

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЁРДОГО ТЕЛА РАН

На правах рукописи

Соловьев Виктор Васильевич

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В
ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ И ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ
СЛОЯХ

01.04.07 — физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
И. В. Кукушкин

Черноголовка — 2011

Оглавление

Общая характеристика работы	4
Предисловие	15
1 Введение	17
1.1 Непрямые экситоны и электрон-дырочные слои в полупроводниковых квантовых ямах	17
1.2 Трионы в GaAs/AlGaAs квантовых ямах	20
1.3 Перенос заряда, индуцированный квантованием Ландау в разбалансированной двуслойной электронной системе	25
1.4 Поляризационно-разрешенная спектроскопия фотолюминесценции двумерных электронов и законы дисперсии коллективных возбуждений	27
2 Исследование рекомбинации из пространственно-разделенных электрон-дырочных слоев	29
2.1 Объект исследований	29
2.2 Экспериментальные образцы и методика измерений	31
2.3 Непрямая рекомбинация в одиночных квантовых ямах: перестройка энергетического спектра и контроль за зарядом системы	32
2.4 Кинетика непрямой электрон-дырочной рекомбинации в одиночной квантовой яме в присутствии электрического поля	41

2.5	Исследование спектров люминесценции с пространственным разрешением	49
3	Экситонные комплексы в квантовых ямах: исследование локализации трионов и определение их энергии связи	52
4	Фотолюминесценция из разбалансированных двуслойных электронных систем: межслоевой перенос заряда в магнитном поле	63
5	Проявление коллективных эффектов при электрон-дырочной рекомбинации из заполненных электронных уровней Ландау	75
6	Заключения и выводы	91
	Литература	94

Общая характеристика работы

Объект исследования и актуальность темы. Рассмотрение задач, включающих в себя поведение огромного числа частиц с сильной связью, является принципиальной особенностью физики конденсированного состояния, и, в частности, физики твердого тела. Описание эволюции таких сложных систем с большим числом степеней свободы приводит естественным образом к понятию коллективных колебаний или возмущений многочастичного объекта, которые при квантовом подходе преобразуются в квазичастицы. Для объяснения целого ряда физических явлений потребовалось ввести взаимодействие между квазичастицами как одного рода (например, электрон-электронное взаимодействие при рассмотрении плазменных колебаний в кристалле), так и квазичастицами разных сортов (электрон-фононное взаимодействие в теории сверхпроводимости). Излюбленным модельным объектом для изучения многочастичных эффектов, как с экспериментальной, так и теоретической точки зрения, являются двумерные электронные системы. Пониженная размерность таких 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 $5.5 \times 10^7 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ 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 [5], однако экспериментальное их обнаружение случилось только два десятилетия спустя [6]. Помимо экситонов, теоретически рассматривались также трионы, являющиеся аналогами заряженных молекул водорода H^- и H_2^+ , то есть комплексами из двух электронов и одной дырки или двух дырок и одного электрона. Описанные ещё в 1958 году Лампертом [7], 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 [8]. Сразу же после первых сообщений о наблюдении в квантовых ямах GaAs/AlGaAs состояний двумерных трионов [9] и демонстрации их многочастичной природы [10], в литературе стал обсуждаться вопрос о локализации обнаруженных ча-

стиц. Экспериментально достижимые плотности трионов не превышают величины порядка 10^7 см^{-2} , что вкупе с тяжелой массой частицы наводило на гипотезу о том, что наблюдаемые комплексы являются сильно локализованными. В свою очередь, 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 непрямо́й 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. Такая композитная частица, помимо бозевской статистики, может также обладать достаточно большим временем излучательной рекомбинации (порядка 1 мкс по сравнению с 1 нс для прямого экситона в GaAs) за счет уменьшенного перекрытия волновых функций электрона и дырки. Эта особенность является существенной с экспериментальной точки зрения, так как длинное время жизни позволяет надеяться 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 [44] [45], а также сверхтекучести и сверхпроводимости в близко расположенных слоях электронов и дырок высокой плотности [42] [43]. 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: состояниям ДКЭХ с четными знаменателями [23, 24], новым ферро- и антиферромагнитным состояниям [25], электронной кристаллизации [26], явлениям межслоевой когерентности в системе стабильных экситонов при факторе заполнения $1/2+1/2$ [27]. 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 [28] [29] [32]. Часть явлений была объяснена эффектом межслоевого переноса заряда в квантующем перпендикулярном магнитном поле [30] [31], однако в транспортных измерениях не представляется возможным выявить детали этого процесса и таким образом проверить описывающие его теоретические модели [31]. С другой стороны, исследование люминесценции позволяет при определенных условиях изучать свойства каждого слоя по-отдельности, и таким образом может являться неоценимым инструментом для описания процесса обмена зарядом между слоями.

Многие вопросы об устройстве основного состояния, а также спектров элементарных возбуждений двумерной электронной системы в режи-

мах целочисленного и дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) [75] продолжают оставаться открытыми и спустя три десятилетия после обнаружения этих замечательных явлений. Спектроскопия рамановского рассеяния света [34], ядерный магнитный резонанс [35], а также микроволновая спектроскопия [36] 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.

В цели диссертационной работы входило:

1. исследование фотолюминесценции из пространственно разделенных электрон-дырочных слоев, реализованных в широкой квантовой яме
2. изучение степени локализации отрицательно заряженных экситонов (трионов) в квантовых ямах, и определение их энергии связи
3. наблюдение оптическими методами явления межслоевого переноса заряда в несбалансированной электрон-электронной системе и детальное описание этого процесса
4. определение связи особенностей в поведении поляризационно-разрешенных спектров магнитофотолюминесценции двумерного электронного газа с коллективными возбуждениями системы.

Для достижения этих целей требовалось решение следующих задач:

1. создание экспериментальных образцов со специфическими архитектурами роста и возможностью управления электростатическими затворами
2. наблюдение спектров фотолюминесценции из двумерных систем в двух циркулярных поляризациях при температурах 0.3-4.2К, магнитных полях 0-15Т, при разных длинах волн и мощностях оптической накачки, а также при приложении напряжений на затворы
3. установление зависимости характеристик получаемых спектров от свойств исследуемой системы и создаваемых внешних условий эксперимента.

Научная новизна. В данной работе впервые осуществлена и изучена непрямая электрон-дырочная рекомбинация в широкой квантовой яме. Наглядно продемонстрирована локализованная природа двумерных отрицательно заряженных экситонов (трионов) и впервые корректно определена их энергия связи. В электрон-электронной системе исследован процесс межлобового обмена зарядами в квантующем магнитном поле и впервые с помощью оптических методов установлены детали этого явления. Особенности в поведении поляризационно-разрешенных спектров магнитофотолюминесценции двумерного электронного газа объяснены с новой точки зрения, а именно их связью с особенностями коллективных возбуждений системы.

Практическая ценность данной 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 $5/2$).

Основные положения, выносимые на защиту, состоят в следующем:

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 кван-

товых 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 фотолюминесценции 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.

Личный вклад автора. Автор непосредственно участвовал в постановке задач исследований, изготовлении экспериментальных образцов, в выполнении измерений и обсуждении полученных результатов. Диссертационная работа выполнена в лаборатории неравновесных электронных процессов ИФТТ РАН в период с 2004 г. по 2010 г.

Апробация работы. Результаты работы докладывались и обсуждались на конференциях:

1. Российско-швейцарский семинар «Экситоны и экситонные конденсаты в квантово-размерных полупроводниковых системах» (2006 г., г. Москва)
2. 8 Российская конференция по физике полупроводников (2007 г.)
3. 9 Российская конференция по физике полупроводников (2009 г.)

Публикации. Основные результаты опубликованы в 5 статьях [37–41], список которых приведен в конце диссертации. Работы, вошедшие в диссертацию, были выполнены при поддержке РФФИ (гранты № № 02-02-17188-а, 05-02-17417-а, 07-02-00223-а, 08-02-00120-а, 10-02-01166-а), Минобрнауки, и программ Президиума РАН (“Сильнокоррелированные электронные системы”, “Низкоразмерные квантовые структуры”).

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав и заключения. Общий объем диссертации - страниц

текста, включая рисунок и список литературы из наименований.

Я благодарю моего научного руководителя Игоря Владимировича Кукушкина, Вадима Евгеньевича Кирпичева, преподавателей кафедры физики твёрдого тела, мою семью, моих коллег и друзей.

Предисловие

В данной диссертации представлены результаты экспериментальных исследований фотолюминесценции из двойных электрон-дырочных и электрон-электронных слоев, изучения степени локализации и определения энергии связи трионов в квантовых ямах, а также исследований коллективных эффектов при электрон-дырочной рекомбинации из заполненных электронных уровней Ландау.

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

Вторая глава посвящена результатам экспериментальных исследований непрямой электрон-дырочной рекомбинации в широких нелегированных квантовых ямах.

В третьей главе содержатся 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.

Четвертая глава посвящена исследованию процесса межслоевого пе-

реноса заряда в разбалансированной двуслойной электрон-электронной системе, который происходит в результате приложения внешнего перпендикулярного магнитного поля.

В пятой главе обсуждаются эксперименты, которые выявляют связь коллективных возбуждений двумерной электронной системы и отдельных особенностей в поведении поляризационно-разрешенных спектров фотолюминесценции двумерных электронов в перпендикулярном магнитном поле.

В заключении перечислены основные результаты работы и сформулированы выводы.

1. Введение

1.1. Непрямые экситоны и электрон-дырочные слои в полупроводниковых квантовых ямах

Электрон-дырочные системы в полупроводниках позволяют изучать широкий класс коллективных состояний в твердых телах. Одним из примеров является электрон-дырочная жидкость [12], которая является конденсированным в реальном пространстве состоянием вырожденных электронных и дырочных ферми-жидкостей.

Теоретически также было показано, что объединенные кулоновским взаимодействием электрон-дырочные пары - экситоны - являются водородоподобными бозонами при малых плотностях $na_B^D \ll 1$ [13], где a_B , n и D - боровский радиус экситонов, их плотность и размерность пространства соответственно, а в пределе $na_B^D \gg 1$ образуют систему со свойствами, напоминающими коллектив куперовских пар [14]. Бозонная природа экситонов позволяет ожидать их конденсацию в пространстве импульсов, то есть большую заселенность $N_k \gg 1$ состояний при $k \approx 0$. Создание полупроводниковых структур с требуемыми характеристиками в принципе может открыть пути к реализации различных видов экситонных конденсатов в пространстве импульсов.

Первым типом является система сконденсированных поляритонов, которая была экспериментально осуществлена в полупроводниковых мик-

рорезонаторах. Этот тип конденсата характеризуется значительной гибридизацией экситонов с электромагнитным полем оптической частоты, очень малой массой результирующих поляритонов порядка $10^{-4}m_e$ (m_e - масса свободного электрона), а также коротким временем их жизни порядка десятков пикосекунд. Квантовая когерентность в системе поляритонов похожа на лазерную и образуется благодаря макроскопически когерентному оптическому полю.

Второй тип экситонного конденсата является БКШ-подобным, может реализовываться при достаточной плотности разноименно заряженных частиц и характеризуется наличием параметра критической температуры, при охлаждении ниже которой практически нескореллированные электроны и дырки связываются в пары [14]. Такое состояние называется экситонным изолятором, и является наиболее труднодоступным с экспериментальной точки зрения. Проблема состоит в охлаждении фотовозбуждаемой в полупроводнике и весьма плотной электрон-дырочной плазмы до достаточно низких температур, а также в наличии излучательных междузонных переходов в неравновесной системе, которые разрушают когерентность конденсата. В принципе, такие переходы могут быть существенно подавлены за счет пространственного разделения электронов и дырок (и создания таким образом не прямых экситонов) при помощи потенциального барьера, осуществленного в двойных квантовых ямах.

Сравнительно недавно в двуслойной электронной системе при полном факторе заполнения $\nu = 1$ было обнаружено новое коллективное состояние [27], которое допускает элегантную интерпретацию в терминах когерентности в системе стабильных экситонов. При охлаждении ниже некоторой кри-

тической температуры образуются скореллированные электрон-дырочные пары, составленные из частиц двух полузаполненных уровней Ландау, и таким образом данное имеет аналогии с БКШ-подобным экситонным конденсатом.

Третья возможность реализации когерентности в системе экситонов состоит в их бозе-эйнштейновской конденсации, которая происходит в газе (слабо)взаимодействующих водородоподобных экситонов при низкой плотности $na_B^D \ll 1$ [13]. В отличие от предыдущего типа конденсации, здесь не происходит образования электрон-дырочных пар ниже критической температуры, а уже существующие экситоны конденсируются в нижайшее энергетическое состояние. По сравнению с поляритонным лазером, в данном случае взаимодействие экситонов с оптическим полем не является существенным для установления когерентности в системе.

Согласно теории, возможны переходы между различными типами конденсата при варьировании определенных параметров системы. Например, трансформация БЭК-конденсата в БКШ-подобное состояние в системе фотовозбужденных экситонов может произойти при увеличении плотности частиц, в то время как переход БЭК- или БКШ-состояния в поляритонный лазер может случиться за счет увеличения числа фотонов, а также усиления взаимодействия экситонов с фотонами.

Несмотря на изобилие очень красивых теоретических предсказаний разнообразных эффектов в системе экситонов, на данный момент только явление поляритонного конденсата можно считать достаточно установленным [15] и изученным, хотя и в данном случае возникают дебаты об истинной природе когерентности [16]. Результаты экспериментальных работ о

наблюдении конденсации экситонов третьего типа [17] были впоследствии объяснены транспортом неосновных носителей заряда, порождаемых при фотовозбуждении в исходно слаболегированной квантовой яме [18]. Именно вопрос о нейтральности изучаемой системы является ключевым при обсуждении результатов экспериментов над экситонами в полупроводниковых гетероструктурах. Задача контроля концентраций электронов и дырок оказывается очень непростой, во многом из-за структурного несовершенства исследуемых квантовых ям.

В Главе 2 данной диссертации предлагается альтернативная реализация системы непрямых экситонов, основанная на разделении электронов и дырок в достаточно широкой квантовой яме при приложении сильного электрического поля. Данный объект отличается заметно лучшим качеством роста по сравнению с обычно используемыми двойными квантовыми ямами, и таким образом позволяет оценивать параметр заряда системы по спектрам фотолюминесценции. Результаты данной главы были использованы в серии последующих работ [19].

1.2. Трионы в GaAs/AlGaAs квантовых ямах

Трионами называются трехчастичные связанные электрон-дырочные комплексы в полупроводниках. Эти образования по структуре аналогичны ионизованным молекулам водорода H^- и H_2^+ : отрицательно заряженный трион X^- состоит из двух электронов и одной дырки, положительно заряженный трион X^+ состоит из двух дырок и одного электрона. Существование трионов было предсказано более 50 лет назад Лампертом [7], однако в объемных полупроводниках они никогда не были надежно идентифициро-

ваны, во многом из-за малой величины их энергии связи. Около двадцати лет назад появились первые заявления [9, 11] об обнаружении трионных состояний в квантовых ямах, где кулоновская связь между частицами оказывается существенно увеличенной по сравнению с трехмерным случаем.

По сути, ионизованные молекулы водорода и трионы являются двумя предельными случаями трехфермионной задачи, которая долгое время являлась предметом теоретических и экспериментальных исследований. Молекулы водорода характеризуются очень малым отношением масс входящих в них частиц $m_e/m_p \approx 10^{-4}$, в результате чего H^- и H_2^+ оказываются очень разными объектами. H_2^+ отличается большой энергией связи $E_B = E(H) - E(H_2^+) \approx 2.8$ эВ [20], и в нем облако единственного электрона распределено между двумя протонами. Напротив, в H^- два электрона вращаются вокруг одного протона, и отталкивание между ними в меньшей степени компенсировано их притяжением к ядру. В результате энергия связи такого образования оказывается примерно в 3.6 раз меньше. С другой стороны, трионы обладают гораздо большим отношением масс ($m_e/m_p \approx 0.15$ для объемного GaAs), и поэтому движение каких-либо частиц в этих комплексах не может быть проигнорировано в адиабатическом приближении, и трехчастичная природа триона полностью выражена.

В дальнейшем будет обсуждаться случай, когда три кулоновски взаимодействующих частицы находятся в двух измерениях, то есть заключены в квантовую яму. Большой объем теоретических работ был посвящен определению структуры и вычислению энергии связи двумерных трионов, а также сравнению полученных результатов с экспериментами [8, 21, 71–74]. В подавляющем большинстве экспериментальных работ полагалось, что

наблюдаемые в оптических спектрах состояния соответствуют свободным делокализованным трионам, и извлекаемые параметры энергии связи по этому характеризуют именно трехчастичный заряженный комплекс. С другой стороны, соображение о неизбежном несовершенстве изучаемых полупроводниковых объектов, подкрепленное оценкой реальной концентрации электрон-дырочных комплексов в яме с учетом их весьма тяжелой массы, заставляет всерьез рассмотреть возможность связывания этих образований на таких дефектах квазидвумерной системы, как флуктуации ширины квантовой ямы либо ионизованные примеси в материале полупроводника. В последнем случае трион, прикрепленный к заряженной примеси, эквивалентен экситону, связанному на нейтральной примеси. Отметим, что существование ионизованных доноров или акцепторов является обязательным условием для образования трион-подобных комплексов, так как на практике именно примеси являются поставщиком второго электрона в X^- или второй дырки в X^+ ; остальные две частицы рождаются в результате фотовозбуждения. В свою очередь, существенная локализация радикально изменяет структуру и параметры триона, как будет показано в соответствующем разделе данной диссертации, а поэтому сравнение любой теоретической модели с экспериментом должно производиться с особой тщательностью.

Трионным состояниям принято приписывать линии, детектируемые в спектрах отражения и фотолюминесценции из нелегированных и слабелегированных квантовых ям и находящиеся на 1-2 мэВ ниже перехода, соответствующего свободному экситону X [69]. Соответственно, энергетическое расщепление между этими двумя линиями отождествлялось с энер-

гией связи трехчастичного комплекса. Вопрос о том, насколько делокализованными являются такие объекты, обсуждался в нескольких работах. Одной из попыток [64] было изучение транспорта фотовозбужденных состояний в слаболегированных квантовых ямах под воздействием планарного электрического поля. Было обнаружено, что пятно эмиссии на длине волны, соответствующей рекомбинации экситонного комплекса X^- , испытывает смещение в плоскости в направлении, противоположном вектору электрического поля. Хотя этот факт был объявлен решающим и однозначным доказательством свободного движения трионов, необходимо отметить, что он не противоречит ситуации, когда приложение электрического поля приводит к срыву заряженной частицы (триона либо одного из электронов в комплексе) с ее центра локализации.

Альтернативным методом выяснения степени локализации трионов является изучение температурных зависимостей формы их линии рекомбинации в оптических спектрах [65]. Идея таких измерений основана на механизме отдачи части энергии при рекомбинации комплекса из нескольких частиц. Излучательный распад нейтральных экситонов с большим значением квазиимпульса k (обусловленным, например, их тепловым движением) оказывается запрещенным ввиду необходимости выполнения закона сохранения импульса при конверсии экситона в фотон. Существование второго электрона в свободно движущемся отрицательно заряженном экситоне (трионе) устраняет это ограничение, так как полный квазиимпульс трехчастичного комплекса может быть передан единичному электрону, остающемуся после акта рекомбинации [хотя здесь необходимо отметить, что с теоретической точки зрения в идеальной двумерной системе без дефектов

излучательная рекомбинация трионов оказывается запрещенной [70].] В результате такого процесса энергия излучаемого фотона уменьшается на величину $E = E(k)[\frac{M}{m_e} - 1]$, где $E(k)$ это кинетическая энергия триона, M его масса, и m_e это масса электрона. Подставляя $M = 2m_e + m_h$, где m_h это масса дырки, мы получаем $E = E(k)[\frac{m_h}{m_e} + 1]$. Так как $\frac{m_h}{m_e} > 3$ [66], то $E > 4E(k)$. Таким образом, разрешенный диапазон энергии рекомбинации трехчастичного комплекса оказывается существенно большим по сравнению с таковым для нейтральных экситонов. Учитывая экспоненциальное уменьшение силы осциллятора X^- -комплекса при больших k -векторах [22], можно прийти к заключению, что линия рекомбинации свободного триона должна быть асимметрично уширена в низкоэнергетическую сторону на величину 0.6 мэВ при 10 К. Этот результат противоречит экспериментальным наблюдениям, так как форма линии рекомбинации оказывается симметричной, а её ширина составляет величину около 0.4 мэВ и не зависит от температуры в диапазоне 1.5-10 К. Это разногласие указывает наводит на мысль о том, что в действительности обсуждаемая линия в спектрах люминесценции соответствует излучательной рекомбинации сильно локализованного экситонных комплексов. В этом случае, требование сохранения квазиимпульса оказывается по сути снятым, и это является причиной малой ширины линии и её нечувствительности к температуре.

Глава 3 данной диссертации описывает ещё один подход к проблеме изучения локализации трионов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs, и демонстрирует убедительные результаты в пользу предположения о связанной природе наблюдаемых комплексов. Полученные данные позволяют впервые определить параметр энергии связи свободных трионов.

1.3. Перенос заряда, индуцированный квантованием Ландау в разбалансированной двуслойной электронной системе

Расщепление квазидвумерной электронной системы на две близко расположенных подсистемы, между которыми остается существенная связь посредством туннелирования и кулоновского взаимодействия, приводит к многообразию качественно новых физических явлений, часть из которых уже была упомянута ранее: состояниям ДКЭХ с четными знаменателями [23, 24], новым ферро- и антиферромагнитным состояниям [25], электронной кристаллизации [26], явлениям межслоевой когерентности в системе стабильных экситонов при факторе заполнения $1/2+1/2$ [27]. 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.

Текущий интерес исследователей [32] [33] направлен на изучение коррелированных состояний ДКЭХ в двуслойной электронной системе, реализованной в широкой квантовой яме и находящейся вне баланса в распределении зарядов между двумя слоями. Ранее в подобных структурах наблюдались признаки гибридизации подсистем [30, 31], извлеченные из магнитотранспортных данных и заключающиеся в сочетании свойств одиночных и двойных квантовых ям. Эти наблюдения были объяснены явлением обмена зарядами между слоями, который индуцируется приложенным перпендикулярным магнитным полем. Теоретический расчет качественно

подтвердил приемлемость данной модели для объяснения полученных результатов, однако транспортные измерения не позволяют извлечь количественные характеристики этого процесса, так как они не позволяли изучать каждый слой по-отдельности. С другой стороны, изучение междузонных оптических переходов (с участием валентной зоны полупроводника) в двойных электрон-электронных системах может оказаться весьма эффективной методикой при описании явления переноса заряда. Причина состоит в том, что рекомбинация фотовозбужденных дырок происходит с электронами каждого заполненного слоя по-отдельности, поэтому спектры люминесценции позволяют извлечь такую ценную информацию, как концентрация электронов в каждой подсистеме, а также энергетическое расщепление между их нижайшими уровнями. Данный факт особенно нагляден в случае заряженной с двух сторон широкой квантовой ямы, где неравновесные дырки до процесса рекомбинации находятся в минимуме потенциальной энергии, расположенном между двумя слоями. Этот минимум образован самосогласованным потенциалом от распределенных внутри ямы электронов, ионизованных доноров в слоях легирования, а также электрических затворов. Любое перераспределение зарядов внутри ямы вызывает смещение этого минимума энергии, и таким образом приводит к перестройке спектров фотолюминесценции.

В Главе 4 описываются результаты экспериментов над разбалансированной двуслойной электрон-электронной системой, проведенные методами спектроскопии фотолюминесценции из широкой квантовой ямы, содержащей два электронных слоя у противоположных стен. Явным образом устанавливается факт об изменении энергетического профиля квантовой

ямы в зависимости от полного фактора заполнения электронов в перпендикулярном магнитном поле, и выявляется фундаментальная симметрия в особенностях соответствующего распределения заряда.

1.4. Поляризационно-разрешенная спектроскопия фотолюминесценции двумерных электронов и законы дисперсии коллективных возбуждений

Фундаментальность явлений целочисленного и дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) обусловлена специфическим устройством энергетического спектра двумерных электронов во внешнем магнитном поле, а именно возникновением соответствующих одночастичных (циклотронных либо зеемановских) и многочастичных (обусловленных кулоновским взаимодействием) щелей в спектрах. При этом отдельные моменты устройства спектров остаются неясными и до настоящего времени. В качестве примера можно упомянуть вопрос о природе дробного состояния $5/2$, для которого высказана гипотеза о БКШ-подобном спаривании композитных фермионов с результирующим возникновением щели в спектре возбуждений системы. При этом макроскопический параметр спиновой поляризации электронной системы является определяющим при выборе одного из различных теоретических сценариев такого спаривания, и экспериментальное определение этого параметра на данный момент является очень актуальной задачей физики низкоразмерных электронных систем.

Наиболее часто используемыми методиками при изучении спиновой поляризации и законов дисперсии возбуждений в системе двумерных электронов являются спектроскопия рамановского рассеяния света [34], ядер-

ный и спиновый магнитный резонанс [35], а также микроволновая спектроскопия с использованием поверхностных акустических волн [36]. Каждый из этих подходов имеет свои ограничения и потому не является универсальным, отсюда возникают потребности в альтернативных методах исследований.

Как показано в Главе 5, анализ поляризационно-разрешенных спектров люминесценции при рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками позволяет извлекать определенную информацию о нижайших возбуждениях в двумерном электронном газе в очень широком диапазоне факторов заполнения электронов в магнитном поле.

2. Исследование рекомбинации из пространственно-разделенных электрон-дырочных слоев

2.1. Объект исследований

Создание двойных электрон-дырочных систем оказывается на практике довольно сложной задачей по сравнению с выращиванием электрон-электронных объектов. Если в двойных электронных слоях с помощью селективного легирования удастся варьировать плотности электронов в каналах в широких пределах, то в первом случае проблема получения значительной концентрации электронов и дырок остается нерешенной. В условиях равновесия (без оптической накачки) при малых расстояниях между ямами ($d < 40$ нм) не удастся получать отличные от нуля равные концентрации электронов и дырок в каналах. 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. Как было показано в серии работ [48–50], любая нелегированная одиночная квантовая яма всегда содержит электронный или дырочный (в зависимости от типа остаточных примесей) канал с концентрацией $(1 - 3) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Это связано с тем, что даже в наиболее совершенных структурах GaAs/AlGaAs, барьерный слой AlGaAs всегда имеет довольно высокую объемную концентрацию остаточных примесей (около 10^{15} см^{-3}). В результате все заряды из барьерного слоя, который обычно имеет толщину 200 – 400 нм, переходят с доноров (акцепторов) из барьера в квантовую яму и образуют проводящий канал с двумерной плотностью $(1 - 4) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Аналогично, в двойных квантовых ямах, которые отличаются от одиночной только наличием тонкого барьера внутри ямы (Рис. 2.1а), следует ожидать, что в обеих ямах при фотовозбуждении будут присутствовать электронные (или дырочные) каналы. 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 широкой (ширина более 200 \AA) 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 струк-

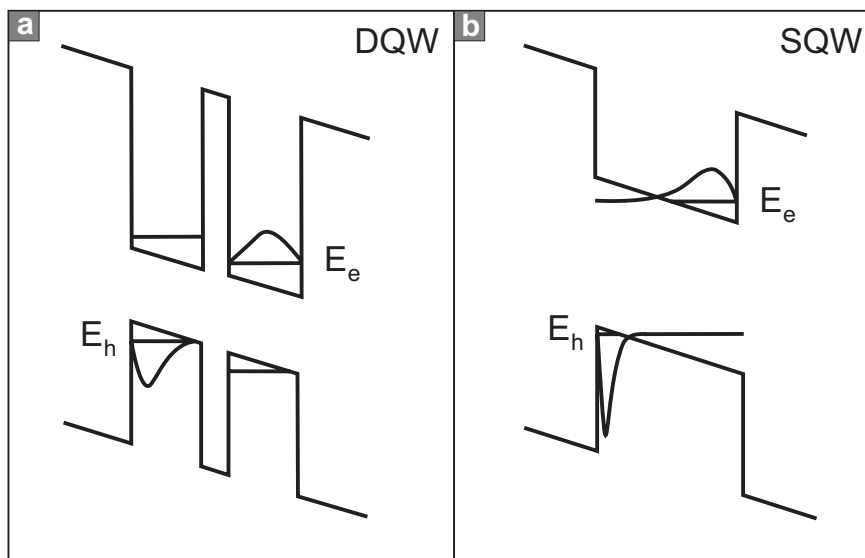


Рис. 2.1. Сравнение зонных структур двойной квантовой ямы (а) и одиночной квантовой ямы (b), помещенных во внешнее электрическое поле для создания не прямой электрон-дырочной рекомбинации. Указаны уровни размерного квантования и профили волновых функций в z-направлении для электрона и дырки.

туры (Рис. 2.1b). Электрическое поле локализует разноименно заряженные частицы вблизи противоположных стенок ямы.

2.2. Экспериментальные образцы и методика измерений

Изготовление образцов для исследования не прямой электрон-дырочной рекомбинации в широкой квантовой яме выполнялось стандартными методами фотолитографии над подложками, выращенными молекулярно-пучковой эпитаксией. Схема строения образца приведена на Рис. 2.2. 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 сильнолегирован-

ную GaAs квантовую яму, к которой впоследствии был сделан омический контакт.

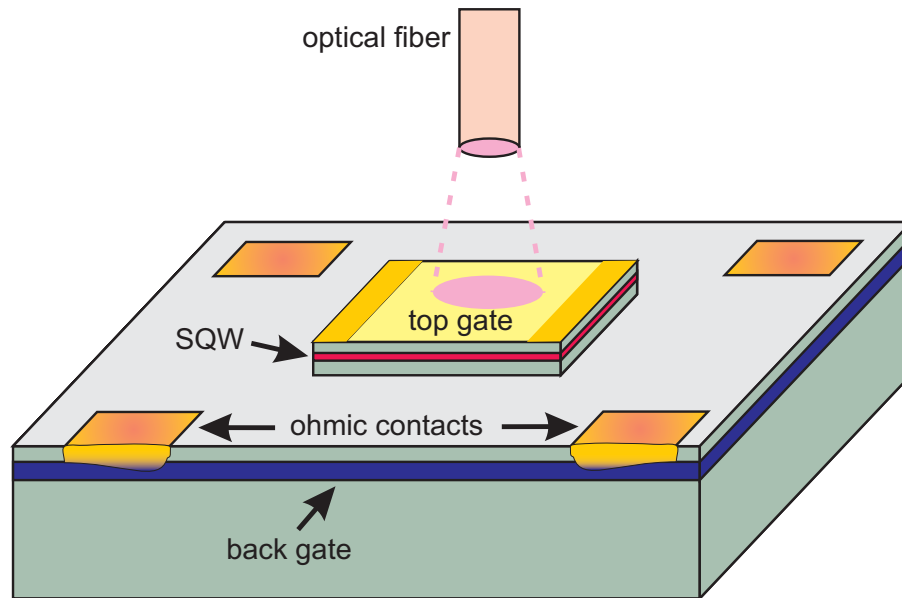


Рис. 2.2. Схематическое изображение экспериментального образца с широкой квантовой ямой для исследования непрямой электрон-дырочной рекомбинации, а также способа оптической накачки и сбора сигнала люминесценции.

2.3. Непрямая рекомбинация в одиночных квантовых ямах: перестройка энергетического спектра и контроль за зарядом системы

В данном разделе мы обсуждаем свойства спектров люминесценции из одиночных нелегированных квантовых ям, способы определения отклонения системы от нейтральности и методы контроля за ее полным зарядом. Показано, что в присутствии электрического поля, поперечного плоскости квантовой ямы, применимость этих методов сохраняется. Приведены элек-

трополевые зависимости энергий всех наблюдаемых оптических переходов в квантовой яме, обсуждены перестройка энергетического спектра и возникновение дипольного момента между электроном и дыркой. Также, произведено сравнение свойств одиночной и двойной квантовых ям, обладающих одинаковыми суммарными ширинами.

В общем случае спектр люминесценции из одиночной нелегированной квантовой ямы состоит из двух интенсивных линий - рекомбинации свободного X и связанного X_b экситонов [49], а также, при условии слабого отклонения от полной нейтральности, - линий люминесценции возбужденных состояний экситона [46]. Для квантовой ямы 250 \AA спектры люминесценции без приложенного электрического поля (в режиме flat band) и в присутствии поля показаны на рисунках 2.3 и 2.4а.

При этом мерой нейтральности системы является наличие линий возбужденных состояний и соотношение интенсивностей линий свободного и связанного экситонов: в случае полной компенсации зарядов наблюдаются хорошо выраженные линии основного и возбужденных состояний свободного экситона. При появлении избыточного числа носителей какого-либо знака усиливается линия связанного на нейтральной примеси состояния экситона [48] с одновременным подавлением интенсивности линии излучения свободного экситона и исчезновением линий от возбужденных состояний [46]. Дальнейшее увеличение концентрации избыточного заряда приводит к исчезновению линии свободного экситона, а линия связанного состояния переходит в спектр люминесценции Ферми-системы двумерных носителей заряда (Рис.2.3а). Определить знак заряда нескомпенсированных носителей для слабозаряженной системы можно по изменению спек-

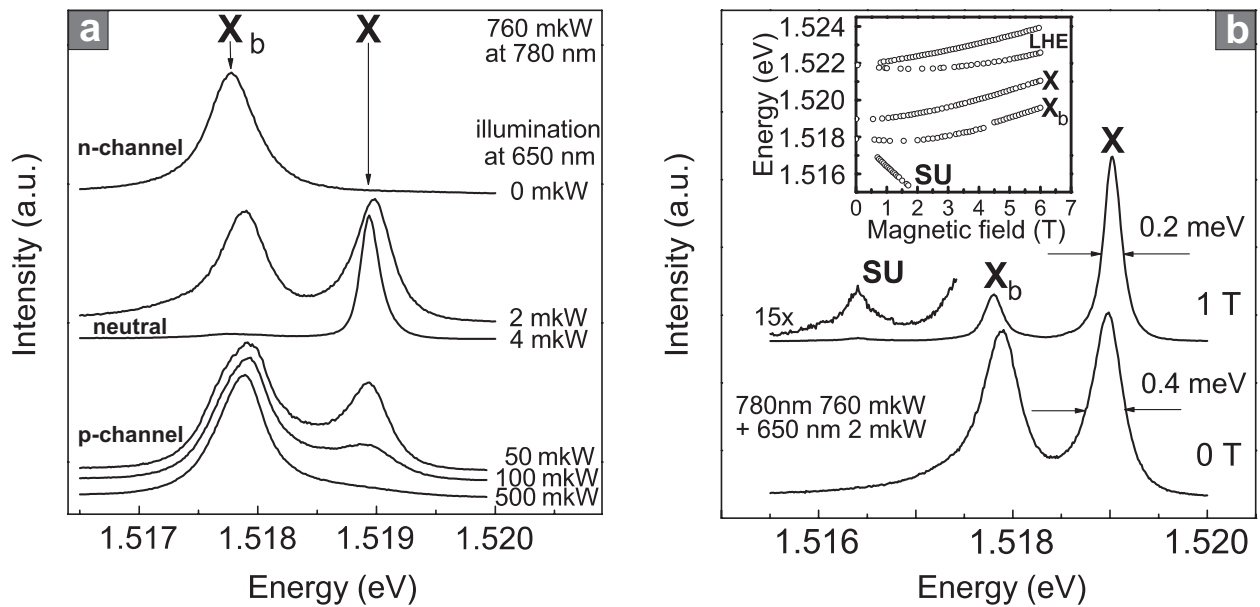


Рис. 2.3. (а) Эволюция спектров люминесценции, измеренных в одиночной квантовой яме шириной 250 \AA , при различных мощностях подсветки надбарьерным лазером; (б) Спектры люминесценции в перпендикулярном магнитном поле 1 Тесла и в нулевом магнитном поле. На вставке: магнитолевая зависимость энергий оптических переходов, отвечающих рекомбинации свободного (X) и связанного (X_b) экситонов, легкодырочного экситона (LHE), и рекомбинации с отдачей циклотронной энергии (SU). тров излучения в перпендикулярном магнитном поле: при рекомбинации связанного на нейтральной примеси экситона возможны процессы с перебросом нейтрализующей примеси частицы на вышележащие уровни Ландау, что проявляется в спектре рекомбинации в виде сателлита (shake-up) линии связанного экситона, имеющего энергию, меньшую на целое число квантов циклотронной энергии нейтрализующей частицы [50]. Таким образом, найдя эту циклотронную энергию, мы можем сказать, какие носители доминируют в нашей системе - электроны или дырки.

Осуществление контроля за заряженностью системы возможно благодаря явлению динамического экранирования примесных атомов в барьере AlGaAs [47]. При подсветке лазером с энергией фотона, близкой к ширине запрещенной зоны барьера, одна частица из рождаемой пары носителей заряда нейтрализует заряженную примесь (электрон для случая донорного легирования, дырка для случая акцепторного легирования), а другая сваливается в квантовую яму и тем самым компенсирует изначальный зарядовый разбаланс. На рисунке 1а продемонстрирована эволюция спектров люминесценции при изменении условий фотовозбуждения. Увеличение мощности накачки лазером с длиной волны 650 нм до 4 мкВт практически полностью нейтрализует систему, о чем говорит очень слабая интенсивность линии связанного экситона. При этом наличие электронного сателлита в спектрах люминесценции в перпендикулярном магнитном поле (Рис.2.3b) позволяет сделать вывод о том, что изначально (до возбуждения в барьере) в системе преобладали электроны.

Дальнейшее усиление мощности фотовозбуждения надбарьерным лазером приводит к появлению избыточных носителей заряда (наблюдается подавление линии свободного экситона), и этими носителями являются дырки, что следует из изменения свойств shake-up процессов. Относительная интенсивность линий люминесценции возбужденных состояний экситонов также отслеживает полный заряд системы: в точке нейтральности они наиболее выражены.

Представляется уместным сравнить спектры люминесценции из исследованной одиночной квантовой ямы шириной 250 Å и двойной квантовой ямы с ширинами отдельных ям 120 Å и барьера 12 Å в близких элек-

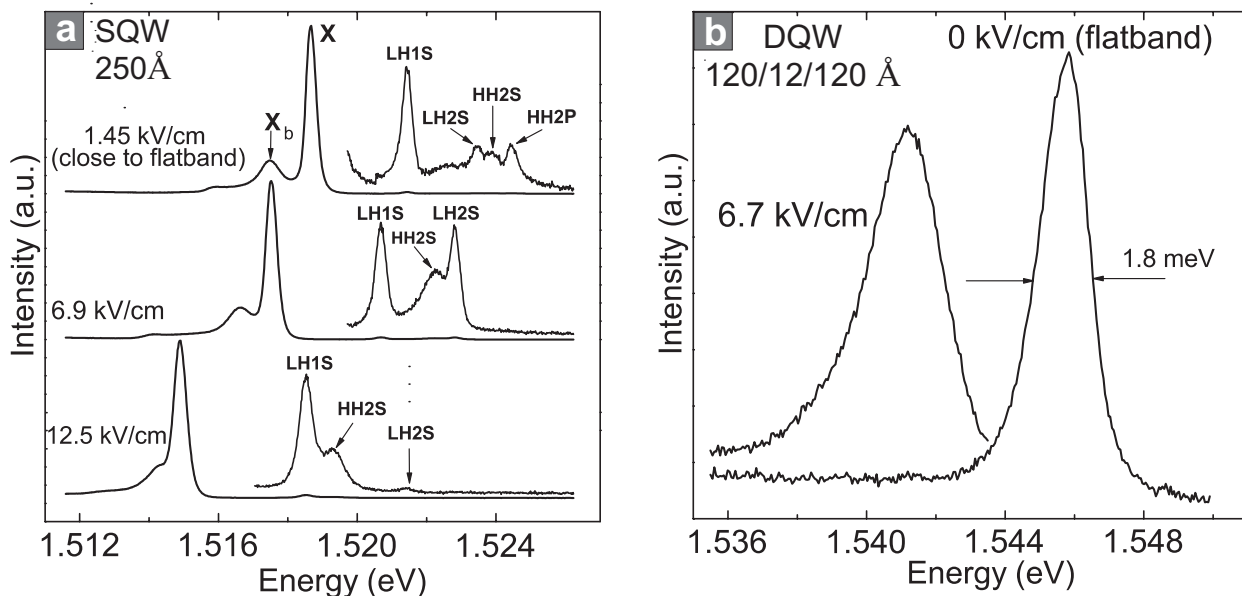


Рис. 2.4. (а) Спектры непрямой электронно-дырочной рекомбинации, возникающей в одиночной квантовой яме шириной 250 \AA в электрических полях 1.5 кВ/см , 6.9 кВ/см и 12.5 кВ/см ; (б) Спектры непрямой электронно-дырочной рекомбинации, возникающей в двойной квантовой яме с ширинами отдельных ям 120 \AA и барьером 12 \AA в электрических полях 0 кВ/см и 6.7 кВ/см .

трических полях. Отметим, что обе структуры были выращены последовательно на одной и той же МВЕ-машине, 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. 2.4а). Характерные ширины линий из одиночной квантовой ямы составляли $0.2 - 0.4 \text{ мэВ}$, в то время как для двойной квантовой ямы эта величина была $1.8 - 2.2 \text{ мэВ}$. Поскольку эти две структуры отличаются исключительно наличием тонкого

барьера в середине ямы, можно заключить, что ширина линии люминесценции из двойной ямы (Рис. 2.4b) 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 свободного и связанного экситонов.

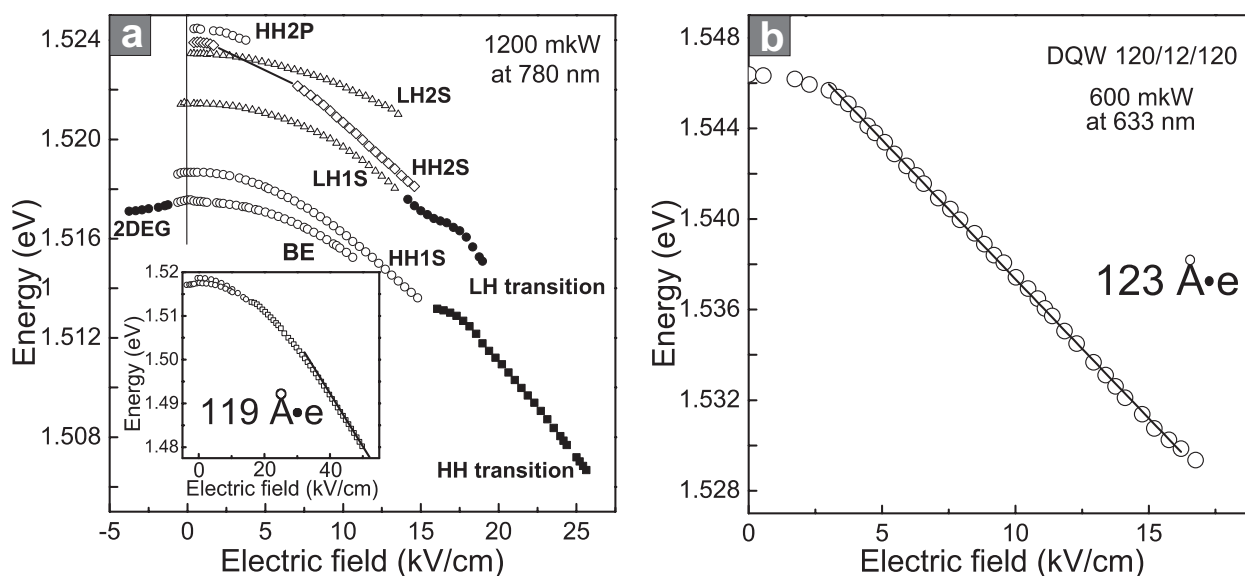


Рис. 2.5. (а) Электрополевая зависимость энергий оптических переходов при рекомбинации связанного экситона, основных и возбужденных состояний свободных тяжелодырочных и легкодырочных экситонов, а также двумерного электронного газа 2DEG, и тяжелодырочных (HH transition) и легкодырочных (LH transition) переходов при рекомбинации дырочного канала; (b) Электрополевая зависимость энергии непрямой рекомбинации в двойной квантовой яме $120/12/120 \text{ \AA}$.

Электрополевые зависимости положений всех линий люминесценции из одиночной квантовой ямы показаны на рисунке 2.5а. Для всех состоя-

ний наблюдается сильный спектральный сдвиг в сторону меньших энергий по мере увеличения электрического поля. При этом зависимость для легкодырочных состояний непрямого экситона оказывается слабее, чем для тяжелодырочных экситонных состояний, что объясняется меньшей массой легкой дырки (в направлении роста структуры) и как следствие ее большей энергией размерного квантования в яме, приводящей к менее выраженному эффекту Штарка в условиях квантового ограничения. Отметим, что этот факт позволяет с легкостью классифицировать ту или иную линию в семействе возбужденных состояний непрямого экситона либо как состояние с тяжелой дыркой, либо как состояние с легкой дыркой, что раньше осуществлялось только по магнитополевым зависимостям в перпендикулярном поле [48]. Появление и исчезновение линий возбужденных состояний не прямых экситонов в спектрах при изменении напряжения между затворами говорит о том, что при вариации напряженности электрического поля происходит изменение концентраций носителей заряда в яме. При напряженностях электрического поля меньше -2 кВ/см концентрация электронов возрастает до величин порядка 10^{11} см $^{-2}$, что сопровождается появлением уровней Ландау в спектрах люминесценции в перпендикулярном магнитном поле и позволяет определить электронную плотность (рис. 2.6а). В полях от -2 кВ/см до 2 кВ/см происходит модификация спектра люминесценции от слабозаряженной системы к спектру нейтральной: обнаруживаются линии, соответствующие линиям свободного и связанного экситона, и в перпендикулярном магнитном поле появляется линия электронного сателлита. Опираясь на результаты предыдущих работ [46], мы оцениваем плотность избыточных носителей заряда как -4×10^9 см $^{-2}$ при

напряженности поля около 0 кВ/см , когда происходит появление возбужденных состояний при переходе из плотного электронного канала. Максимум интенсивности рекомбинации из возбужденных экситонных состояний в поле 5 кВ/см позволяет сделать утверждение о полной нейтральности системы при этом значении напряженности. В поле 17.5 кВ/см происходит исчезновение линий возбужденных состояний при переходе в плотный дырочный канал плотности порядка $+5 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$. На рисунке 2.6b показана измеренная зависимость концентрации избыточных носителей в яме от напряженности электрического поля. Видно, что концентрация носителей заряда в яме зависит не только от интенсивности надбарьерного фотовозбуждения, но и от напряжения между затворами.

На вставке к рисунку 2.5а показана зависимость спектрального положения линий люминесценции от напряженности электрического поля, измеренная вплоть до полей 50 кВ/см . Наклон кривой электрополевой зависимости позволяет оценить дипольный момент, возникающий между рекомбинирующими электроном и дыркой при их пространственном разделении, при каждом значении электрического поля, и соответствует расстоянию около 120 \AA между электроном и дыркой при значениях напряженности около 50 кВ/см . Данное значение хорошо соотносится с теоретическими предсказаниями работы [62].

На рисунке 2.5ab приведена аналогичная зависимость в случае не прямой электрон-дырочной рекомбинации в двойной квантовой яме. Естественно, в этом случае зависимость несколько более сильная, и выход на линейный участок наблюдается начиная с малых значений полей, при этом величина наклона кривой на линейном участке соответствует расстоянию

123 Å между рекомбинирующими электроном и дыркой, что хорошо согласуется с расстоянием между серединами соседних ям (132 Å). Отметим, что 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 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.

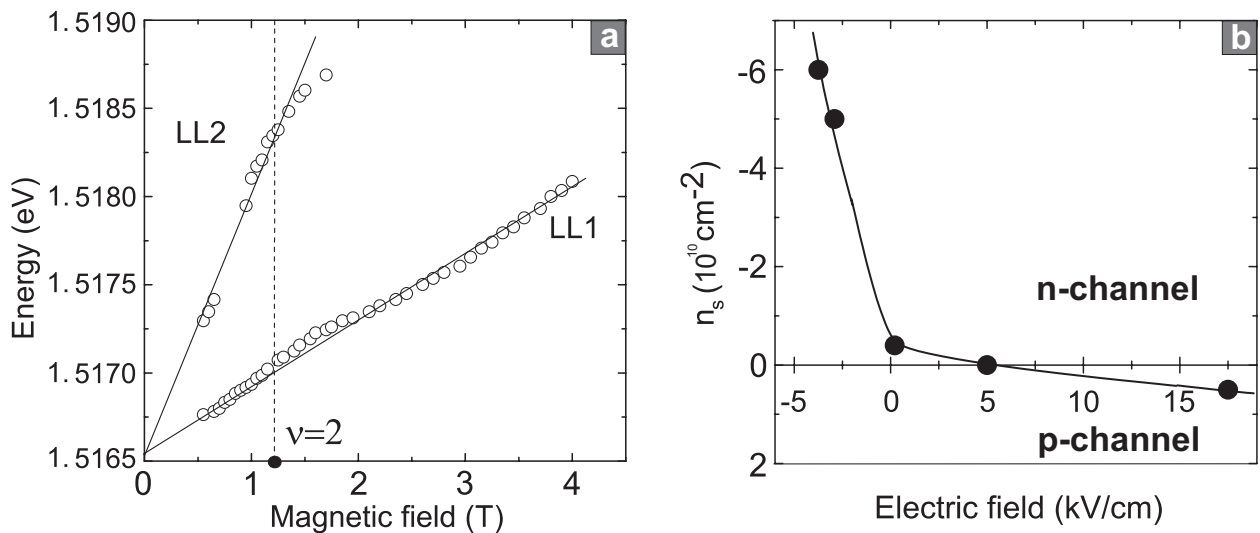


Рис. 2.6. (а) Расщепление на электронные уровни Ландау в перпендикулярном магнитном поле, наблюдающееся в спектре люминесценции при напряженности электрического поля -3.8 кВ/см; (б) Зависимость концентрации избыточных носителей в яме от напряженности электрического поля.

2.4. Кинетика непрямой электрон-дырочной рекомбинации в одиночной квантовой яме в присутствии электрического поля

Для экспериментального наблюдения таких событий, как сверхтекучесть и сверхпроводимость [42, 43, 51], Бозе-конденсация и макроскопическая квантовая когерентность [44, 45], требуется, помимо создания достаточно высоких концентраций электронов и дырок, эффективное охлаждение исследуемых объектов до как можно более низких температур. Однако достаточных плотностей носителей заряда противоположного знака в близко расположенных слоях удается достичь только в неравновесных условиях при фотовозбуждении лазером, при этом естественным образом возникают вопросы о реальной температуре в слоях и о возможном перегреве системы, особенно в экспериментах при очень низких температурах порядка десятков милликельвинов. Возможным решением проблемы создания и изучения плотных электрон-дырочных слоев, охлажденных до температуры $T \approx 50 - 100$ мК, является метод с импульсным фотовозбуждением, когда наблюдение за системой производится с временной задержкой после разогревающего лазерного импульса. При этом неравновесные концентрации электронов и дырок определяются уровнем накачки, а их термализация обеспечивается большим временем жизни по сравнению с временами энергетической релаксации. Для достижения фотовозбужденными носителями температур порядка 100 мК необходимо, чтобы их времена жизни были масштаба 1 мкс и больше [58]. Подавляющее большинство исследований двойных электрон-дырочных слоев производилось в двойных кванто-

вых ямах, где, за счет наличия барьера между ямами, при прикладывании электрического поля можно достичь времен излучательной рекомбинации вплоть до сотен наносекунд [57, 60, 61], однако даже такое увеличение времени жизни слоев на два порядка по сравнению со временем жизни электрона и дырки в одном слое не гарантирует необходимого охлаждения. В этом разделе демонстрируется, что в широкой одиночной квантовой яме в сильном электрическом поле оказывается возможным создание электрон-дырочных слоев со временами излучательной рекомбинации порядка нескольких десятков микросекунд, что открывает перспективы для исследований таких объектов при ультранизких температурах.

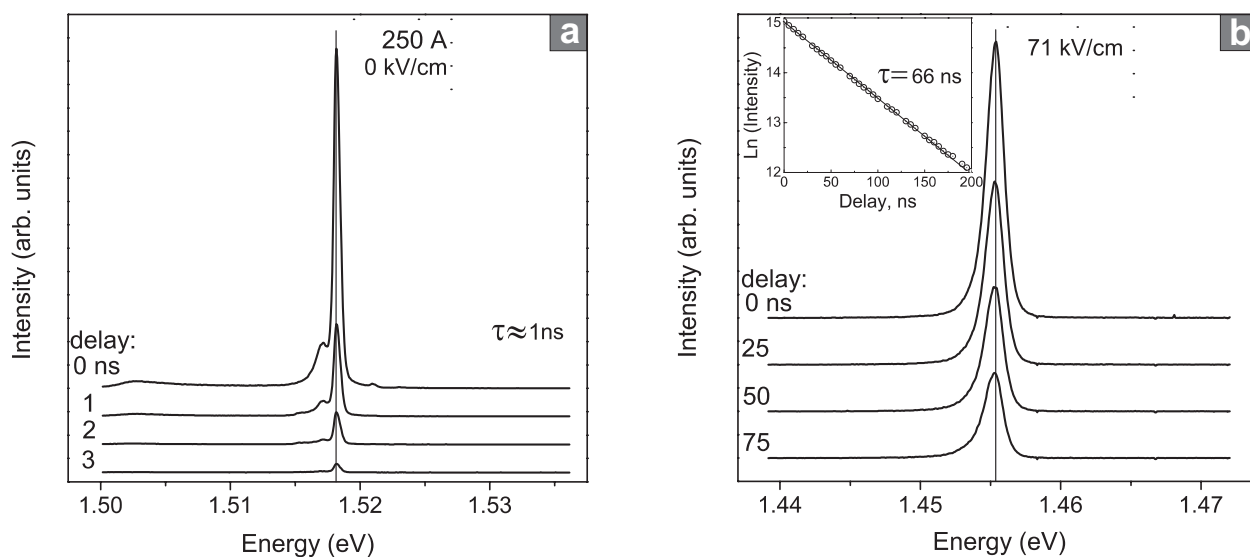


Рис. 2.7. Спектры люминесценции, измеренные в квантовой яме шириной 250 Å при двух значениях приложенного электрического поля, при различных задержках после лазерного импульса. На вставке: зависимость интегральной интенсивности линии непрямой рекомбинации от временной задержки.

Известно, что увеличение времени электрон-дырочной рекомбинации

в двойных слоях вызвано уменьшением перекрытия волновых функций рекомбинирующих частиц. В системе двойных квантовых ям это обеспечивается, в основном, барьером, встроенным между соседними ямами. В одиночной квантовой яме пространственное разнесение электрона и дырки осуществляется прикладыванием электрического поля в направлении, перпендикулярном плоскости ямы (схема на рис.5). Начиная с некоторого значения напряженности поля E , электрическая длина $L = \lambda \left(\frac{\hbar^2}{2meE} \right)^{\frac{1}{3}}$, соответствующая расстоянию между точками поворота траектории классической частицы в треугольном потенциале, становится меньше ширины ямы (для дырки это событие происходит при меньшем значении напряженности по сравнению с электроном, так как ее масса больше). Здесь m и e - масса и заряд частицы, $\lambda = 2.338$ - первый ноль функции Эйри. При дальнейшем увеличении электрического поля локализация частицы возле одной стенки ямы также увеличивается, и электрон или дырка все меньше и меньше „чувствует“ наличие другой стенки. Поэтому в достаточно сильных электрических полях рекомбинирующие частицы можно считать заключенными в z -направлении в эффективно треугольном потенциале с бесконечно высоким барьером с одной стороны. А для такой модели решения уравнения Шредингера хорошо известны - волновые функции частиц есть функции Эйри [52], экспоненциально исчезающие при переходе за точку поворота на „стенке“, образованной электрическим полем. Так что при больших напряженностях поля следует ожидать экспоненциально малого перекрытия волновых функций электрона и дырки, что естественным образом влечет за собой экспоненциальное возрастание времени рекомбинации. Зависимость матричного элемента соответствующего излучательного

перехода от перекрытия волновых функций можно записать в виде [53]

$$\Gamma = \Gamma_0(E) \left| \int dz \Psi_e(z) \Psi_h(z) \right|^2,$$

где $\Psi_e(z)$ и $\Psi_h(z)$ - волновые функции электрона и дырки в z-направлении, соответственно, $\Gamma_0(E)$ - величина соответствующей размерности, слабо (по сравнению с ведущей зависимостью, содержащейся в интеграле перекрытия) меняющаяся с электрическим полем. Поэтому для времени излучательной рекомбинации получаем

$$\tau = \frac{\tau_0}{\left| \int dz \Psi_e(z) \Psi_h(z) \right|^2} \quad (1).$$

Приняв массы электрона и дырки в z-направлении равными $m_e = 0.067m$, $m_h = 0.45m$ соответственно, где m - масса свободного электрона, мы оставляем в этой формуле только один, подгоночный, параметр τ_0 , выбор которого тем не менее не изменяет вид полной зависимости. Значение τ_0 - времени излучательной рекомбинации в квантовой яме без внешнего электрического поля - многократно измерялось экспериментально и обсуждалось теоретически. Опыт дает величины порядка сотен пикосекунд до одной наносекунды [54], в то время как в различных теоретических моделях получаемые значения находятся в диапазоне от десятков до сотен пикосекунд [55]. Предсказываемое время рекомбинации электрона и дырки в идеальной квантовой яме оказывается масштаба 30 пс [56], однако учтывание локализации частиц на различных дефектах, обусловленных флуктуацией ширины ямы или удаленной заряженной примесью, приводит к увеличению расчетной величины времени жизни до значений 100-200 пс в зависимости от длины локализации, ширины ямы и прочих закладываемых параметров [55]. Специально заметим, что приведенное рассмотрение

пригодно для описания не только нейтральной системы разреженных слоев электронов и дырок, но и слабозаряженных систем.

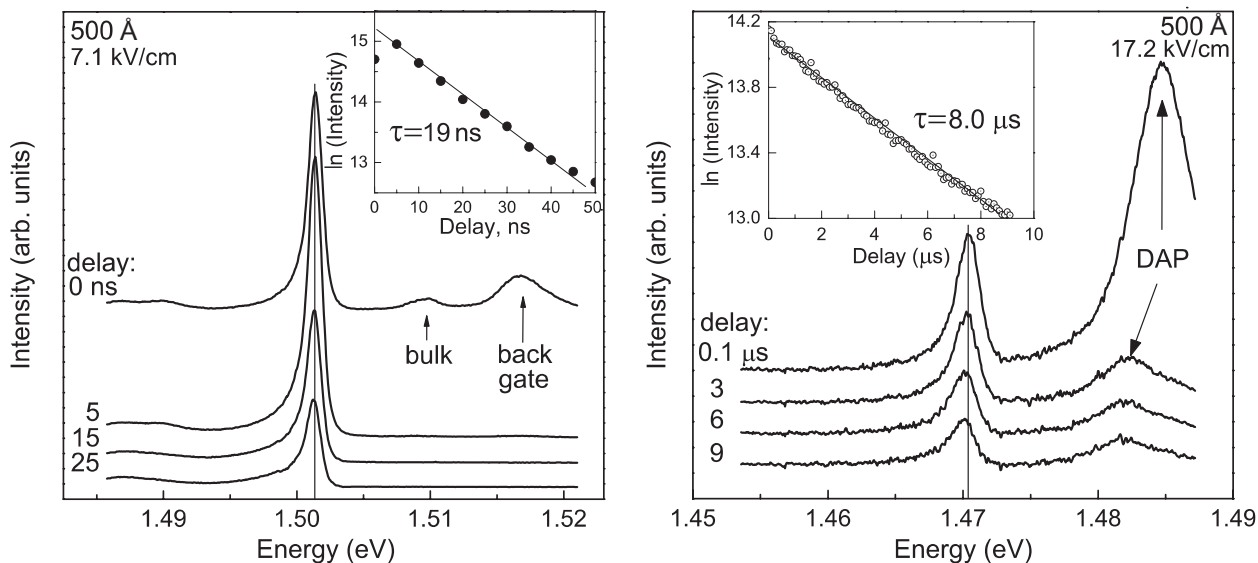


Рис. 2.8. Спектры люминесценции из ямы шириной 500 Å для двух значений электрического поля и при различных задержках после импульса накачки. Отмечены линии люминесценции из нижнего затвора (back gate), а также объемных междузонной (bulk) и донорно-акцепторной (DAP) рекомбинации.

Как уже было обсуждено, по мере прикладывания электрического поля линии люминесценции из квантовых ям претерпевают сильный спектральный сдвиг в сторону меньших энергий. Наклоны кривых электрополовой зависимости энергии рекомбинации позволяют оценить дипольный момент между электроном и дыркой, и соответствуют расстояниям между рекомбинирующими частицами около 330 Å и 240 Å для ям шириной 500 и 400 Å в полях больше 20 кВ/см, соответственно, и расстоянию около 120 Å для ямы шириной 250 Å при значениях напряженности поля больше 50 кВ/см.

Примеры экспериментальных спектров из квантовых ям ширинами 250 и 500 Å при нескольких значениях электрического поля показаны на рисунках 2.7 и 2.8. Эти спектры сняты при различных временных задержках от лазерного импульса. Везде интересующая нас линия не прямой электрон-дырочной рекомбинации размещена в центре рисунков. На спектрах Рис.2.8 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). Отметим, что при сильных перекосах зон электрическим полем энергия излучаемых фотонов претерпевает в процессе рекомбинации небольшой сдвиг в меньшие значения на величины порядка 0.2-0.4 мэВ. Это можно объяснить изменением (уменьшением) во времени токов, протекающих через образец, что приводит к увеличению эффективного электрического поля внутри квантовой ямы.

Обсуждения заслуживает явление монотонного (по мере прикладывания электрического поля) увеличения ширины линий люминесценций из самой узкой ямы от минимального значения 0.4 мэВ до величин порядка 1.5 мэВ в поле 70 кВ/см, как можно увидеть из спектров Рис.2.7. Такое поведение можно объяснить либо неоднородностью создаваемого электрического поля вдоль поверхности образца, что приводит к различным штарковским сдвигам уровней энергий электрона и дырки в различных точках структуры, либо изменением темновой плотности зарядов в яме при вариации электрического поля с переходом к случаю заряженных электрон-дырочных слоев. В последнем случае ширину линии определяет фермиев-

ская энергия преобладающих в системе частиц.

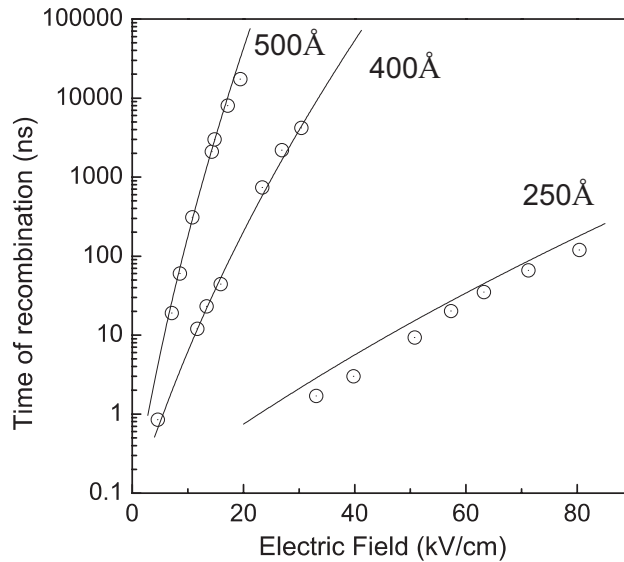


Рис. 2.9. Зависимости времени рекомбинации от приложенного электрического поля для трех исследованных образцов. Сплошные кривые соответствуют предсказаниям обсуждаемой в тексте простейшей теоретической модели.

Зависимость интегральной интенсивности наблюдаемой линии от задержки с момента световой накачки позволяет определить время рекомбинации, как это показано на вставках к Рис.2.7 и 2.8. Результаты измерения кинетики люминесценции в различных электрических полях для всех трех образцов показаны точками на рисунке 2.9. Там же представлены зависимости, полученные из (1), если принять величину τ_0 равной 150 пс. Отметим очень хорошее согласие экспериментальных точек с результатами предложенной модели. Как мы видим, яма шириной 500 Å позволяет достигать существенных времен рекомбинации порядка десятков микросекунд уже в умеренно сильных электрических полях масштаба 20 кВ/см. Такие медленные кинетики безусловно позволяют, во-первых, достигать значительных

концентраций носителей заряда величины $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при низких плотностях мощности накачки и, во-вторых, обеспечивают эффективное послепульсное охлаждение рождаемых электронов и дырок до очень низких температур решетки порядка десятков милликельвинов.

На практике, помимо канала излучательной рекомбинации электронов и дырок, определенную роль может играть и канал безызлучательной рекомбинации, существование которого может являться серьезным препятствием на пути получения больших концентраций в электрон-дырочных слоях. Вклад процессов темновой рекомбинации проявляется при достижении больших времен излучения, и заключается в уменьшении интегральной интенсивности люминесценции, когда время излучательной рекомбинации начинает превышать время безызлучательного ухода. На опыте для самой широкой ямы интегральная интенсивность (в условиях непрерывной накачки) линии люминесценции начинает заметно падать при увеличении напряженности электрического поля, начиная с его значения 14 кВ/см . Поскольку при 14 кВ/см время излучательной рекомбинации в яме 500 \AA равно 2 мкс (Рис.2.9), оценка времени безызлучательной рекомбинации в наших структурах составляет величину порядка нескольких микросекунд. Отметим, что этот параметр является доступным для контроля и улучшения: чем чище и качественнее структура, тем меньше в ней концентрация примесных центров, на которых осуществляется темновая рекомбинация, и тем больше характерное время этого процесса.

2.5. Исследование спектров люминесценции с пространственным разрешением

Как было обсуждено в предыдущих разделах, прикладывание электрического поля приводит к существенному уширению линий в спектрах люминесценции. В качестве возможных причин такого поведения приводились: 1) неоднородность прикладываемого электрического поля и 2) переход к случаю заряженных электрон-дырочных слоёв за счет существенного накопления темновой плотности носителей заряда, когда ширина линии электрон-дырочной рекомбинации определяется фермиевской энергией преобладающих в системе частиц.

Для наблюдения возможной неоднородности электрического поля был поставлен эксперимент, позволяющий исследовать спектры люминесценции с пространственным разрешением 5 мкм по поверхности образца. В качестве накачивающего и собирающего световода на этот раз использовался многожильный световод с диаметром отдельных жил 5 мкм, и общим диаметром 0.4 мм. Один его торец подводился практически вплотную к меже образца с квантовой ямой 250 \AA , изображение другого торца рисовалось с увеличением 20 на расположенную вертикально входную щель спектрометра (рис.2.10).

Таким образом, на матрице CCD на каждой горизонтальной линейке пикселей регистрировался спектр из соответствующей по вертикали области изображения торца световода. Двигая изображение относительно щели, можно получать спектры люминесценции со всей площади образца, захватываемой световодом. Накачка осуществлялась лазерным пятном (длина

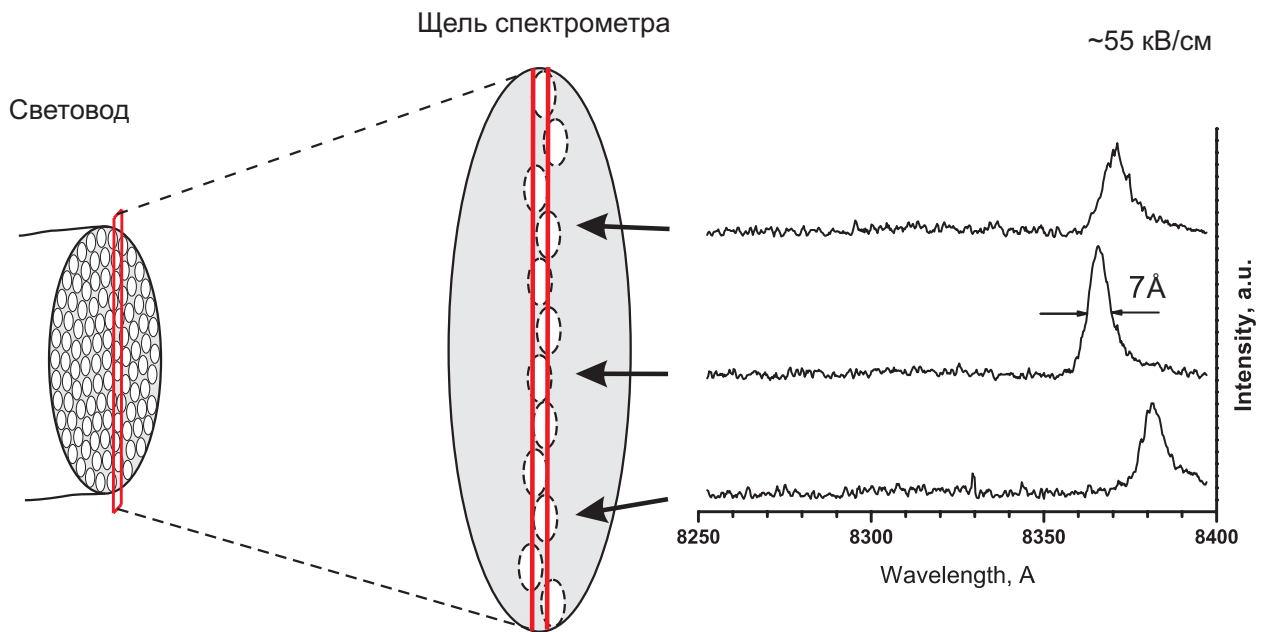


Рис. 2.10. Схема эксперимента с пространственным разрешением спектров люминесценции. Спектры соответствуют данным рисунка 2.11.

волны света 633 нм) диаметром около 1 мм в плоскости торца световода.

На рисунке 2.11 показаны в псевдоцветном представлении примеры спектров люминесценции с определенного участка образца. Верхняя картина соответствует слабому приложенному полю; линия рекомбинации из ямы 250 \AA находится приблизительно на 8160 \AA , на 8240 \AA находится линия люминесценции из заднего затвора. Яркие пятна по вертикальной оси соответствуют отдельным пятимикронным жилам световода. Нижняя картина демонстрирует пространственную неоднородность электрического поля при напряжении, отвечающем электрическому полю около 55 кВ/см .

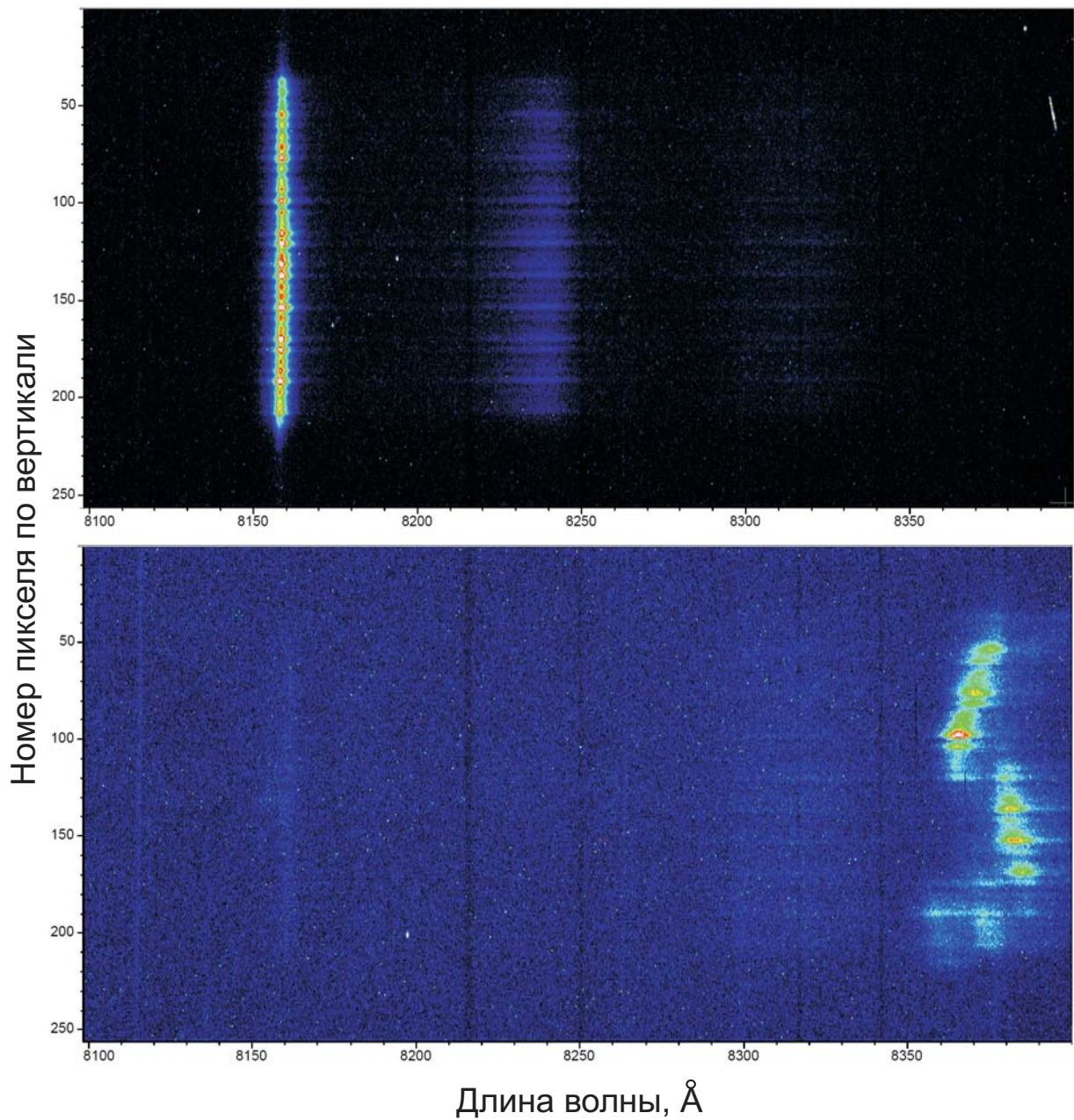


Рис. 2.11. Пример неоднородности электрического поля вдоль поверхности образца с квантовой ямой 250 Å. Верхняя картинка соответствует слабому приложенному полю (flat band; интересующая нас линия находится на 8160 Å), нижняя картинка отвечает полю около 55 кВ/см.

3. Экситонные комплексы в квантовых ямах: исследование локализации трионов и определение их энергии связи

Аналогом атома водорода является экситон - коллективное возбуждение в полупроводнике, являющееся связанным состоянием свободных электрона и дырки. Более сложные образования, такие как молекулы H^- and H_2^+ , также имеют свои подобию - трехчастичные комплексы, названные положительно и отрицательно заряженными экситонами (трионами). В отличие от нейтральных экситонов, такие объекты не были надежно идентифицированы в объемных полупроводниках, во многом из-за слишком малой их энергии связи. Развитие технологий создания двумерных электронных систем проявило определенные надежды в вопросе наблюдения трионов, так как в условиях пониженной размерности они должны обладать большей энергией связи. В работе [9] было впервые заявлено о наблюдении состояний отрицательно заряженных экситонов в спектрах отражения и люминесценции из квантовых ям $CdTe/Cd_{1-x}Zn_xTe$. Обсуждаемым состояниям приписывалась спектральная линия, находящаяся по энергии ниже линии люминесценции/поглощения свободного экситона. Однако вслед за этими заявлениями стала активно обсуждаться степень локализации данных комплексов [63] [65]. 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/Al_{0.3}Ga_{0.7}As ширинами 200 и 300 Å. В легированных структурах δ-слой доноров (кремний) был расположен на расстоянии 20-700 Å от квантовой ямы. Измерения фотолюминесценции были выполнены при температуре 1.5 К внутри гелиевого криостата, оснащенного сверхпроводящим соленоидом. Оптическое возбуждение осуществлялось излучением титан-сапфирового лазера, которое доставлялось к образцу с помощью кварцевого световода диаметром 0.4 мм. Этот же световод служил для сбора сигнала люминесценции, который затем анализировался CCD-камерой на выходе монохроматора.

Задача роста гетероструктур, которые содержали бы пренебрежимо малое число остаточных примесей, на данный момент оказывается нерешенной даже самыми совершенными методами молекулярно-пучковой эпитаксии. Материал барьера всегда содержит порядка 10^{15} примесных атомов в 1 см^3 , что приводит к возникновению двумерного канала носите-

лей заряда. Обычно толщина барьеров составляет величину 200-400 нм, и это значение определяет характерный масштаб плотностей заряда на гетероинтерфейсе в 10^{10} см^{-2} . Этот момент всегда должен приниматься во внимание при обсуждении свойств номинально нелегированных структур. Конечно, иногда оказывается возможным управлять плотностью заряда в квантовой яме с помощью эффекта фотообеднения, однако без таких специальных мер ни одна квантовая яма не может считаться полностью нейтральной. Поэтому типичный спектр люминесценции даже из номинально нелегированной квантовой ямы GaAs почти всегда содержит две интенсивные линии, отвечающие рекомбинации свободных экситонов (X) и так называемых заряженных экситонов (X^- или X^+ в зависимости от знака остаточного заряда [68]; в дальнейшем будет описан способ различения этих двух состояний по их поведению в магнитном поле). Разница между энергиями этих линий является энергией связи экситонного комплекса [69], и именно на этот параметр существенное влияние оказывало бы наличие дополнительной локализации на заряженных примесях.

Если мы поместим разреженный слой доноров (в обсуждаемом случае - атомы кремния) на некотором расстоянии от квантовой ямы, переход электронов в квантовую яму вызовет ионизацию доноров. Поэтому можно ожидать, что какая-то часть отрицательно заряженных экситонов окажется локализованной на образовавшихся зарядовых центрах, и этот процесс может проявиться в спектрах фотолюминесценции.

На рис.3.1 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 до-

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 её интенсивность монотонно растет с уровнем легирования. Отмеченные свойства позволяют с уверенностью сделать вывод о том, что ранее приписываемое свободным трионам X^- -состояние в действительности отвечает комплексам, сильно локализованным на противоположно заряженной примеси (эквивалентным описанием является картина нейтрального экситона, связанного на нейтральной примеси).

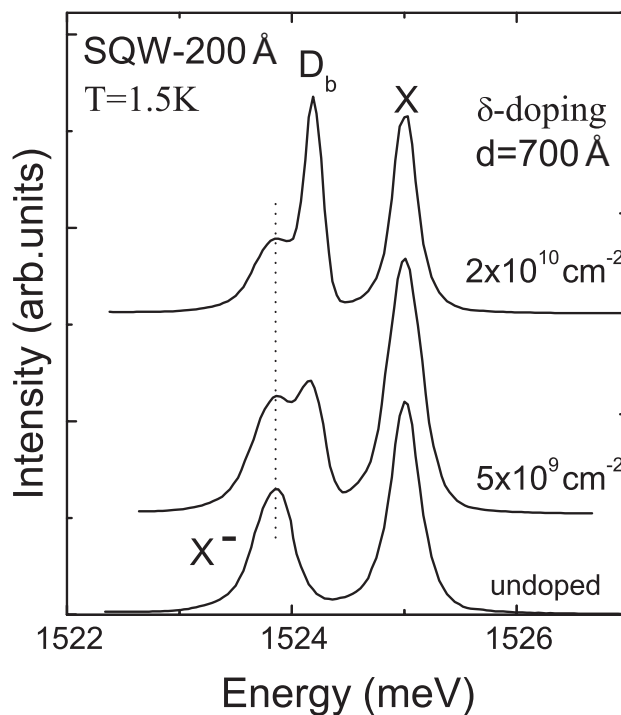


Рис. 3.1. Эффект от внедрения удаленного разреженного слоя доноров на спектры фотолюминесценции из квантовой ямы шириной 200 \AA , при трех уровнях легирования. Контролируемое добавление центров локализации приводит к появлению новой линии D_b в спектрах.

Действительно, монотонный рост интенсивности новой линии подтверждает её связь с внедренным легированием. Поэтому оказывается логичным вывод о соответствии данной линии некоторому локализованному на заряженной примеси состоянию заряженного экситона. Однако её спектральная позиция противоречит предположению о том, что линия X^- соответствует свободному триону, так как в этом случае свободное состояние X^- оказывается энергетически более выгодным, чем связанное состояние D_b . Единственное объяснение наблюдаемым спектрам состоит в следующем: оптически детектируемое состояние X^- отвечает рекомбинации заряженных экситонов, которые связаны на ионизованных донорах, расположенных в материале барьера достаточно близко от квантовой ямы и связывающих трионы сильнее, чем доноры в намеренно организованном слое легирования. Меньшая ширина линии D_b объясняется в этой модели более упорядоченным расположением соответствующих примесей в направлении роста структуры.

Поведение линий X^- и D_b в магнитном поле также подтверждает их общую природу. Хорошо известно, что приложение магнитного поля, перпендикулярного плоскости квантовой ямы, приводит к появлению низкоэнергетического сателлита линии X^- в спектрах фотолюминесценции [10]. Механизм этого дополнительного канала рекомбинации (называемого также „шейк-ап процессом“) заключается в возможности радиационных распадов электрон-дырочного комплекса, приводящим к различным конечным состояниям остающихся после рекомбинации частиц. В случае отрицательно заряженного экситона, связанного на заряженном доноре, в качестве конечных необходимо рассматривать состояния нейтрального донора

(нейтрализующей частицей оказывается оставшийся после рекомбинации комплекса второй электрон). Таким образом, испущенный фотон согласно закону сохранения энергии является чувствительным пробником конечного состояния системы. Приложение перпендикулярного магнитного поля достаточной напряженности (более 1Т) приводит к реорганизации энергетических уровней нейтрального донора в дискретную лестницу уровней Ландау для электрона, с небольшими поправками от притягивающего потенциала атома донора. Поэтому данный электрон имеет возможность либо остаться на своем нижайшем уровне Ландау, или быть переброшенным через один или несколько уровней. В оптических спектрах такой процесс проявляется в виде слабой линии, смещенной от X^- -линии на целое число квантов циклотронной энергии. Именно это экспериментальное наблюдение явилось фундаментальным фактом для подтверждения многочастичной природы X^- , а затем и X^+ -состояний. Величина сдвига энергии шейк-ап сателлита относительно линии X^- определяется циклотронной энергией соответствующей частицы комплекса (электрона или дырки), и таким образом однозначно идентифицирует тип остаточного заряда в квантовой яме. [Специально отметим, что с теоретической точки зрения в идеальной двумерной системе без дефектов оказываются запрещенными как и шейк-ап процессы, так и сама излучательная рекомбинация трионов [70].]

Обсуждаемые образцы были исследованы на предмет наличия данной линии в магнитных полях до 7 Т. Рисунок 3.2 явно показывает наличие идентичных шейк-ап сателлитов от обеих линий X^- и D_b , таким образом подтверждая их общую физическую природу.

Следующий экспериментальный факт в пользу приведенной картины

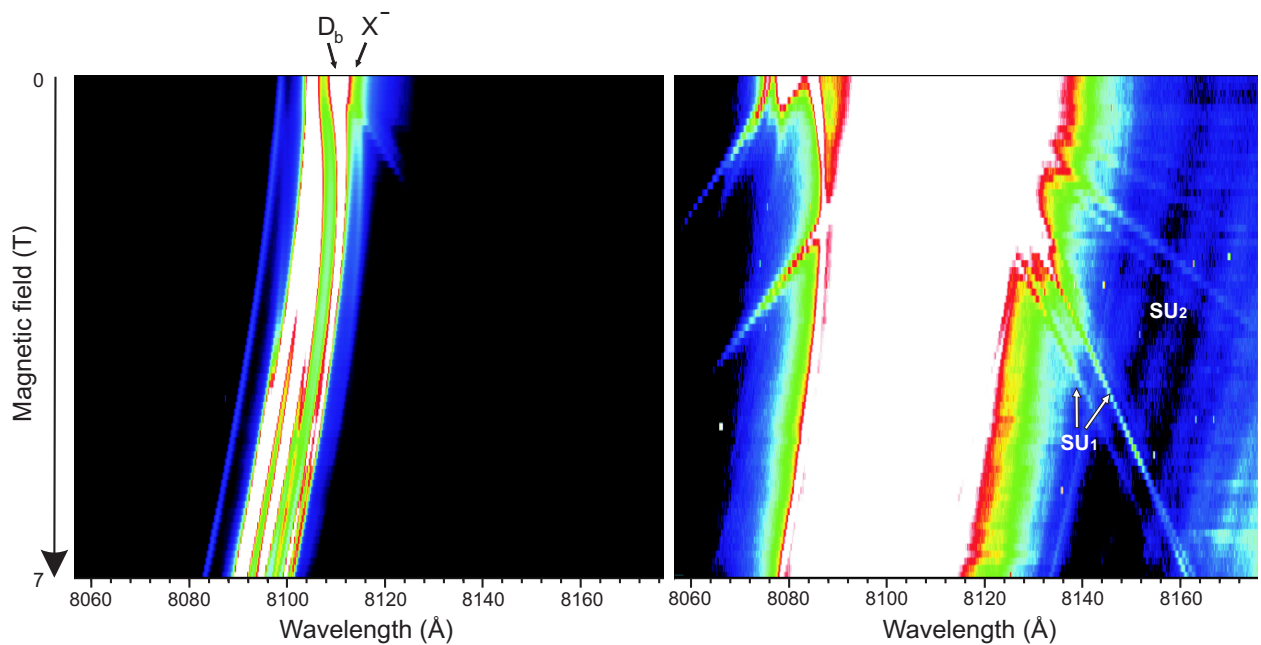


Рис. 3.2. Спектры магнитофотолюминесценции (представленные в псевдоцветном изображении) из квантовой ямы шириной 300 \AA со слоем легирования на расстоянии 300 \AA , снятые в магнитном поле 0-7 Т. Обе части рисунка представляют один и тот же набор данных, приведенный в разных диапазонах интенсивности. Левая часть демонстрирует наиболее выраженные линии в спектрах, такие как X , X^- и D_b . В то же время на правой части видны проявления шейк-ап сателлитов от обеих линий X^- и D_b . Серии шейк-апов $SU1$ и $SU2$ соответствуют отдаче остающемуся нейтральному донору одного и двух квантов циклотронной энергии, соответственно.

состоит в 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 3.3.

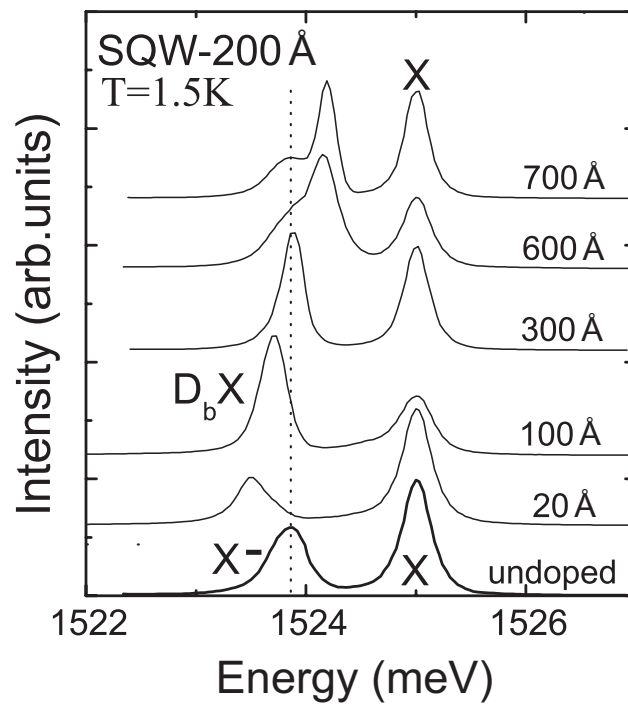


Рис. 3.3. Спектры фотолюминесценции из серии образцов с номинально одинаковыми квантовыми ямами шириной 200 Å, но различными расстояниями d до слоя внедренного легирования. При близком расположении доноров, линия D_b оказывается смещена в красную сторону относительно линии X^- , и движется в сторону 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 , 1×10^9 cm^{-2} . Плотность остаточного заряда в яме от неконтролируемых примесей в барьере составляет величину порядка $(1 - 3) \times 10^9$ cm^{-2} .

В случае очень близко расположенных примесей ($d = 20$ 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.3.3). 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 его 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 локализующего центра на бесконечность приобретает свойства свободного триона. Рисунок 3.4 демонстрирует зависимость „энергии связи“ триона (которая есть просто разница энергий между линиями 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 [63, 69], где линия X^- приписывалась состоянию свободного триона.

Теоретические расчеты энергий связи свободных трионов дают разные результаты. Самые первые работы [71] использовали простейшую модель, которая не учитывала особенности зонной структуры полупровод-

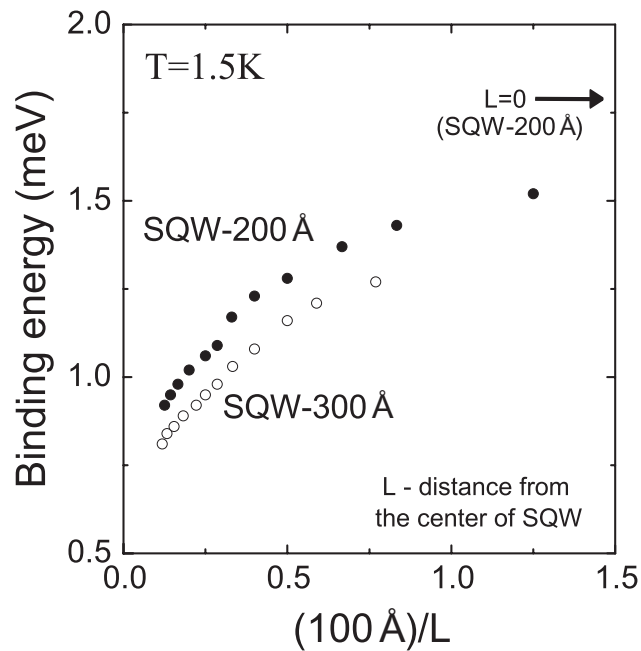


Рис. 3.4. Энергии связи отрицательно заряженных экситонов на удаленных ионизованных примесях, в зависимости от расстояния L между примесями и серединой квантовой ямы (для квантовых ям ширинами 200 \AA и 300 \AA). Стрелкой указан верхний предел энергии связи, который соответствует случаю, когда примеси помещены ровно в середину ($L = 0$) квантовой ямы шириной 200 \AA .

ника и электрон-дырочное обменное взаимодействие, и поэтому выдавали энергии связи в 2 и 1.8 мэВ для квантовых ям GaAs/AlGaAs шириной 220 и 300 Å соответственно. Более изощренный подход [72] использовал стохастический вариационный метод, который позволил полностью включить в рассмотрение кулоновское взаимодействие между всеми частицами. В результате, оценки энергии связи трионов для обсуждаемых ширин квантовых ям были скорректированы до 0.9-1 мэВ. В недавней работе [73] был получен аналогичный результат. Наконец, вариационный расчет в рам-

ках метода конфигурационного взаимодействия (configuration interaction method) [74] снизил энергии связей до 0.6-0.7 мэВ, за счет учета более чем одного состояния электрона в квантовой яме. Эти самые последние расчеты очень хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными, и таким образом демонстрируют сложную взаимосвязанность таких факторов, как кулоновское взаимодействие между частицами и одночастичный потенциал внутри реальных квазидвумерных систем, осуществленных в квантовых ямах.

4. Фотолюминесценция из разбалансированных двуслойных электронных систем: межслоевой перенос заряда в магнитном поле

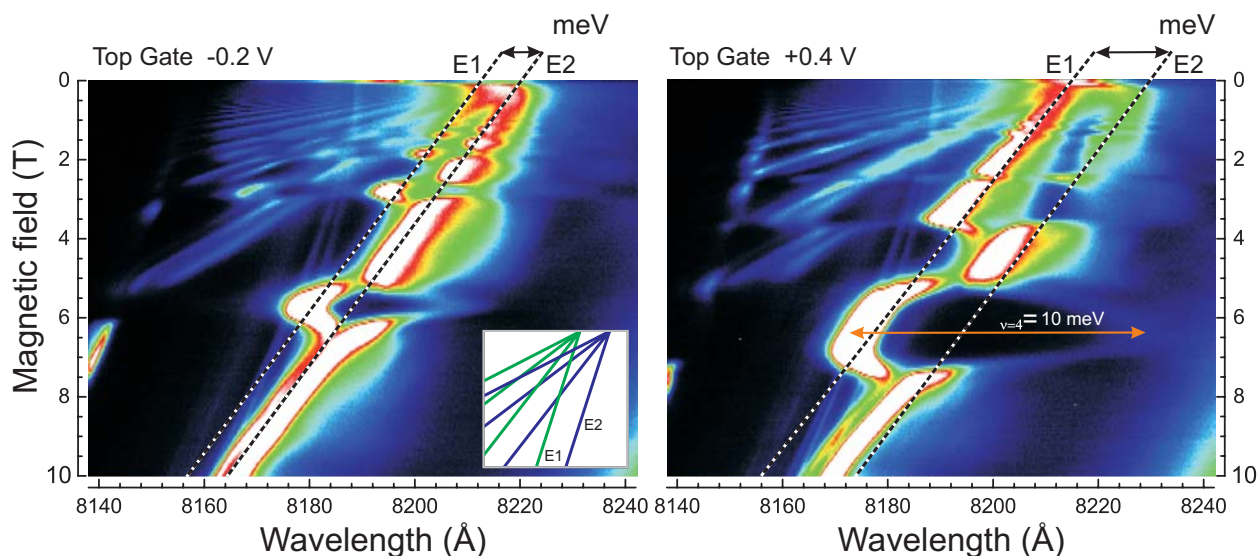


Рис. 4.1. Псевдоцветные изображения спектров магнитофотолюминесценции из квантовой ямы шириной 500 \AA при напряжении на верхнем затворе -0.2 В [левый рисунок, соответствующий разбалансу $\Delta(0)=1.1 \text{ мэВ}$ в нулевом магнитном поле], и $+0.4 \text{ В}$ [правый рисунок, $\Delta(0)=2.5 \text{ мэВ}$]. Линии E1 и E2 показывают ожидаемые положения линий люминесценции с нулевых уровней Ландау (УЛ) из каждой подзоны, если бы эти подзоны были независимыми. Вставка также иллюстрирует вееры линий люминесценции с УЛ несвязанных электронных слоев.

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 to $6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

На рисунке 4.1 показаны псевдоцветные изображения спектров фотолюминесценции в координатах „длина волны - магнитное поле“, полученные при напряжениях -0.2В (а) и +0.4В (b) на верхнем затворе, напряжение на нижнем затворе при этом было зафиксировано и равнялось +5В. Светлые участки соответствуют максимуму интенсивности, темные участки отвечают нулевой интенсивности. Данные, полученные в режиме слабого магнитного поля ($B < 1\text{T}$), проявляют наличие двух серий линий люминесценции с электронных уровней Ландау (УЛ), каждая серия при этом отвечает заполненной подзоне, находящейся с одной из сторон квантовой ямы (как проиллюстрировано на вставке рис.4.1а). В этом пределе разница между энергиями линий люминесценции с нулевых УЛ равна межподзонному расщеплению внутри ямы в нулевом магнитном поле $\Delta(0)$, то есть, разнице между энергиями нижайших уровней размерного квантования. Таким образом, из данных спектров мы заключаем, что при

напряжении -0.2В межподзонное расщепление $\Delta(0) = 1.1\text{ мэВ}$, а при $+0.4\text{В}$ $\Delta(0) = 2.5\text{ мэВ}$, то есть такое изменение напряжения на верхнем затворе способствовало дальнейшему разбалансированию системы. Особый интерес представляет поведение спектров фотолюминесценции в сильном магнитном поле $B > 1\text{Т}$, где наблюдаются выразительные осцилляции энергий и интенсивностей спектральных линий.

Пунктирные линии E_1 и E_2 на рис.4.1 показывают ожидаемое поведение максимумов интенсивности линий люминесценции с нулевых УЛ каждой подзоны, если бы две электронные подсистемы были совершенно независимыми (например, находящимися на бесконечном расстоянии друг от друга). В этом случае наблюдалось бы полное соответствие наблюдаемой картины спектров и вставки рис.4.1. Однако в действительности 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. Каждая лестница УЛ смещается в целом, как демонстрирует поведение линий с вышележащих заполненных УЛ. Рисунок 4.2а демонстрирует зависимость интенсивностей сигнала фотолюминесценции вдоль линий E_1 и E_2 на рисунке рис.4.1 от приложенного магнитного поля. Та же самая зависимость, но построенная от обратного магнитного поля (рис. 4.2b), 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, со-

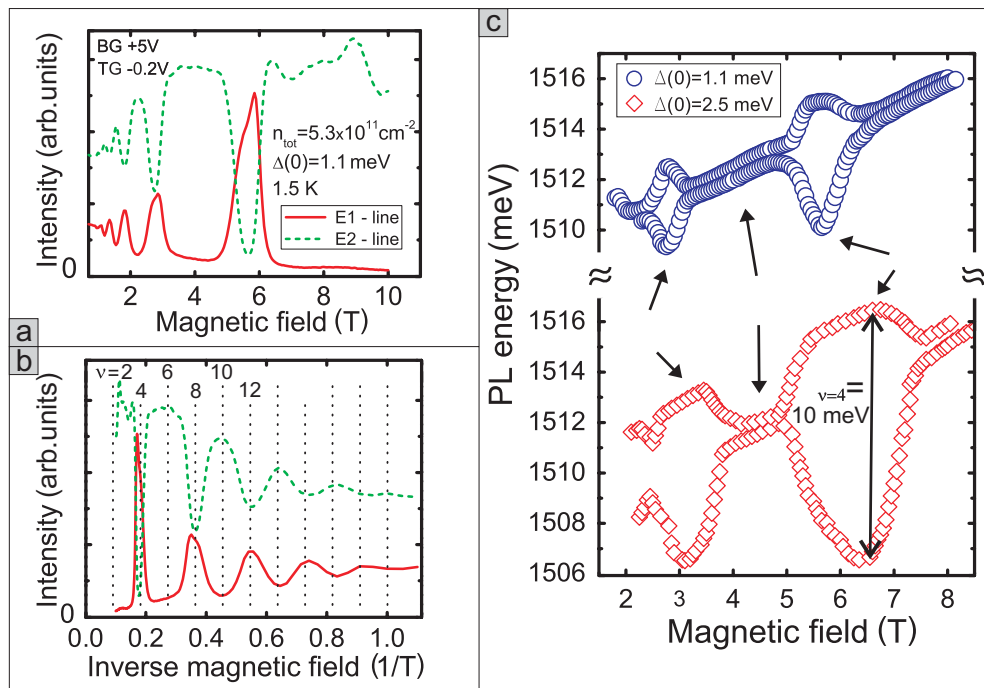


Рис. 4.2. Адаптация данных рис.4.1. (а) Осцилляции интенсивностей фотолюминесценции вдоль линий E1 и E2 при изменении магнитного поля. (б) Та же самая зависимость, что и в (а), но построенная от обратного магнитного поля. Отметим, что осцилляции интенсивности описываются единой частотой, и это позволяет 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.

ответствующий полной плотности электронов в квантовой яме, указан на рисунке 4.2b. Отслеживая положение линий фотолюминесценции с нулевых УЛ (рис. 4.2c), можно сделать вывод о том, что при $\nu = \{4, 8, 12, \dots\}$ положения нижайших уровней размерного квантования двух подзон макси-

мально 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.

В одночастичном приближении, потенциальная энергия двуслойной системы имеет электростатическую природу и определяется внешними электрическими полями от ионизованных доноров и затворов. Кинетическая энергия системы в нулевом магнитном поле есть просто сумма энергий Ферми каждой заполненной подзоны, и таким образом она оказывается прямо пропорциональной полной электронной плотности. Таким образом, при заданной плотности распределение электронов между двумя слоями осуществляет минимальное значение потенциальной энергии, так как оно же задает минимум полной энергии системы. Квантование кинетической энергии движения в плоскости, вызванное внешним магнитным полем, приводит к ситуации, когда полная энергия системы зависит от распределения электронов не только за счет внешних электрических полей, но и также посредством относительных заполнений квантовых уровней в обеих подзонах. Взаимосвязь этих двух составляющих и определяет динамику поведения двуслойной системы при различных факторах заполнения.

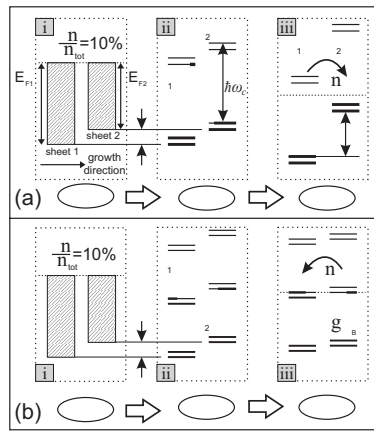


Рис. 4.3. Физическая модель, иллюстрирующая процесс межслоевого переноса заряда. (i) Разбаланс концентраций в нулевом магнитном поле положен равным 10%, обозначены E_{F1} и E_{F2} - энергии Ферми соответствующих электронных слоев (плоскости 1 и 2 на рисунке). (a) Реализация полного фактор заполнения $\nu = 4$, 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.

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 4.3а; величина разбаланса 10% соответствует случаю рис.8а]. 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 межподзонаное расщепление равняется его исходному значению $\Delta(0)$, как изображено на иллюстрации (ii) рис.4.3а. Однако существует ещё более энергетически выгодная реализация распределения электронов (ситуация (iii) рис.4.3а), 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 процесс неизбежно сопровождается увеличением потенциальной энергии системы, и, что особенно важно, изменяет относительные энергии уровней размерного квантования двух подзон.

Точное количественное описание процесса переноса заряда включает в себя всю сложную картину распределения электронного потенциала в системе (возникающую из-за конечной толщины электронных слоев, а также длин экранирования, сравнимых с шириной квантовой ямы) и взаимосвязь внутри- и межслоевого кулоновского взаимодействия. Однако для прояснения сути явления и даже получения некоторых количественных выводов достаточно рассмотреть простейшую модель. Две близко расположенные электронные подзоны можно аппроксимировать двумя бесконечно тонкими проводящими плоскостями с плотностями электронного заряда n_1 и n_2 , находящимися на расстоянии d друг от друга. Численно, параметр d оказывается масштаба 200 \AA для нашей 500 \AA квантовой ямы и рассматриваемых

электронных концентраций; позднее мы сможем получить экспериментальную оценку этой величины. Перенос доли заряда δn от одной плоскости на другую вызывает изменение электронного потенциала между двумя плоскостями на величину $E_c = 4\pi de^2\delta n/\epsilon$ (здесь и в дальнейшем мы используем систему СГС), при этом энергия обогащаемой зарядом плоскости увеличивается независимо от исходных значений n_1 и n_2 .

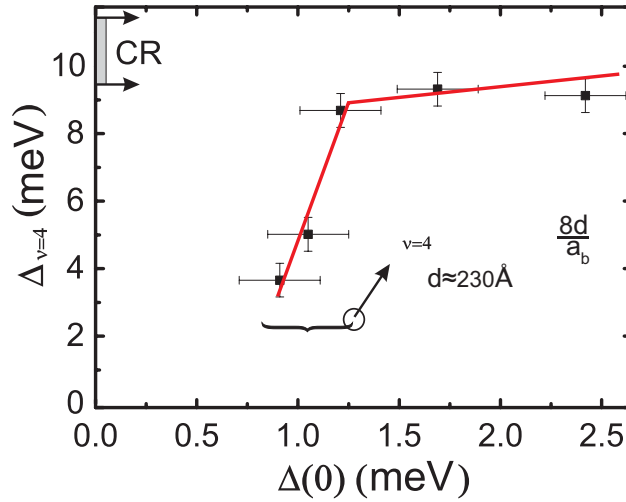


Рис. 4.4. Зависимость $\Delta_{\nu=4}$ от $\Delta(0)$ при изменении плотности заряда в верхнем электронном слое за счет увеличения напряжения на верхнем затворе. Затененная область вертикальной оси показывает диапазон циклотронных энергий для приведенного набора экспериментальных точек. Красные линии проведены на глаз. Резкий линейный наклон зависимости определяется пространственным расстоянием между двумя слоями, равным $d \approx 230\text{\AA}$.

Возвращаясь к относительным расположениям энергетических уровней подзон для случая (ii) рис.4.3а, можно сделать заключение о том, что при полном факторе заполнения $\nu = 4$ двуслойная система стремится компенсировать разбаланс заряда, созданный в нулевом магнитном поле. Под-

системы 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

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

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.8с, 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.

При $\nu_1 = \nu_2 = 2$ межподзонное расщепление имеет локальный максимум. Это факт может быть объяснен следующим образом: например, рассмотрим случай небольшого увеличения магнитного поля и создания таким образом полного фактора заполнения $\nu < 4$. Так как вырождение всех УЛ выросло одинаковым образом, для электронов самого верхнего УЛ из верхней подзоны появилась возможность перейти на появившиеся свободные места в частично заполненном УЛ из нижней подзоны. Очевидно, этот процесс увеличивает полную кинетическую энергию системы, и умень-

шает межподзонное расщепление в двуслойной системе. Наоборот, можно рассмотреть ситуацию, когда полный фактор заполнения слегка превосходит точное значение 4, в этом случае межподзонное расщепление также уменьшится.

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 $\Delta(0)$.

На рисунке 4.4 изображена эта обсуждаемая экспериментальная зависимость; здесь концентрация электронов в одном слое удерживается постоянной, а плотность заряда в другом слое увеличивается за счет изменения напряжения на верхнем затворе. Данный график ясно демонстрирует два режима в зависимости. В первом режиме мы наблюдаем резкую линейную зависимость от $\Delta(0)$ в диапазоне 0.8-1.2 мэВ., в то время как при больших

значениях $\Delta(0)$ величина $\Delta_{\nu=4}$ приближается к циклотронной энергии и зависит от $\Delta(0)$ только за счет изменения полной электронной плотности и соответствующего увеличения циклотронной энергии при $\nu = 4$. Поэтому можно сделать вывод о том, что начиная со значения разбаланса в нулевом магнитном поле $\Delta(0)=1.5$ мэВ, величина $\Delta_{\nu=4}$ достигает её верхнего предела (примерно циклотронная частота $\hbar\omega_c$), и двуслойная система теряет способность достигать точной конфигурации $\nu_1 = \nu_2 = 2$. В то же самое время, наклон линейной части зависимости при меньших $\Delta(0)$ позволяет оценить параметр пространственного расстояния между подзонами d , и эта оценка дает очень разумную величину в $d=230$ Å.

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.4.3b) 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 межподзонное 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 рамках приведенной модели можно теперь напрямую объяснить чередующиеся изменения в интенсивности линий фотолюминесценции из каждого слоя электронов. Ввиду происходящих электростатических деформаций внутри ямы, фотовозбужденные дырки отслеживают изменение профиля квантовой ямы. Таким образом, если случается перенос какой-то части электронов от одной стенки квантовой ямы к другой её стенке, дырки движутся в том же направлении, и это изменяет параметр перекрытия волновых функций дырок и электронов. Немедленным следствием данного процесса является сильное подавление интенсивности из того электронного слоя, откуда электроны перешли в другой слой. Как обсуждалось ранее, обеднение соответствующей подзоны приводит к понижению энергии уровня размерного квантования относительно другой подзоны, и этот вывод завершает качественное описание основных особенностей поведения спектров на рис. 4.1.

5. Проявление коллективных эффектов при электрон-дырочной рекомбинации из заполненных электронных уровней Ландау

В настоящее время существенные усилия исследователей направлены на изучение необычного состояния ДКЭХ на факторе заполнения $5/2$ [79], для которого теоретически предсказана возможность существования элементарных возбуждений, обладающих неабелевой статистикой [80] [81]. Одним из требований для осуществления такой возможности является наличие спиновой поляризации у электронной системы в её основном состоянии, и ряд недавних экспериментов был нацелен на изучение именно этого вопроса [82]. Методика работы [76] была основана на анализе спектров фотолюминесценции из полностью заполненного нижайшего уровня Ландау двумерного электронного газа в квантовой яме, которые были сняты в двух циркулярных поляризациях. Отличие величины энергетического расщепления между соответствующими компонентами спектров в разных поляризациях от суммы зеемановских энергий электрона и дырки служило мерой многочастичного вклада в энергии соответствующих оптических переходов, и таким образом отражало степень спиновой поляризации электронов.

Данная глава описывает применение аналогичной методики для исследования фотолюминесценции из двумерной электронной системы в ши-

роком диапазоне факторов заполнения электронов в режиме ЦКЭХ.

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 $1.6 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}^*\text{с})$. Слой одностороннего δ -легирования был отделен от квантовой ямы спейсером толщины 250 \AA . Двумерный электронный газ второго образца обладал существенно большей подвижностью $16 \times 10^6 \text{ см}^2/(\text{В}^*\text{с})$ 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 комбинация из пластинки $\lambda/4$ и линейного поляризатора. Детектирование в обеих циркулярных поляризациях обеспечивалось за счет смены направления магнитного поля. Основная часть обсуждения будет посвящена результатам, полученным при экспериментах с первым образцом, которые проводились при температуре 1.5 К в магнитных полях до 12 Т . Мощность накачки при этом составляла около 0.7 мВт , возбуждение производилось на длине волны 780 нм . Измерения со вторым образцом проводились при ультранизких температурах 20 мК и мощности фотовозбуждения 100 нВт .

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

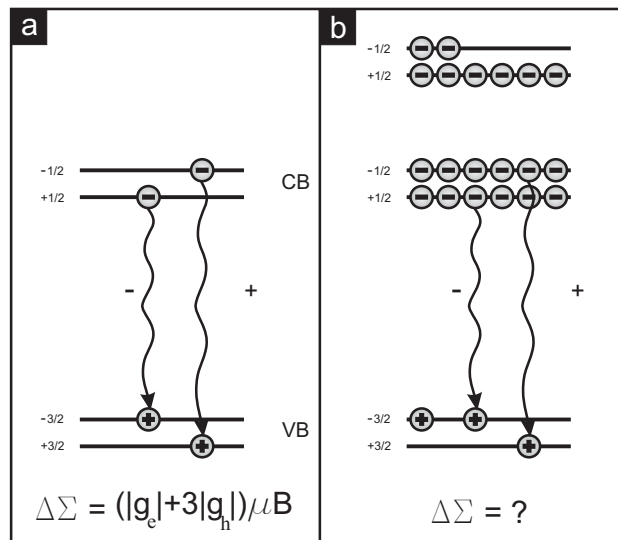


Рис. 5.1. Схема оптических переходов при рекомбинации электронов и валентных дырок в квантовой яме: (а) в случае единичных носителей заряда, (b) в присутствии коллектива электронов.

существенными для оптических переходов являются состояния тяжелой дырки с проекциями момента $+3/2$. 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 $+1/2$ участвуют тяжелые дырки также с нулевого УЛ и с проекциями момента $+3/2$. Схема соответствующих оптических переходов приведена на рисунке 5.1а. В случае, когда происходит рекомбинация одиночного электрона и одиночной дырки с соответствующими проекциями моментов (рис. 5.1а), разница между энергиями фотонов в двух поляризациях $\Delta\Sigma$ равна просто сумме зеемановских энергий для электрона и дырки

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

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 (рис. 5.1b). 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.

Спектры люминесценции с нулевого УЛ в рассматриваемой системе, вообще говоря, имеют тонкую структуру, зависящую от фактора заполнения и температуры наблюдений [83]. Природа дополнительных линий связана с возможными процессами отдачи во время акта рекомбинации, а также с наличием легкодырочных состояний в валентной зоне и их смешиванием с состояниями тяжелых дырок [84]. Однако наиболее интенсивными будут ранее описанные и проиллюстрированные на рис. 5.1b переходы, к анализу которых мы и переходим. Рисунок 5.2 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

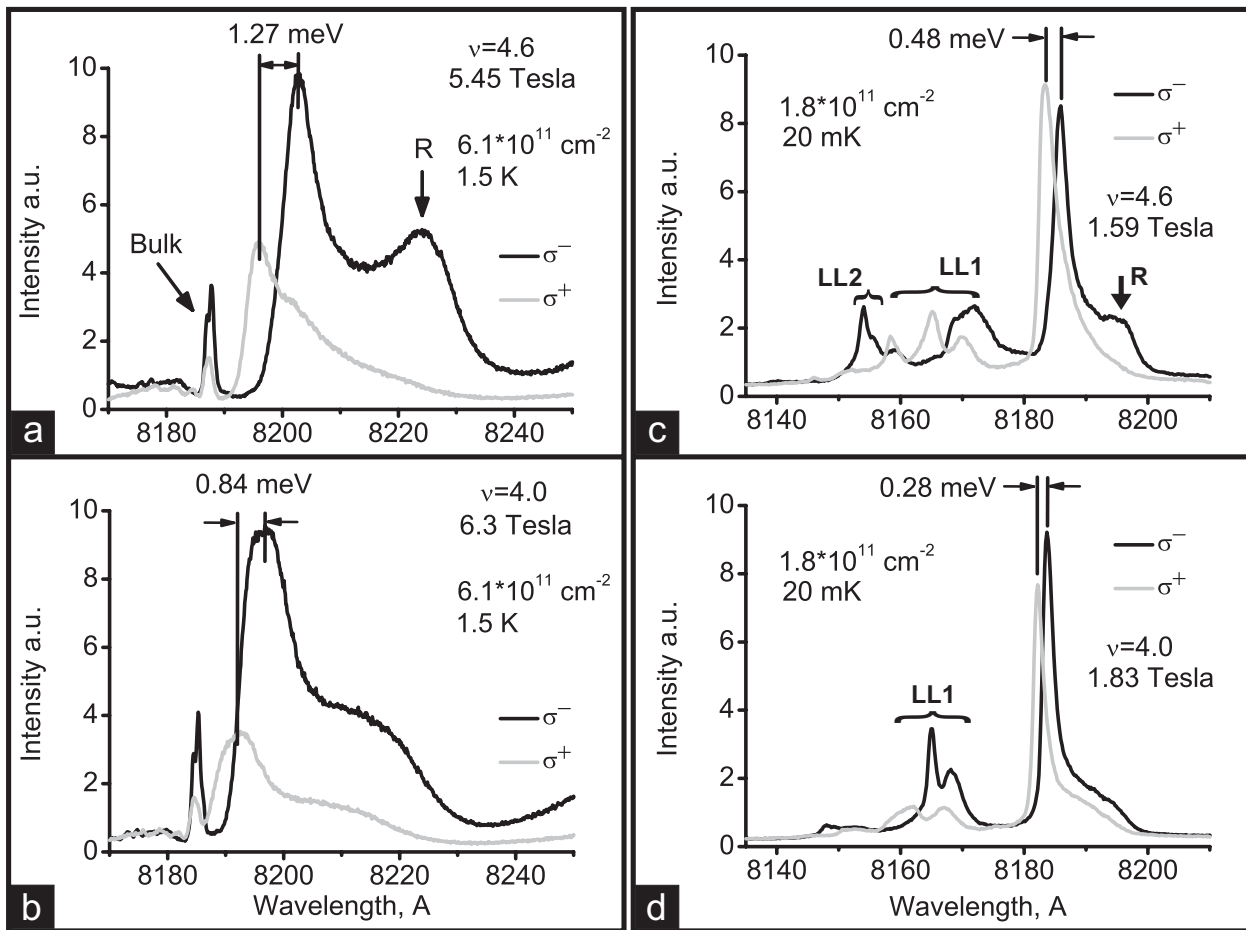


Рис. 5.2. Спектры люминесценции из двух изученных образцов (a,b и c,d соответственно), снятые в двух циркулярных поляризациях, при значениях фактора заполнения электронов 4.6 и 4.0. Указаны энергетические расщепления между спектральными компонентами, отвечающими обсуждаемым оптическим переходам. Отмечены 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).

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 5.3а. Расщепление ведет себя немонотонно и 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 5.3б. 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 дальнейшего анализа и 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 $\Delta\Sigma = (E_{in}^+ - E_{in}^-) - (E_f^+ - E_f^-)$ (**), 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“. При использованных в эксперименте величинах плотности мощности фотовозбуждения, концентрация дырок в валентной зоне квантовой ямы

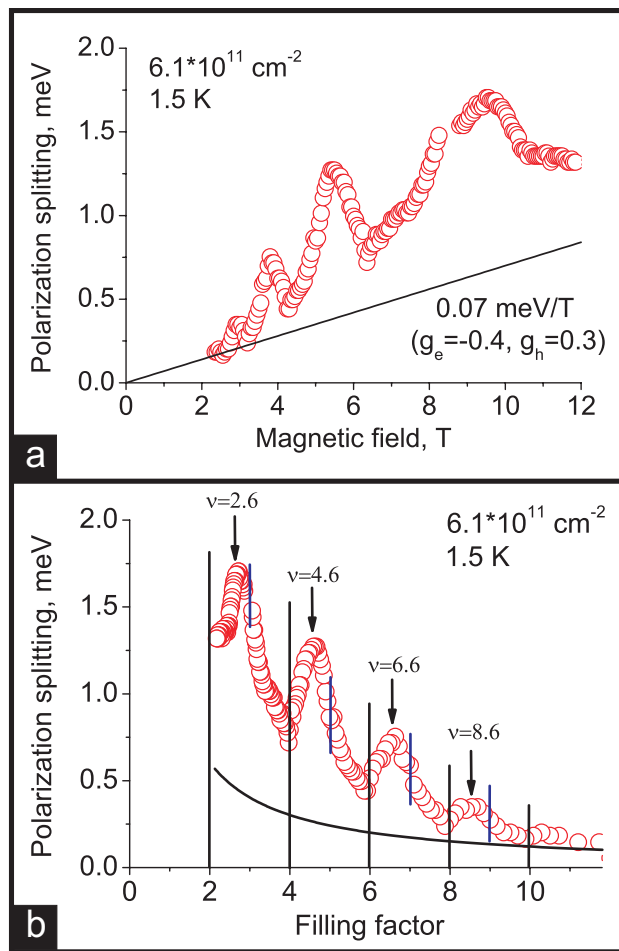


Рис. 5.3. (а) Зависимость энергетического расщепления между спектральными компонентами рекомбинации с нулевого электронного уровня Ландау, соответствующими фотонам с разными циркулярными поляризациями, от приложенного магнитного поля. Прямолинейная зависимость отражает сумму зеемановских энергий электрона и дырки. (б) Та же самая зависимость, построенная от величины фактора заполнения электронов. Прямолинейная зависимость из (а) приняла вид гиперболической.

оказывается пренебрежимо малой ($\text{менее } 10^8 \text{ см}^{-2}$), поэтому приближение, в котором рассматривается коллектив электронов и единственная дырка в валентной зоне с проекцией момента $+3/2$ либо $-3/2$, оказывается оправ-

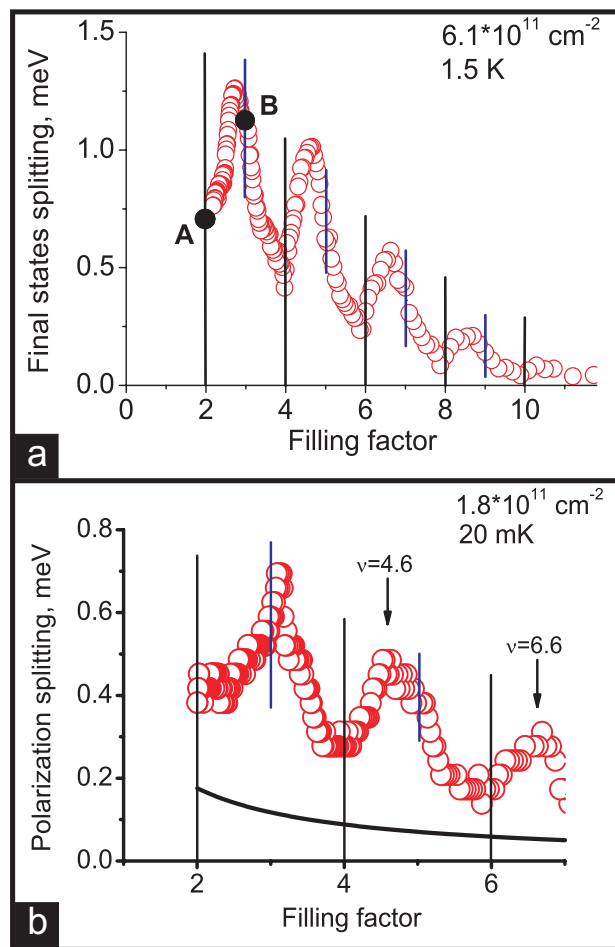


Рис. 5.4. (а) Разница энергий конечных состояний системы электронов, которые соответствуют актам рекомбинации с испусканием σ^- и σ^+ - фотонов, в зависимости от фактора заполнения электронов. Результат получен вычитанием из данных рис.5.3(б) зеемановской энергии дырки. (б) Зависимость энергетического расщепления от величины фактора заполнения электронов (аналогичная рис.5.3(б)) для образца с меньшей плотностью и при температуре 20 мК.

данным. В таком случае 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. Для иллюстрации этого явления обратимся к сравнению ситуаций на факторах заполнения $2+$ и $3+$, когда на соответствующем частично заполненном спиновом подуровне первого УЛ находится только один электрон.

Конечные состояния системы после испускания фотона соответствующей поляризации при факторе заполнения электронов $2+$ изображены на рис.5.5а. Они образованы из дырки на одном из подуровней нулевого УЛ, и электрона на нижнем спиновом подуровне первого УЛ. Задача сравнения энергий этих двух состояний эквивалентна сравнению энергий соответствующих элементарных возбуждений в двумерном электронном газе, когда электрон с нулевого УЛ переносится на вышележащий УЛ (рис.5.5б). Многочастичная природа таких возбуждений была подробно исследована сравнительно недавно как экспериментально [85], так и теоретически [86]. Показано, что нижайшие возбуждения образованы двумя циклотронными спин-флип модами, имеющими ясный одночастичный аналог и обозначенными CSFM1 и CSFM2 на рис.5.5с, их линейной комбинацией, которая имеет проекцию спина 0 и обозначена как AP, а также двумя вырожденными по энергии магнитоплазменными модами MP. Соответствующими рис.5.5а и потому интересующими нас возбуждениями являются CSFM1 и MP.

Вообще говоря, все эти возбуждения имеют свою специфическую дисперсию, однако значимыми для нас являются их энергии при $k = 0$. Это

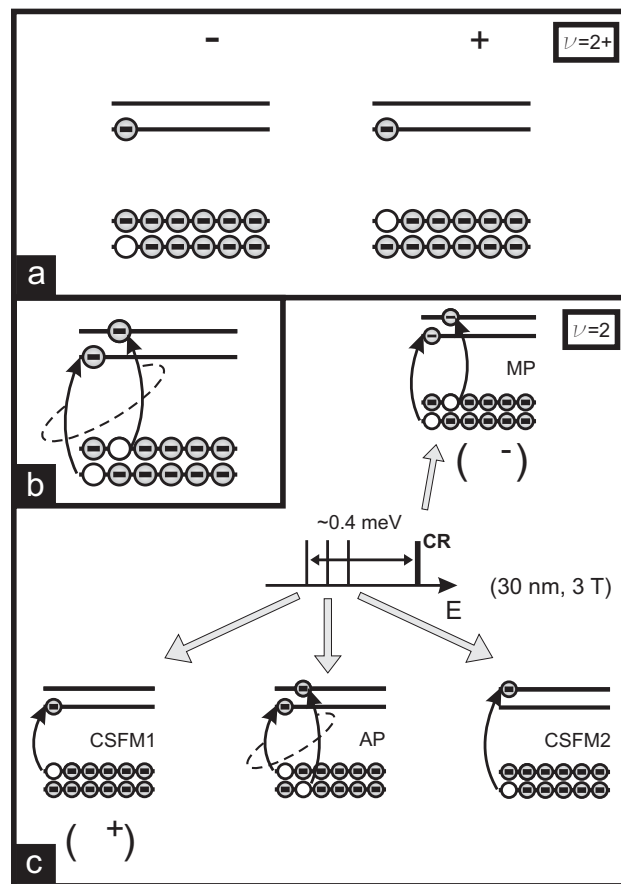


Рис. 5.5. (а) Конечные состояния электронной системы при факторе заполнения $2+$ после акта рекомбинации, соответствующего испусканию фотона той или иной циркулярной поляризации. (b) Схема гибридных элементарных возбуждений двумерного электронного газа на факторе заполнения 2. (с) Расшифровка каждой из четырех мод рис. (b), с указанием их расположения на энергетической шкале и обозначением интересующей нас разницы энергий.

утверждение требует отдельного обоснования. Рождение любого коллективного возбуждения на рис.5.5с с $k = 0$ физически означает, что в реальном пространстве вырванный электрон и соответствующая дырка на уровне Ландау находятся в одном и том же месте. Возвращаясь к ситу-

ации рис.5.5а, мы приходим к необходимости того, чтобы дырка на нулевом уровне Ландау, образованная в результате оптической рекомбинации, и единственный электрон на незаполненном УЛ находились в одной точке пространства. И эта скореллированность действительно имеет место, так как до акта рекомбинации она обеспечивается кулоновским взаимодействием дырки в валентной зоне и обсуждаемого единичного электрона (электроны заполненных УЛ образуют состояния с равномерной плотностью и не разрушают описанного экситонного состояния), и сохраняется естественным образом в момент рекомбинации этой дырки в валентной зоне с одним из электронов нулевого УЛ, в результате чего и образуется дырка в заполненном УЛ. Таким образом, дальнейшее рассмотрение ограничивается случаем $k = 0$.

Именно при $k \approx 0$ обсуждаемые возбуждения были исследованы экспериментально с помощью неупругого рассеяния света [85]. Согласно теореме Кона, при $k = 0$ энергия магнитоплазменной моды МР совпадает с циклотронной энергией. Циклотронные спин-флип моды образуют триплет, соответствующий возбуждениям с разными проекциями спина, и смещенный вниз по энергии относительно циклотронной энергии. Масштаб интересующей нас разности энергий возбуждений CSFM1 и МР показан на шкале рис.5.5с и равен 0.4 мэВ, эти данные были получены в работе [85] для квантовой ямы шириной 300 Å в магнитных полях 1-3 Т. Для обсуждаемых здесь результатов исследований люминесценции из квантовой ямы шириной 250 Å при факторе заполнения 2 в магнитном поле порядка 10 Т, следует ожидать несколько большего значения этой величины. Чтобы извлечь её из данных рис.5.3b, необходимо вычесть из разности энергий фо-

тонов, обладающих разными поляризациями, зеемановскую энергию дырки в валентной зоне, т.е. разницу начальных состояний системы до акта рекомбинации. Результат такой операции приведен на рис.5.4а, и значение разности энергий конечных состояний системы на факторе заполнения 2 оказывается равным 0.7 мэВ (точка А), что разумно соотносится с данными рамановского рассеяния с учетом отличающихся ширин ям и значений магнитных полей.

Перейдем к аналогичному рассмотрению ситуации на факторе заполнения $3+$. Рисунок 5.6а иллюстрирует вид конечных состояний системы после акта рекомбинации. Несмотря на кажущуюся схожесть с рис.5.5а, устройство и энергетический масштаб соответствующих возбуждений двумерной электронной системы оказывается совершенно иным. Во-первых, конечное состояние, соответствующее фотону σ^+ , изменило свою природу с CSFM-подобной на магнитоплазменную. Обратное изменение произошло для конечного состояния при испускании фотона σ^- . Далее, результаты рамановского рассеяния света, подтвержденные теоретическим расчетом, демонстрируют, что на факторе заполнения 3 элементарные возбуждения двумерного газа образованы двумя гибридованными магнитоплазменными модами МР [87] и двумя гибридованными циклотронными спин-флип модами CSFM [88] (рис.5.6b). В этом случае отсутствует прямое соответствие между конечными состояниями рис.5.6а и упомянутыми модами, однако даже в этом случае можно сделать ряд выводов и количественные сравнения. Во-первых, магнитоплазменные моды образованы синфазными (СР) и антифазными (АР) колебаниями электронной плотности, при этом синфазная мода является оптически активной и её энергия при $k = 0$ в

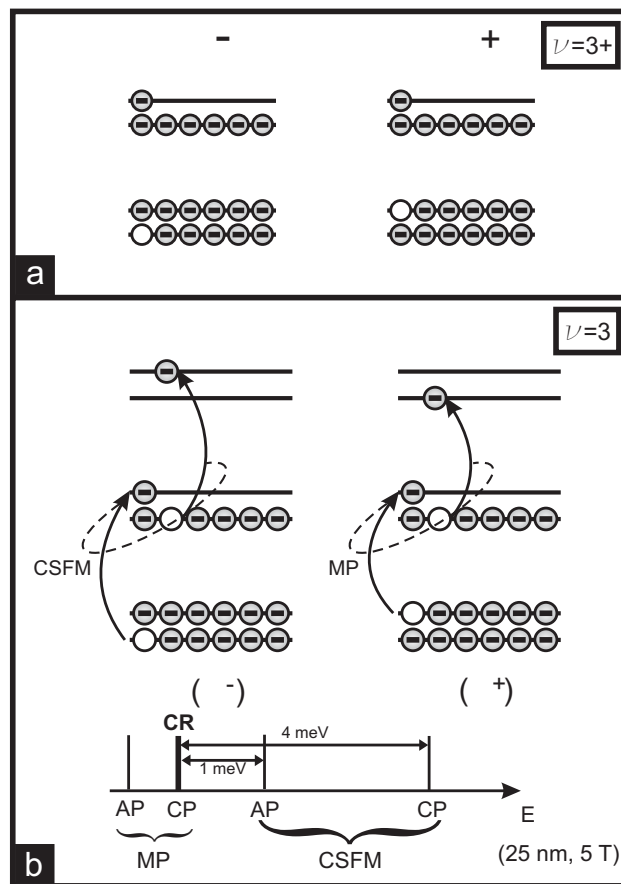


Рис. 5.6. (а) Конечные состояния электронной системы при факторе заполнения $3+$ после акта рекомбинации. (б) Схема гибридных элементарных возбуждений двумерного электронного газа на факторе заполнения 3. На энергетической шкале обозначены соответствующие моды, наблюдаемые методом рамановского рассеяния, с указанием масштабов значимых энергий.

точности равна циклотронной энергии. На факторе заполнения $3+$ энергия конечного состояния при испускании фотона поляризации σ^+ также совпадает с циклотронной энергией, как это было для фотона поляризации σ^- при ранее рассмотренном факторе заполнения 2. Масштаб отщепления циклотронных спин-флип мод приведен на шкале рис.5.6b, здесь использованы данные рамановского рассеяния света для квантовой ямы ширины 250

\AA в магнитном поле около 5 Т (то есть эксперимент проводился над практически идентичной системой). Энергия конечного состояния при испускании фотона поляризации σ^- при факторе заполнения 3 может находиться в широком диапазоне между энергиями антифазной AP и синфазной CP циклотронных спин-флип мод, однако в любом случае энергетическое расщепление между обсуждаемыми конечными состояниями для поляризаций σ^+ и σ^- будет не менее 1 мэВ. Сравнивая это значение с результатом люминесцентных исследований рис.рис.5.4а (точка В, расщепление 1.1 мэВ), мы отмечаем хорошее согласие ответов, полученных двумя существенно разными методиками.

На данный момент был объяснен 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.5.4а), для которых на данный момент не существует ни теоретических рассматриваний, 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 дальнейшему развитию методов расчета законов дисперсий элементарных возбуждений в двумерном электронном газе.

Представляется целесообразным отметить недавнюю работу [89], в которой также исследовалась поляризационно-разрешенная фотолюминес-

ценция из двумерной системы электронов в квантовой яме CdTe при 1.5 К. В ней был получен аналогичный результат о немонотонности расщепления между соответствующими спектральными компонентами от величины фактора заполнения электронов, однако интерпретация этого явления была сведена к введению в двухчастичную формулу вида (*) некой дополнительной зависимости расщепления спиновых подуровней электронов на заполненном нулевом УЛ от спиновой поляризации всей системы электронов, и потому от фактора заполнения. Такой эффект действительно наблюдается для электронных состояний вблизи уровня Ферми [90], однако для электронов заполненных УЛ подобные рассуждения не представляются физически обоснованными. Результаты данной главы предлагают объяснение на основе рассмотрения конечных состояний электронной системы, которое подкрепляется теоретическими представлениями о природе коллективных возбуждений двумерного электронного газа при факторах заполнения 2 и 3, а также данными рамановского рассеяния света системой электронов в этих условиях.

На рисунке 5.4b 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 эквивалентной 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 упомянутой работы [76], где заявляется о наблюдении минимума энергетического расщепления при факторе запол-

нения $5/2$. Из этого факта авторами работы [76] был сделан вывод об отсутствии спиновой поляризации у электронной системы. Наши результаты (рис.5.4b) не демонстрируют 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.

Таким образом, было произведено исследование спектров рекомбинации двумерных электронов со свободными фотовозбужденными дырками в перпендикулярном магнитном поле. Анализ энергетического расщепления между линиями фотолюминесценции с нулевого уровня Ландау в разных циркулярных поляризациях выявил немонотонное поведение этой величины в зависимости от фактора заполнения электронов. Этот факт объяснен различным характером взаимодействия дырки на нулевом уровне Ландау, остающейся после акта рекомбинации на том или ином спиновом подуровне, с коллективом частично заполненных уровней Ландау. Выполнен анализ наблюдаемых величин энергетических расщеплений при факторах заполнения 2 и 3 с точки зрения коллективных возбуждений двумерной электронной системы и с привлечением данных рамановского рассеяния света.

6. Заключение и выводы

В диссертационной работе выполнены экспериментальные исследования фотолюминесценции из двойных электрон-дырочных и электрон-электронных слоев, определена энергия связи трионов в квантовых ямах, а также исследованы коллективные эффекты при электрон-дырочной рекомбинации из заполненных электронных уровней Ландау.

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 фотолюминесценции 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 ну-

левого 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.

Литература

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. N. F. Mott, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **167**, 384 (1938); G. H. Wannier, *Phys. Rev.* **52**, 191 (1937).
6. Ye. F. Gross and N. A. Karryev, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **84**, 261 (1952).
7. M. A. Lampert, *Phys. Rev. Lett.* **1**, 450 (1958).
8. B. Stebe and A. Ainane, *Superlattices Microstruct.* **5**, 545 (1989).
9. K. Kheng, R. T. Cox, Y. Merle d Aubigne, F. Bassani, K. Saminadayar, and S. Tatarenko, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1752 (1993).
10. G. Finkelstein, H. Shtrikman, and I. Bar-Joseph, *Phys. Rev. B* **53**, 12593 (1996).

11. G. Finkelstein, H. Shtrikman and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **74**, 976 (1995), A. J. Shields et al., Phys. Rev. B **52**, R5523 (1995), G. Finkelstein, H. Shtrikman and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. B **53**, R1709 (1996).
12. L. V. Keldysh, Contemp. Phys. **27**, 395 (1986).
13. L. V. Keldysh and A. N. Kozlov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **54**, 978 (1968), L. V. Keldysh and A. N. Kozlov Sov. Phys.—JETP **27**, 521 (Engl. Transl.) (1968).
14. L. V. Keldysh and Yu. V. Kopaev, Fiz. Tverd. Tela **6**, 2791 (1964), L. V. Keldysh and Yu. V. Kopaev, Sov. Phys.—Solid State **6**, 2219 (Engl. Transl.) (1965).
15. J. Kasprzak et al. Nature **443**, 409–414 (2006).
16. David Snoke, Nature Physics **4**, 673 (2008).
17. L. V. Butov , A. C. Gossard and D. S. Chemla, Nature **418**, 751 (2002), D. Snoke, S. Denev, Y. Liu, L. Pfeiffer and K. West, Nature **418**, 754 (2002).
18. R. Rapaport, Gang Chen, D. Snoke, Steven H. Simon, Loren Pfeiffer, Ken West, Y. Liu, and S. Denev, Phys. Rev. Lett. **92**, 117405 (2004).
19. A. V. Gorbunov, V. .B. Timofeev, D. A. Demin, JETP Letters **90** (2), 146 (2009),
A. V. Gorbunov, V. .B. Timofeev, JETP Letters **87** (12), 698 (2008),
A. V. Gorbunov, A. V. Larionov, V. .B. Timofeev, JETP Letters **86** (1), 46 (2007),

- V. .B. Timofeev, A. V. Gorbunov, A. V. Larionov, J. of Physics-condensed matter **19** (29), 295209 (2007),
- V. .B. Timofeev, A. V. Gorbunov, J. of Applied Physics **101** (8), 081708 (2007),
- A. V. Gorbunov, V. .B. Timofeev, JETP Letters **84** (6), 329 (2006).
20. H. A. Bethe and E. E. Slapeter, Quantum Mechanics of One and Two-Electron Atoms (Berlin: Springer) p. 154, (1954).
- L. D. Landau and E. M. Lifshitz , Quantum mechanics (Oxford: Pergamon) p. 314. (1977).
21. A. Thilagam, Phys. Rev. B **55**,7804 (1997), C. Riva ,F. M. Peeters and K. Varga, Phys. Rev. B **61**, 13873 (2000),
- B. Stebe, A. Moradi and F. Dujardin, Phys. Rev. B **61** 7231 (2000),
- A. Esser et al., Phys. Status Solidi (b) **221**, 281 (2000).
22. B. Stebe, E. Feddi, A. Ainane, and F. Dujardin, Phys. Rev. B **58**, 9926 (1998); A. Esser, E. Runge, R. Zimmermann, and W. Langbein, *ibid.* **62**, 8232 (2000).
23. Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1379 (1992).
24. J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L. N. Pfeiffer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 1383 (1992).
25. K. Moon, H. Mori, K. Yang *et al.*, Phys. Rev. B **51**, 5138 (1995).
26. V. I. Falko, Phys. Rev. B **49**, 774 (1994).

27. M. Kellogg, J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **93**, 036801 (2004); E. Tutuc, M. Shayegan and D. A. Huse, Phys. Rev. Lett. **93**, 036802 (2004); R. D. Wiersma *et al.* , Phys. Rev. Lett. **93**, 266805 (2004).
28. V. Piazza *et al.* , Nature (London) **402**, 638 (1999).
29. S. J. Papadakis *et al.* , Phys. Rev. B **55**, 9294 (1997).
30. A. G. Davies *et al.* , Phys. Rev. B **54**, R17 331 (1996).
31. V. T. Dolgoplov *et al.* , Phys. Rev. B **59**, 13235 (1999).
32. 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).
33. J. Shabani, Y. Liu, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **105**, 246805 (2010).
34. Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, УФН **176**:4, 365–382 (2006).
35. N. N. Kuzma, P. Khandelwal, S. E. Barrett, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Science **281**, 686 (1998). O. Stern, N. Freytag, A. Fay, W. Dietsche, J. H. Smet, K. von Klitzing, D. Schuh and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **70**, 075318 (2004).
36. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. W. Scarola, V. Umansky, K. von Klitzing, Science **324**, 1044 (2009).
37. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Дитче , «Непрямые экситоны и двойные электронно-дырочные слои в широкой

- одионочной GaAs/AlGaAs квантовой яме в сильном электрическом поле», Письма в ЖЭТФ том **83** вып. (12), стр. 647-652 (2006).
38. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Дитче, «Кинетика непрямой электрон-дырочной рекомбинации в широкой одионочной квантовой яме в сильном электрическом поле», Письма в ЖЭТФ том **84** вып. (4), стр. 256-260 (2006).
39. 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).
40. 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).
41. 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).
42. Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, Sov. Phys. JETP **44**, 389 (1976).
43. Yu. E. Lozovik and I. V. Ovchinnikov, JETP Lett. **79**(2), 86 (2004).
44. X. Zhu, P. B. Littlewood, M. S. Hybertson and T. M. Rice, Phys. Rev. Lett. **74**, 1633 (1995).

45. J. Fernandez-Rossier and C. Tejedor, Phys. Rev. Lett. **78**, 4809 (1997).
46. S. I. Gubarev, *et al.*, JETP Lett. **76**, 673 (2002).
47. I. V. Kukushkin *et al.*, Phys. Rev. B **40**, 4179 (1989).
48. O. V. Volkov, V. E. Zhitomirskii, I. V. Kukushkin *et al.*, JETP Lett. **66**, 766 (1998).
49. O. V. Volkov, V. E. Zhitomirskii, I. V. Kukushkin *et al.*, JETP Lett. **67**, 744 (1998).
50. O. V. Volkov, S. V. Tovstonog, I. V. Kukushkin *et al.*, JETP Lett. **70**, 595 (1999).
51. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J.Phys. C: Solid State Phys. (**6**), 1181 (1973).
52. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics* (Pergamon, New York, 1977).
53. E. L. Ivchenko *et al.*, Phys. Rev. B **46**, 7713 (1992).
54. J. Feldman, G. Peter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2337 (1987).
55. D. S. Citrin, Phys. Rev. B **47**, 3832 (1993).
56. L. C. Andreani, F. Tassone, and F. Bassani. Solid State Commun. **77**, 641 (1991.)
57. R. Rapaport, Gang Chen, D. Snoke *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 117405 (2004).

58. V. F. Gantmakher and Y. B. Levinson, *Carrier Scattering in Metals and Semiconductors* (North-Holland, Amsterdam, 1987).
59. V. Negoita, D. W. Snoke, and K. Eberl, Phys. Rev. B **60**, 2661 (1999); R. Rapaport, Gang Chen, D. Snoke *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 117405 (2004).
60. V. Negoita, D. W. Snoke, and K. Eberl, Phys. Rev. B **60**, 2661 (1999).
61. L. V. Butov and A. I. Filin, Phys. Rev. B **58**, 1980 (1998); L. V. Butov *et al.*, Phys. Rev. B **60**, 8753 (1998).
62. P. Ludwig *et al.*, Phys. Stat. Sol. (b) **243**, 2363 (2006).
63. G. Eytan, Y. Yayon, M. Rappaport, H. Shtrikman, and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **81**, 1666 (1998).
64. D. Sanvitto, F. Pulizzi, A. J. Shields, *et al.*, Science **294**, 837 (2001).
65. O. V. Volkov, V. E. Zhitomirskii, I. V. Kukushkin, V. E. Bisti, K. von Klitzing and K. Eberl, JETP Lett. **66**(11), 766 (1997).
66. M. N. Khannanov, I. V. Kukushkin, S. I. Gubarev, J. Smet, K. von Klitzing, W. Wegscheider and C. Gerl, JETP Lett. **85**(5), 242 (2007).
67. O. V. Volkov, S. V. Tovstonog, I. V. Kukushkin, K. von Klitzing and K. Eberl, JETP Lett. **70**(9), 595 (1999).
68. O. V. Volkov, V. E. Zhitomirskii, I. V. Kukushkin, K. von Klitzing and K. Eberl, JETP Lett. **67**(9), 744 (1998).
69. I. Bar-Joseph, Semicond. Sci. Technol. **20**(6) R29 (2005).

70. A. B. Dzyubenko and A. Yu. Sivachenko, Phys. Rev. Lett. **84**, 4429 (2000);
J. J. Palacios et al., Phys. Rev. B **54**, R2296 (1996).
71. B. Stebe, G. Munschy, L. Stauffer, F. Dujardin and J. Murat, Phys. Rev. B. **56**, 12454 (1997).
72. C. Riva, F. M. Peeters, and K. Varga, Phys. Rev. B **61**, 13873 (2000).
73. R. A. Sergeev, R. A. Suris, G. V. Astakhov, W. Ossau and D. R. Yakovlev, The European Physical Journal B **47**, 541 (2005).
74. L. C. O. Dacal and J. A. Brum, Phys. Rev. B **65**, 115324 (2002).
75. 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).
76. M. Stern, P. Plochocka, V. Umansky, D. K. Maude, M. Potemski, and I. Bar-Joseph, Phys. Rev. Lett. **105**, 096801 (2010).
77. K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
78. D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
79. R. Willett et al., Phys. Rev. Lett. **59**, 1776 (1987).
80. G. Moore, N. Read, Nucl. Phys. B, **360**, 362 (1991).
81. M. Levin, B. I. Halperin, B. Rosenow, Phys. Rev. Lett., **99**, 236806 (2007).
82. J. B. Miller et.al., Nat. Phys. **3**, 561 (2007), C. R. Dean et.al., Phys. Rev. Lett. **100**, 146803 (2008), C. R. Dean et.al., Phys. Rev. Lett. **101**, 186806 (2008), W. Pan et.al., Phys. Rev. B **77**, 075307 (2008), H. C. Choi et.al.,

- Phys. Rev. B **77**, 081301R (2008), M. Dolev et.al., Nature (London) **452**, 829 (2008), I. P. Radu et.al., Science **320**, 899 (2008), R. L. Willett et.al., Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. **106**, 8853 (2009), J. Nuebler et al., Phys. Rev. B **81**, 035316 (2010).
83. Волков О. В., Житомирский В. Е., Кукушкин И. В., фон Клитцинг К., Эберл К. , Письма в ЖЭТФ **66(8)**, 539 (1997).
84. Волков О. В., Житомирский В. Е., Кукушкин И. В., фон Клитцинг К., Эберл К. , Письма в ЖЭТФ **65(1)**, 38 (1997).
85. L. V. Kulik et al., Phys. Rev. B **72**, 073304 (2005).
86. S. Dickmann and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **71**, 241310 (2005)
87. L. V. Kulik et.al, Phys. Rev. B **79**, 121310 (2009)
88. A. B. Van'kov, to be published.
89. J. Kunc et al., arXiv:1005.2575 (2010), accepted to Phys. Rev. B.
90. R. J. Nicholas et al., Phys. Rev. B **37**, 1294 (1988), A. Usher et al., Phys. Rev. B **41**, 1129 (1990), V. T. Dolgoplov et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 729 (1997), J. K. Wang et al., Phys. Rev. B **45**, 4384 (1992), S. A. J. Wieggers et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3238 (1997), A. B. Van'kov et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 246801 (2006).