-дырочные слои в широкой одиночной GaAs/AlGaAs квантовой яме в сильном электрическом поле“, Письма в ЖЭТФ том **83** вып. (12), стр. 647-652 (2006).
2. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Дитче „Кинетика не прямой электрон-дырочной рекомбинации в широкой одиночной квантовой яме в сильном электрическом поле“, Письма в ЖЭТФ том **84** вып. (4), стр. 256-260 (2006).
3. V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, „Measurement of binding energy of negatively charged excitons in GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As quantum wells“, Phys. Rev. B **79**, 233306 (2009).
4. V. V. Solovyev, S. Schmult, W. Dietsche, and I. V. Kukushkin, „Large oscillations in the photoluminescence spectra of a GaAs quantum well in external magnetic fields: A direct measurement of charge transfer in an electron bilayer system“, Phys. Rev. B **80**, 241310 (2009).
5. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ш. Шмульт „Проявление коллективных эффектов в поляризационно-разрешенных спектрах рекомбинационного излучения с полностью заполненного нулевого уровня Ландау двумерных электронов“, Письма в ЖЭТФ том **92** вып. (9), стр. 665-671 (2010).

Список литературы

- [1] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [2] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
- [3] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, A. A. Firsov, *Science* **306**, 666 (2004).
- [4] M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, X. Qi, S. Zhang, *Science* **318**, 766 (2007).
- [5] M. A. Lampert, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 450 (1958).
- [6] B. Stebe and A. Ainane, *Superlattices Microstruct.* **5**, 545 (1989).
- [7] K. Kheng, R. T. Cox, Y. Merle d Aubigne, F. Bassani, K. Saminadayar, and S. Tatarenko, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1752 (1993).
- [8] X. Zhu, P. B. Littlewood, M. S. Hybertson and T. M. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1633 (1995).
- [9] J. Fernandez-Rossier and C. Tejedor, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4809 (1997).
- [10] Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, *Sov. Phys. JETP* **44**, 389 (1976).
- [11] Yu. E. Lozovik and I. V. Ovchinnikov, *JETP Lett.* **79**(2), 86 (2004).
- [12] V. Piazza *et al.*, *Nature (London)* **402**, 638 (1999).
- [13] S. J. Papadakis *et al.*, *Phys. Rev. B* **55**, 9294 (1997).
- [14] J. Shabani, T. Gokmen and M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 046805 (2009) J. Shabani, T. Gokmen, Y. T. Chiu and M. Shayegan, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 256802 (2009).
- [15] A. G. Davies *et al.*, *Phys. Rev. B* **54**, R17 331 (1996).
- [16] V. T. Dolgoplov *et al.*, *Phys. Rev. B* **59**, 13235 (1999).
- [17] C. Kallin and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **30**, 5655 (1984), S. M. Girvin, A. H. MacDonald, P. M. Platzman, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 581 (1985).
- [18] M. Stern, P. Plochocka, V. Umansky, D. K. Maude, M. Potemski, and I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 096801 (2010).

Соловьев В.В.

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ
И ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ СЛОЯХ

Сдано в набор 03.02.2011 г. Подписано в печать 04.02.2011 г.

Формат 60×90 1/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Гарнитура “Ариал”. Усл. печ. л. 1,25. Тир. 80. Зак. 409.

Подготовлено в редакционно-издательском отделе ИПХФ РАН.

Изд. лицензия № 03894 от 30.01.2001 г.

142432, г. Черноголовка, Московская обл., пр-т. Академика Н.Н. Семенова, 5

Отпечатано в типографии ИПХФ РАН