

**Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт физики твердого тела Российской Академии наук**

На правах рукописи

ГОРБУНОВ Александр Васильевич

**КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В ЛОВУШКАХ ДЛЯ БОЗЕ-КОНДЕНСАЦИИ ДИПОЛЯРНЫХ
ЭКСИТОНОВ**

Специальность 01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертации
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка – 2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
0.1. Цель работы и поставленные задачи.....	7
0.2. Актуальность работы.....	8
0.3. Научная новизна работы.....	9
0.4. Теоретическая и практическая значимость работы.....	10
0.5. Методы исследования.....	10
0.6. Основные результаты, выносимые на защиту.....	10
0.7. Достоверность и обоснованность результатов.....	12
0.8. Апробация работы.....	13
0.9. Личный вклад автора.....	13
0.10. Структура и краткое содержание диссертации.....	13
0.11. Список публикаций основных результатов диссертационной работы.....	14
Глава 1. Экспериментальные методы	16
1.1. Спектральные измерения.....	20
1.2. Пространственные и угловые измерения.....	22
1.3. Кинетические измерения.....	27
1.4. Анализ когерентных свойств люминесценции.....	28
1.4.1. Измерения когерентности 1-го порядка.....	31
1.4.1.1. Измерение временной когерентности.....	31
1.4.1.2. Измерение пространственной когерентности.....	32
1.4.2. Измерения когерентности 2-го порядка.....	35
1.5. Магнитооптические измерения.....	40
Глава 2. Гетероструктуры GaAs/AlGaAs с точки зрения реализации БЭК диполярных экситонов	42
2.1. Литературный обзор и постановка задачи.....	42
2.2. Экспериментальные исследования свойств различных гетероструктур.....	57
2.2.1. Двойная квантовая яма GaAs/AlGaAs.....	57
2.2.2. Широкая одиночная квантовая яма GaAs/AlGaAs.....	68
2.2.3. Широкая одиночная квантовая яма GaAs/AlAs.....	70
2.2.4. Пара смежных узких квантовых ям GaAs и AlAs.....	73
2.3. Выводы главы 2.....	77

Глава 3. Ловушки для бозе-конденсации диполярных экситонов	78
3.1. Литературный обзор и постановка задачи.....	78
3.2. Экспериментальные исследования свойств различных ловушек.....	83
3.2.1. Электростатическая ловушка в неоднородном электрическом поле вблизи острия.....	83
3.2.2. Электростатическая ловушка с полупрозрачным затвором Шоттки.....	89
3.2.3. Электростатическая ловушка вблизи отверстия в затворе Шоттки.....	91
3.2.4. Электрооптическая ловушка в кольцевом лазерном пучке.....	98
3.3. Выводы главы 3.....	104
Глава 4. Диполярные экситоны в кольцевой электростатической ловушке	107
4.1. Фазовая диаграмма.....	107
4.2. Пространственное распределение экситонной люминесценции.....	111
4.3. Угловое распределение экситонной люминесценции.....	115
4.4. Линейная поляризация.....	118
4.5. Кинетика.....	124
4.6. Когерентность экситонной люминесценции.....	125
4.6.1. Временная когерентность 1-го порядка.....	128
4.6.2. Поперечная когерентность 1-го порядка.....	129
4.6.3. Временная когерентность 2-го порядка.....	135
4.7. Люминесценция в магнитном поле.....	139
4.7.1. Компенсация спинового расщепления.....	141
4.7.2. Энергия экситона.....	149
4.8. Выводы главы 4.....	154
Заключение	156
Литература	159

Введение

Бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) в том виде, в каком она была сформулирована Альбертом Эйнштейном в 1925 году [1], представляет собой фазовый переход в термодинамически равновесном газе идентичных бозе-частиц – бозонов. Бозоны обладают целочисленным (или нулевым) спином и подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна: функция распределения частиц по энергии E описывается выражением:

$$n(E) = 1/(e^{(E-\mu)/k_B T} - 1), \quad (1)$$

где μ – химический потенциал, T – температура, $k_B \approx 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана. В идеальном трехмерном (3D) газе невзаимодействующих бозонов БЭК происходит, когда температура становится ниже критической $T_c \approx 3.313 \hbar^2 (N_{3D})^{2/3} / m k_B$, где N_{3D} – концентрация частиц в объеме, m – масса частицы, $\hbar = h/2\pi \approx 1.05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка. Причиной БЭК является не взаимодействие между частицами газа, а та квантовая статистика, которой они подчиняются. Ниже T_c имеет место бозе-вырождение: тепловая длина волны де Бройля для частиц бозе-газа $\lambda_{dB} \sim h/(m k_B T)^{1/2}$ становится сравнимой со средним расстоянием между ними $(N_{3D})^{-1/3}$. БЭК – это конденсация не в реальном, а в импульсном пространстве: фазовый переход, в результате которого макроскопическое число бозонов оказывается в одном и том же, нижайшем по энергии, квантовом состоянии и описывается единой волновой функцией.

Первоначально полученный Эйнштейном результат [1] не получил должного внимания. Во-первых, все известные на тот момент газы при расчетных температурах T_c уже должны были находиться в жидком или твердом состоянии. Во-вторых, предсказанное бозе-вырождение было принято за «патологию» модели идеального газа, не имеющей физического смысла. Предполагалось, что вырождение исчезнет при включении любого, сколь угодно малого, межчастичного взаимодействия (см., например, обзор [2]). Первым, кто связал гипотезу БЭК с реальным экспериментом, был Фриц Лондон. После обнаружения в 1938 году сверхтекучести у жидкого ^4He он обратил внимание на то, насколько близкими оказались рассчитанная для атома ^4He критическая температура $T_c \approx 3.10$ К и измеренная в эксперименте температура перехода в сверхтекучее состояние $T_\lambda \approx 2.18$ К, т. н. λ -точка [3, 4]. Позднее стало ясно, что именно в результате БЭК формируется сверхтекучая фаза ^4He – совершенно новое, необычное состояние вещества, в котором макроскопическое число атомов находится в едином когерентном квантовом состоянии, что и делает возможным бездиссипативный перенос массы – течение без вязкости. Сверхпроводимость металлов, открытая Х. Камерлинг-Оннесом 1911 году, также объясняется БЭК, только конденсируются в этом случае не атомы, а объединенные в куперовские пары электроны – композитные бозоны, сверхтекучесть которых приводит к бездиссипативному переносу заряда. Для корректного описания явлений сверхтекучести и сверхпроводимости теория БЭК была в

дальнейшем существенно развита, главным образом с целью учета роли межчастичного взаимодействия. Проверка гениального предсказания Эйнштейна в условиях, максимально близких к изначальной модели идеального квантового газа задержалась на 70 лет: до проведения экспериментов по конденсации ультрахолодных атомов при температурах $\sim 10^{-7}$ К [5, 6]. Гораздо раньше стало очевидно, что осуществление БЭК на практике сопровождается яркими, необычными явлениями: приведение макроскопического числа бозонов в единое квантовое состояние (*макрозаполнение* квантового состояния) дает удивительные результаты. В этой связи можно также упомянуть эффект лазерной генерации света: фотоны тоже являются бозонами и число заполнения для единого когерентного состояния, в котором они находятся в лазерном луче, огромно. Правда, лазер – система неравновесная и заведомо некорректно пытаться описывать ее на основе рассмотренной Эйнштейном модели [1], и тут естественным образом возникает вопрос к теории о влиянии отклонения от равновесия на условия конденсации бозонов. В любом случае, не вызывает удивления, что поисковые исследования по реализации БЭК в самых разнообразных бозе-системах продолжаются и сегодня.

Экситон в полупроводнике представляет собой электрически нейтральное возбуждение, аналогичное по внутренней структуре атому водорода, состоящее из электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, разделенных энергетической щелью E_g и связанных кулоновским притяжением. Соответственно, энергия экситона записывается в виде

$$E_{\text{ex}} = -Ry_{\text{ex}}/n^2 + \hbar^2 k^2 / 2M_{\text{ex}} + E_g, \quad (2)$$

где первое слагаемое характеризует движение электрона и дырки относительно центра масс, а второе – движение экситона как целого с волновым вектором \mathbf{k} . Энергия связи экситона E_{ex}^b характеризуется своей постоянной Ридберга $Ry_{\text{ex}} = e^2 / 2\epsilon a_B$, где e – заряд электрона, ϵ – низкочастотная диэлектрическая проницаемость кристалла, $a_B = \hbar^2 \epsilon / e^2 \mu_{\text{ex}}$ – боровский радиус экситона, $n = 1, 2, 3, \dots$ – главное квантовое число. В первое слагаемое зонные массы электрона m_e и дырки m_h входят в виде приведенной массы $\mu_{\text{ex}} = m_e m_h / (m_e + m_h)$, а во второе – в виде трансляционной массы $M_{\text{ex}} = m_e + m_h$. Боровский радиус экситона значительно больше периода кристаллической решетки: в GaAs, например, $a_B \approx 15$ нм. Атомы кристалла экранируют кулоновское взаимодействие внутри экситона – эффект, который описывается диэлектрической проницаемостью среды ϵ . Экситонный Ридберг существенно зависит от параметров полупроводника и энергия связи экситона в различных соединениях может сильно отличаться: если в GaAs $Ry_{\text{ex}} \approx 4$ мэВ, то для Cu_2O $Ry_{\text{ex}} \approx 150$ мэВ. Экситоны, в отличие от атомов водорода, имеют конечное время жизни – они относительно быстро аннигилируют посредством электрон-дырочной рекомбинации, как излучательной, с резонансным испусканием фотона, так и безызлучательной, с генерацией фононов. Времена жизни экситонов в различных системах отличаются на многие

порядки: от пико- до миллисекунд. При этом в монокристаллах высокого качества экситоны могут успевать перемещаться на заметные расстояния, рассеиваясь по пути на фонах, носителях заряда, других экситонах и т.д.

Хотя электрон и дырка в экситоне – это фермионы с полуцелым спином, сам экситон имеет целочисленный спин и является композитным бозоном. Масса экситонов в полупроводнике почти на четыре порядка меньше атомных масс, поэтому в условиях легко достижимых экситонных концентраций, при которых экситонный газ все еще остается достаточно разреженным, $a_B^3 N_{3D} \ll 1$, и слабо взаимодействующим, БЭК экситонов должна происходить при доступных криогенных температурах (единицы К). Первые теоретические работы, в которых было обращено внимание на принципиальную возможность БЭК для свободных подвижных экситонов, появились в начале 60-х годов прошлого века [7-9]. Проведенный в дальнейшем подробный анализ показал, что эффекты межэкситонного взаимодействия должны быть обязательно учтены даже в ситуации разреженного экситонного газа [10-13]. В случае же плотной экситонной системы, $a_B^3 N_{3D} \gg 1$, [14-15] ситуация в принципе отлична от задачи, решавшейся в работе [1]: по сути она близка к механизму возникновения сверхпроводимости в металлах [16]. Начатые в 70-х годах экспериментальные поиски экситонной БЭК в высококачественных монокристаллах (CdSe, CuCl, и особенно в Cu₂O) продолжают и сегодня, но по разным причинам пока не дали положительных результатов. Обзор исследований в этой области за 30 лет и обсуждение перспектив на ближайшее будущее можно найти в работе [17].

В середине 70-х появились теоретические исследования, в которых было обращено внимание на перспективность с точки зрения наблюдения эффектов БЭК и сверхтекучести двумерных (2D) пространственно-разделенных электронно-дырочных слоев [18, 19]. С развитием технологии полупроводниковых наноструктур в 90-х годах начались активные экспериментальные исследования по поиску экситонной БЭК в 2D системах. Здесь наиболее популярным объектом стала структура в виде двойной квантовой ямы (ДКЯ) – это пара квантовых ям (КЯ), разделенных тонким, туннельно-прозрачным барьером. При помещении ДКЯ в достаточно сильное внешнее электрическое поле, направленное перпендикулярно гетерослоям, происходит пространственное разделение носителей заряда: электроны оказываются в одной КЯ, а дырки – в другой. При этом в спектре фотолюминесценции вместо линии внутриямного, пространственно-прямого экситона, образованного электроном и дыркой внутри одной и той же КЯ, доминирующей становится линия межъямного, пространственно-непрямого экситона, составленного электроном и дыркой из разных КЯ. Линия непрямого экситона расположена с красной стороны от линии прямого экситона и с ростом напряженности электрического поля сдвигается еще больше в сторону низких энергий (квантово-размерный эффект Штарка [20]). Непрямые экситоны обладают большим статическим дипольным моментом (~100 Д) и потому называются еще

диполярными (или дипольными). Ориентированные внешним электрическим полем, они испытывают сильное диполь-дипольное отталкивание и не слипаются в биэкситоны или более сложные комплексы – экситонный газ остается газом идентичных композитных бозонов одного сорта. Пространственное перекрытие волновых функций электрона и дырки в диполярном экситоне гораздо меньше, чем в прямом экситоне, и, соответственно, время жизни у непрямого экситона гораздо больше: в диапазоне ($10^{-9} \div 10^{-5}$) с вместо ≤ 100 пс. Такие экситоны существенно проще охлаждать, приближая их температуру к температуре кристаллической решетки.

В идеальной бесконечной 2D системе бозе-конденсация при конечной температуре принципиально невозможна [21-23], но в реальных структурах всегда присутствует неоднородность распределения удерживающего потенциала в латеральном направлении, в плоскости КЯ. Другими словами, имеется разбиение на домены или на естественные потенциальные ловушки, на дне которых возможно появление конденсата бозонов. Для ловушки площади S критическая температура T_c связана с поверхностной концентрацией N_{2D} выражением вида [24]:

$$T_c \approx 2\pi\hbar^2 N_{2D} / M_{ex} g_{ex} k_B \ln(SN_{2D} / g_{ex}), \quad (3)$$

где g_{ex} – фактор спинового вырождения. В случае КЯ на основе GaAs/AlGaAs ($g_{ex} = 4$) при размере ловушки 1 мкм и экситонной плотности $\sim 5 \cdot 10^{10}$ см⁻² получается $T_c \sim 1$ К, т. е. может быть достижимо с современной криогенной техникой. Эксперименты, проводившиеся независимо в различных рабочих группах, показали, что в гетероструктурах с ДКЯ GaAs/AlGaAs обнаруживаются области микронного масштаба, демонстрирующие на порядки более интенсивную линию фотолуминесценции непрямого экситона, нелинейно растущую с накачкой и быстро исчезающую с повышением температуры [25, 26]. Именно такого поведения можно было ожидать в случае реализации экситонной БЭК [8], но при этом стало очевидно, что для ее верификации: а) необходимы комплексные исследования коллективных свойств ансамбля непрямых экситонов, накапливаемых в потенциальной ловушке, и б) нужно использовать искусственные ловушки с возможностью управления их параметрами.

0.1. Цель работы и поставленные задачи:

Целью работы является разработка методов диагностирования и проведение системных исследований коллективных явлений при накоплении в искусственных потенциальных ловушках квазидвумерных, пространственно-непрямых диполярных экситонов в высококачественных полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs.

При выполнении работы были поставлены следующие задачи:

- 1) оптимизация дизайна гетеросистем на основе GaAs/AlGaAs с точки зрения осуществления экситонной бозе-конденсации в 2D наноструктурах;

- 2) создание управляемой латеральной потенциальной ловушки для накопления диполярных экситонов;
- 3) определение экспериментальных условий, необходимых для бозе-конденсации диполярных экситонов в латеральной потенциальной ловушке, и построение фазовой диаграммы БЭК в координатах «концентрация-температура»
- 4) исследование основных свойств экситонного конденсата и надконденсатных частиц в потенциальной ловушке, в частности:
 - А. спектральных, пространственных, угловых и временных характеристик рекомбинационного излучения,
 - Б. временной и пространственной когерентности экситонного излучения,
 - В. спектральных характеристик экситонной люминесценции, связанных со спиновыми степенями свободы.

0.2. Актуальность работы

Актуальность исследований с целью реализации бозе-эйнштейновской конденсации экситонов подкрепляется тем обстоятельством, что до сих пор во все случаях, когда БЭК была реализована в эксперименте, это приводило к наблюдению необычных ярких физических явлений (сверхтекучесть, сверхпроводимость) либо к открытию новых направлений фундаментальных физических исследований (БЭК ультрахолодных атомов). Кроме того, попытки экспериментальной реализации БЭК в новых системах, как правило, выдвигают новые требования к теории. Так, в частности, успех в теоретическом описании обнаруженных экспериментально явлений сверхпроводимости и сверхтекучести пришел только после того, как теория БЭК [1], исходно вообще никак не учитывавшая взаимодействия между частицами в бозе-газе, была развита и расширена на системы с сильным взаимодействием. Сегодня, например, ведутся активные исследования свойств экситонных поляритонов в микрорезонаторах – возбуждений, представляющих собой смешанное состояние, образованное за счет сильной связи между поляризацией среды (экситон) и светом внутри высокодобротного оптического резонатора (фотон) [27]. Такая квазичастица тоже является композитным бозоном, но поскольку время жизни ее составляет единицы пикосекунд, поляритонный газ является термодинамически сильно неравновесным. Тем не менее, в его поведении наблюдается целый ряд явлений, характерных для бозе-конденсации. Это обстоятельство положило начало теоретическим исследованиям БЭК в условиях сильного отклонения от равновесия. Времена жизни экситонов существенно больше, чем у поляритонов, но неравновесность здесь также может быть существенной и это значит, что результаты эксперимента могут быть неожиданными.

0.3. Научная новизна работы

При выполнении работы получены следующие новые результаты:

1) В результате экспериментального сравнения различных видов гетероструктур с КЯ на основе GaAs/AlGaAs выяснено, что наиболее перспективным объектом для наблюдения эффектов конденсации квазидвумерных диполярных экситонов является широкая (25 нм) одиночная КЯ GaAs/AlGaAs с затвором Шоттки на поверхности и проводящим электронным 2D каналом в качестве встроенного нижнего затвора.

2) Обнаружено, что вблизи периметра отверстия микронных размеров в затворе Шоттки образуется эффективная кольцевая потенциальная ловушка для диполярных экситонов в квантовой яме.

3) Установлено, что для наблюдения эффектов конденсации 2D диполярных экситонов при накапливании их в латеральной кольцевой ловушке требуется выполнение внутри КЯ условия электрической нейтральности.

4) При накапливании в кольцевой потенциальной ловушке диполярных экситонов в широкой одиночной КЯ GaAs/AlGaAs построена фазовая диаграмма экситонной БЭК в координатах «накачка P – температура T » в диапазоне (0.45 ÷ 4.2) К путем определения порога по мощности оптической накачки P_{thr} для появления в спектре экситонной люминесценции узкой линии шириной 0.2–0.3 мэВ.

5) В картине люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке обнаружена симметричная структура из двух пар ярких пятен, контраст которых чувствителен к температуре, накачке и отклонению от условия электрической нейтральности. Установлено, что распределение излучения в дальней зоне демонстрирует конструктивную и деструктивную интерференцию, отвечающую излучению когерентного источника света.

6) Исследована временная и пространственная когерентность рекомбинационного излучения диполярных экситонов из кольцевой ловушки. Зафиксировано увеличение степени поперечной пространственной когерентности 1-го порядка при превышении порога по накачке, $P > P_{\text{thr}}$. В широкой области накачек вокруг порога обнаружена группировка фотонов во времени – *bunching*: временной коррелятор 2-го порядка $g^{(2)}(\tau=0)$ превышает единицу и чувствителен как к накачке, так и к температуре.

7) Выше порога по накачке P_{thr} обнаружено резкое возрастание степени линейной поляризации излучения диполярных экситонов из ярких пятен в кольцевой ловушке.

8) Обнаружено, что в перпендикулярном магнитном поле вблизи центра отверстия в затворе Шоттки формируется магнитоэлектрическая ловушка для диполярных экситонов. В малых магнитных полях в этой ловушке наблюдается компенсация зеемановского расщепления между состояниями диполярных экситонов со спином вдоль магнитного поля и против него.

0.4. Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты работы важны для понимания процессов взаимодействия в ансамбле непрямых дипольных экситонов и ограничений, возникающих на пути экспериментальной реализации экситонной БЭК. Они могут быть использованы для развития новых теоретических подходов к решению задач, связанных с экситонной бозе-конденсацией. Разработанные методы оптической диагностики могут найти применение в тех исследованиях, где требуется в условиях низкотемпературного эксперимента выполнять измерения с высоким оптическим пространственным разрешением.

0.5. Методы исследования

Исследования проводились с применением комплекса разнообразных методов оптической диагностики: спектральных, пространственных, угловых, поляризационных, интерферометрических, – в сильных электрическом и магнитном полях. При необходимости измерения выполнялись с пространственным разрешением (≥ 1 мкм) – за счет использования методов оптической микроскопии и с временным разрешением (≥ 0.2 нс) – с применением пикосекундного импульсного лазерного возбуждения и систем скоростной фоторегистрации. Основные исследования производились при температурах жидкого ^4He – от 1.6 К и выше, а для продвижения в сторону более низких температур был сконструирован и изготовлен оптический криостат с откачкой паров ^3He , позволивший понизить минимальную температуру до 0.45 К. Для экспериментов с неоднородным электрическим полем вблизи острия была разработана специальная вставка в оптический криостат с ^4He для плавного подведения зонда туннельного микроскопа к поверхности образца. Исследуемые гетероструктуры высокого качества были выращены с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии в ведущих зарубежных исследовательских центрах, обработка образцов методами оптической и электронно-лучевой литографии выполнена в ИФТТ РАН и ИПТМ РАН.

0.6. Основные положения, выносимые на защиту:

1) Оптимальной системой для наблюдения эффектов конденсации квазидвумерных дипольных экситонов является структура с широкой одиночной КЯ GaAs/AlGaAs, расположенной между встроенным нижним электродом, которым служит проводящий двумерный электронный канал в другой КЯ, легированной с помощью кремниевого δ -слоя, и верхним электродом – металлическим затвором Шоттки на поверхности.

2) Вблизи края отверстия микронных размеров в непрозрачном затворе Шоттки для дипольных экситонов в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм образуется эффективная кольцевая потенциальная ловушка глубиной до 5 мэВ.

3) Эффекты конденсации диполярных экситонов при накапливании их в такой кольцевой ловушке наблюдаются только при соблюдении режима, близкого к электрической нейтральности внутри КЯ. Компенсация избыточных зарядов противоположного знака в КЯ достигается в умеренных электрических полях при использовании комбинированного фотовозбуждения одновременно двумя световыми источниками: надбарьерного, с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны в барьере AlGaAs, и подбарьерного, с квантом меньше ширины барьера. Для КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм и круглого отверстия $\varnothing 5$ мкм время жизни диполярных экситонов составляет при этом ~ 1 нс.

4) При достаточно низкой температуре, $T < T_0 \approx 10$ К, и постепенном наращивании мощности оптической накачки P в спектре люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке пороговым образом возникает узкая спектральная линия (ширина 0.2-0.3 мэВ), интенсивность которой I растет с накачкой, а при фиксированной накачке быстро падает с повышением температуры по закону $I(T) \sim (1-T/T_0)$. Фазовая диаграмма в координатах «накачка-температура», построенная из определения порога для появления узкой линии по накачке P_{thr} в диапазоне $T = 0.45$ К \div 4.2 К, близка к прямой, проходящей через начало координат, как и следует ожидать для 2D ловушки в бозе-системе, где критическая температура $T_c \sim N_{2D}/\ln(N_{2D})$.

5) В картине люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке наблюдаются две пары ярких пятен, симметрично расположенных на противоположных концах диаметров, ориентированных вдоль направлений $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ в плоскости подложки (001). Контраст пятен максимален при накачке, в несколько раз превышающей порог появления узкой спектральной линии P_{thr} , спадает с ростом температуры и исчезает вместе с этой линией: пятна размываются и кольцо люминесценции становится однородным.

6) Распределение излучения в дальней зоне, анализируемое с помощью оптического преобразования Фурье, коррелирует с картиной пятен в ближней зоне, демонстрируя конструктивную и деструктивную интерференцию, отвечающую излучению когерентного источника света. Вдоль нормали к плоскости КЯ наблюдается максимум, угловая ширина которого соответствует диапазону проекций волновых векторов на плоскость КЯ $\Delta k_{\parallel} \approx 1 \cdot 10^4$ см $^{-1}$, что гораздо меньше величины теплового импульса $k_{\text{th}} = (2mk_{\text{B}}T)^{1/2}/\hbar \approx 3 \cdot 10^5$ см $^{-1}$ при $T = 2$ К.

7) Ширина в радиальном направлении r кольцевого источника света, образованного диполярными экситонами в исследуемой потенциальной ловушке, находится за пределами пространственного разрешения оптической проекционной системы (~ 1.5 мкм), а его угловая ширина настолько мала, что даже при отсутствии когерентности между одиночными излучателями внутри кольца пространственная когерентность в направлении вдоль r остается весьма высокой. Тем не менее, с помощью сдвиговой интерферометрии установлено, что с появлением узкой линии в спектре диполярных экситонов, накапливаемых в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм, степень

поперечной пространственной когерентности увеличивается: при превышении порога по накачке, $P > P_{\text{thr}}$, пространственный коррелятор 1-го порядка $g^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ возрастает на $\approx 20\%$.

8) Ниже порога P_{thr} получаемый из анализа статистики испускаемых фотонов (измерение парных фотонных корреляций с помощью интерферометра Хэнбери Брауна – Твисса) временной коррелятор 2-го порядка $g^{(2)}(\tau)$ не достигает характерного для некогерентного хаотического источника значения $g^{(2)}(0) = 2$ из-за недостаточного временного разрешения современных однофотонных детекторов. Тем не менее, в широкой области накачек $0.1P_{\text{thr}} < P < 100P_{\text{thr}}$ обнаружено суперпуассоновское распределение или группировка фотонов (*bunching*): $g^{(2)}(0) > 1$. Коррелятор максимален вблизи порога, $g_{\text{thr}}^2(0) = 1.050 \pm 0.005$, где ожидаются максимальные флуктуации экситонной плотности. При накачках $P > 100P_{\text{thr}}$ статистика снова становится пуассоновской, $g^{(2)}(0) = 1$, как это и должно быть в когерентной системе, описываемой единой волновой функцией. С повышением температуры от 0.45 К до 4.2 К $g_{\text{thr}}^2(0)$ уменьшается до 1.015 ± 0.005 , что может служить косвенным свидетельством разрушения параметра порядка с температурой.

9) Выше порога по накачке излучение в двух парах ярких пятен в круглой кольцевой ловушке для диполярных экситонов линейно поляризовано в направлении вдоль соединяющих их диаметров: в одной паре – вдоль $[110]$, в другой – вдоль $[1\bar{1}0]$. Степень поляризации скачком возрастает вблизи порога, достигая значения $\rho_l \approx 70\%$, и плавно снижается с ростом $P > P_{\text{thr}}$.

10) В перпендикулярном магнитном поле (геометрия Фарадея) пятна люминесценции по периметру отверстия в затворе Шоттки размываются и исчезают, а в центре наблюдается яркое однородное пятно. Интенсивность излучения из центра растет с магнитным полем, увеличиваясь на порядок при $B = 6$ Тл. Вблизи центра отверстия диполярные экситоны скапливаются в магнитоэлектрической ловушке: в скрещенных полях (магнитное – перпендикулярно поверхности, а электрическое – радиально, в плоскости КЯ) электрически нейтральные экситоны движутся по кольцевым орбитам вокруг центра отверстия.

11) Для диполярных экситонов в магнитоэлектрической ловушке зеемановское расщепление по энергии между состояниями со спином вдоль магнитного поля и против него в слабых магнитных полях, $0 < B < B_c = 1 \div 2$ Тл, практически полностью подавлено: $\Delta E_Z = 0 \pm 10$ мкэВ. Величина критического магнитного поля B_c линейно растет с экситонной плотностью.

0.7. Достоверность и обоснованность результатов

Достоверность полученных результатов обусловлена проведением комплексных исследований с применением современных методов и техники низкотемпературного оптического эксперимента. Достоверность результатов подтверждена их воспроизводимостью при много-

кратном повторении измерений на разных экспериментальных установках и на различных образцах гетероструктур с идентичным либо схожим дизайном. Обоснованность сделанных выводов подтверждается проведенными в работе оценками, выполненными на базе существующих теоретических представлений.

0.8. Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на конференциях и симпозиумах: VII-XI Российские конференции по физике полупроводников (Звенигород, 2005; Екатеринбург, 2007; Новосибирск-Томск, 2009; Нижний Новгород, 2011; Санкт-Петербург, 2013), IV-VIII и X-XII конференции «Сильно коррелированные системы и квантовые критические явления» (Троицк, 2006-2010, 2012-2014), 28th and 30th International conferences on the Physics of Semiconductors (Vienna, Austria, 2006; Seoul, Korea, 2010), XI, XIV и XVI-XVIII Международные конференции «Нанопизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2007, 2010, 2012-2014), III and IV International conferences “Frontiers of Nonlinear Physics” (Нижний Новгород, 2007, 2010), 10th, 12th and 13th International Conferences on the Optics of Excitons in Confined Systems – OECS (2007, 2011, 2013), 2008 Latsis Symposium at EPFL on “Bose-Einstein Condensation in dilute atomic gases and in condensed matter” (Lausanne, Switzerland, 2008), International Symposium “Light and Spin” dedicated to the memory of B. P. Zakharchenya (Санкт-Петербург, 2008), IVth International Conference on Spontaneous Coherence in Excitonic Systems – ICSCE4 (Cambridge, United Kingdom, 2008), Russia – Poland Seminar «Ultra-cold Atoms and Bose-Einstein Condensation» (Москва, 2008), IIIrd International Conference on Photo-Induced Phase Transitions and Cooperative Phenomena – Yamada Conference LXIII (Osaka, Japan, 2008), Advanced Research Workshop “Fundamentals of electronic nanosystems” – NanoPeter 2010 (Санкт-Петербург, 2010), International School on Spin-Optronics – ISSO-2012 (Санкт-Петербург, 2012), International Conference “Electronic States and Phases Induced by Electric or Optical Impacts” – IMPACT-2012 (Orsay, France, 2012).

0.9. Личный вклад автора

Список основных научных работ по теме диссертации содержит 23 публикации. В проведенных исследованиях автору принадлежит основной вклад в постановку задач, разработку методик и проведение экспериментов, обработку, интерпретацию и представление результатов.

0.10. Структура и краткое содержание диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы. В первой главе описаны применяемые методы экспериментальных исследований. Вторая глава посвящена выбору видов гетероструктур на основе GaAs/AlGaAs, наиболее оптимальных с точки зрения

реализации экситонной бозе-конденсации. В начале главы проведен обзор имеющихся литературных данных по свойствам квазидвумерных пространственно-непрямых, диполярных экситонов, после чего приведены результаты исследования свойств диполярных 2D экситонов в ряде гетероструктур и после обсуждения определены приоритетные варианты. Третья глава связана с выбором оптимального типа латеральной потенциальной ловушки для накопления диполярных экситонов. Глава начинается с обзора литературных данных по уже известным видам таких ловушек, за которым следуют результаты экспериментов с конкретными типами ловушек и делается выбор в пользу одной из них – наиболее перспективной. В четвертой главе свойства диполярных экситонов при накоплении их в выбранном виде ловушки изучаются всеми доступными методами, проводится обсуждение полученных результатов и делаются выводы. В заключении подводятся итоги работы и обсуждаются перспективы дальнейших исследований.

0.11. Список публикаций основных результатов диссертационной работы

1. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Межъямные экситоны в латеральной потенциальной яме в неоднородном электрическом поле // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т.80. №3. С.210-215.
2. A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev. Collective behavior of interwell excitons laterally confined in GaAs/AlGaAs double quantum wells // phys. stat. sol. (c). 2005. V.2. No.2. P.871-876.
3. А. В. Горбунов, В. Е. Бисти, В. Б. Тимофеев. Температурная зависимость интенсивности люминесценции в условиях бозе-конденсации межъямных экситонов // ЖЭТФ. 2005. Т.128. №4. С.803-810.
4. А. В. Горбунов. Вставка в гелиевый криостат для экспериментов с острием вблизи поверхности образца в сверхтекучем гелии // ПТЭ. 2006. №1. С.155-159.
5. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Коллективное состояние в бозе-газе взаимодействующих межъямных экситонов // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т.83. №4. С.178-184.
6. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Бозе-конденсация межъямных экситонов и пространственная структура люминесценции в латеральных ловушках // УФН. 2006. Т.176. №6. С.651-657.
7. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Крупномасштабная когерентность бозе-конденсата пространственно-непрямых экситонов // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т.84. №6. С.390-396.
8. V. B. Timofeev, A. V. Gorbunov. Collective State Of The Bose-Gas Of Interacting Dipolar Excitons // J. Appl. Phys. 2007. V.101. No.8. P.081708 (1-5).
9. V. B. Timofeev, A. V. Gorbunov, A. V. Larionov. Long-range coherence of interacting Bose gas of dipolar excitons // J. Phys.: Condens. Matter. 2007. V.19. No.29. P.295209 (1-22).
10. А. В. Горбунов, А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев. Кинетика люминесценции диполярных экситонов в кольцевых ловушках // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т.86. №1. С.48-53.

11. V. B. Timofeev, A. V. Gorbunov. Bose-Einstein condensation of dipolar excitons in double and single quantum wells // *phys. stat. sol. (c)*. 2008. V.5. No.7. P.2379-2386.
12. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Линейная поляризация люминесценции в условиях Бозе-конденсации диполярных экситонов и спонтанное нарушение симметрии // *Письма в ЖЭТФ*. 2008. Т.87. №12. С.797-802.
13. V. B. Timofeev, A. V. Gorbunov. Bose-Einstein condensation of dipolar excitons in quantum wells // *J. Phys.: Conference Series*. 2009. V.148. No.1. P.012049 (1-6).
14. А. В. Горбунов, Е. И. Демихов, С. И. Дорожкин, К. П. Мелетов, В. Б. Тимофеев. Гелиевый криостат с откачкой паров ^3He для оптических исследований // *ПТЭ*. 2009. №6. С.133-138.
15. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин, А. А. Дремин. Двухфотонные корреляции люминесценции в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов // *Письма в ЖЭТФ*. 2009. Т. 90. №2. С.156-162.
16. V. B. Timofeev, A. V. Gorbunov. Statistics Of Photons Emitted By Dipolar Excitons Under Bose-Einstein Condensation // *AIP Conference series*. 2011. V.1399. P.423-424.
17. В. Б. Тимофеев, А. В. Горбунов, Д. А. Демин. Бозе-эйнштейновская конденсация диполярных экситонов в латеральных ловушках // *ФНТ*. 2011. Т.37. №3. С.229-239.
18. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин. Электрооптическая ловушка для диполярных экситонов в GaAs/AlAs диоде Шоттки с одиночной квантовой ямой // *Письма в ЖЭТФ*. 2011. Т.94. №11. С.877-883.
19. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. О фазовой диаграмме бозе-конденсации диполярных экситонов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с квантовыми ямами // *Письма в ЖЭТФ*. 2012. Т.96. №2. С.145-155.
20. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Электрооптическая ловушка для дипольных экситонов // *ФТП*. 2012. Т.46. №11. С.1453-1459.
21. A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev. Compensation of dipolar-exciton spin splitting in magnetic field // *Solid State Comm*. 2013. V.157. P.6-10.
22. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Диполярные экситоны в потенциальной ловушке в магнитном поле // *ЖЭТФ*. 2014. Т.146. №1. С.133-143.
23. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Непрямые в реальном и импульсном пространстве диполярные экситоны в гетероструктуре GaAs/AlAs // *ФТП*. 2015. Т.49. №1. С.47-52.

Глава 1. Экспериментальные методы

Свойства диполярных экситонов в КЯ GaAs/AlGaAs изучались путем всестороннего исследования характеристик экситонной фотолюминесценции – результата аннигиляции экситона за счет излучательной рекомбинации в ближней ИК области спектра. В основном использовалось нерезонансное оптическое возбуждение, при котором величина кванта лазерного излучения накачки гораздо больше ширины запрещенной зоны GaAs ($E_g^{GaAs} \approx 1.515$ эВ), т.е. длина волны лазера – короче 818 нм. В ряде случаев применялось фотовозбуждение одновременно двумя лазерами: надбарьерным, с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны в материале барьера ($\hbar\omega_{ob} > E_g^b$), и подбарьерным, с энергией кванта $E_g^b > \hbar\omega_{sb} > E_g^{GaAs}$. Использовались непрерывные одномодовые лазеры, работающие на нижней поперечной моде TEM₀₀ с гауссовым распределением интенсивности в пучке. Для структур с барьером из Al_{0.3}Ga_{0.7}As (в дальнейшем для краткости – AlGaAs) в качестве подбарьерного лазера применялись либо перестраиваемый по длине волны титан-сапфировый-лазер (Ti-Sp), либо полупроводниковый лазер с длиной волны $\lambda_{sb} \approx 780$ нм, а в качестве надбарьерного – He-Ne-лазер с $\lambda_{ob} \approx 633$ нм или полупроводниковый лазер с $\lambda_{ob} \approx 660$ нм. При изучении структур с барьером из AlAs в качестве надбарьерного применялся полупроводниковый лазер с $\lambda_{ob} \approx 405$ нм.

Образец помещался в шахту гелиевого оптического криостата с окнами из плавленого кварца (optCRYO105, «РТИ, Криомагнитные системы» [28]) и при температуре $T < 4.2$ К находился в жидком ⁴He, а при $T > 4.2$ К – в его парах. Стандартная вставка в криостат optCRYO105 оснащена дифференциальной термопарой «Cu–Cu/Fe», один спай которой находится в баке с жидким ⁴He, а другой – в шахте, около образца. Терморегулятор tSTAT310x («РТИ, Криомагнитные системы» [28]) использует сигнал с термопары и позволяет устанавливать температуру в диапазоне 4.2 – 40 К без применения резистивного нагрева. Минимальная температура получалась откачкой паров ⁴He форвакуумным насосом и достигала $T = 1.6 \div 1.7$ К. При этом измерение температуры проводилось с помощью расположенного в непосредственной близости от образца графитового терморезистора, предварительно откалиброванного по германиевому термометру ТСГ-2 (ВНИИФТРИ). Для подачи на образец напряжения электрического смещения использовался источник питания, собранный по мостовой схеме на двух батареях 3R12. Выходное напряжение U_{ext} на выходе источника можно было варьировать в диапазоне от –9 В до +9 В. За счет применения прецизионных многооборотных резисторов точность установки U_{ext} составляла 2-3 мВ. Во всех видах экспериментов постоянно регистрировались напряжение на образце и протекающий через него ток.

Для выполнения исследований с точечным электрическим контактом на поверхности образца (см. ниже, раздел 3.2.1.) была разработана и изготовлена специальная вставка [29] в крио-

стат optCRYO105. Конструкция вставки (см. рисунок 1) обеспечивает прецизионный подвод к образцу в сверхтекучем гелии стандартного зонда для туннельного микроскопа и «мягкое» касание острием поверхности. Для перемещения зонда относительно образца *1* используется пара плоских пьезокерамических биморфных пластин *2* размером 45x15x1 мм, прорезанная вдоль посередине на 90% длины, т.е. на самом деле имеются две пары пластин, жестко связанных друг с другом на одном конце (край В). Такая конструкция позволяет удвоить величину максимального перемещения, получаемого за счет изгиба пьезопластин, прикладывая одновременно к соседним парам пластин электрическое напряжение противоположной полярности.

Край А1 первой пары пьезопластин крепится с помощью механического зажима *3* с прокладкой из фторопластовой пленки (толщина 100 мкм) к несущей металлической пластине *4*. На крае А2 другой пары пьезопластин с помощью подобного, но только более миниатюрного зажима и тоже с фторопластовой прокладкой крепится несущая планка *5* для зонда *6*. На нижней поверхности планки имеется площадка, расположенная под углом около 20° к плоскости

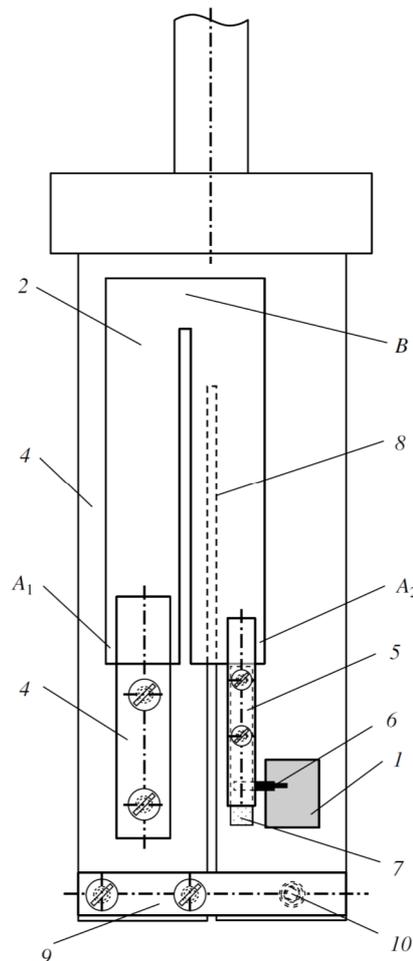


Рисунок 1 [29]. Схема вставки: 1 – образец, 2 – биморфная пьезопластина, 3 – держатель пьезопластины, 4 – несущая стальная пластина, 5 – держатель зонда, 6 – зонд, 7 – прижимная пружина для зонда, 8 – продольный пропил в стальной пластине, 9 – переключатель, 10 – регулирующий винт, А1 – неподвижный край пьезопластины, А2 – подвижный край пьезопластины, В – верхний край пьезопластины.

пластин. Корпус зонда прижимается к этой площадке снизу с помощью плоской пружины 7. При подаче напряжения на пьезокерамику край А2 правой пары пластин перемещается приблизительно вдоль нормали к образцу, подводя зонд к его поверхности.

В наших экспериментах применялся коммерческий кремниевый зонд контактного действия [30]. Его несущая балка или кантилевер (cantilever) – это тонкая (1 мкм) плоская пластина шириной 35 мкм, длиной около 350 мкм с перпендикулярно торчащим острием зонда на конце. Форма острия близка к четырехгранной пирамиде с высотой не менее 10 мкм, отношением высоты к основанию 3:1 и радиусом кривизны на конце острия – около 10 нм. Использование зонда с таким длинным кантилевером позволяет, с одной стороны, подвести иглу к образцу, не задевая его поверхности другими частями конструкции, а с другой – снижает опасность поломки кантилевера при касании поверхности из-за его высокой гибкости.

Максимальное перемещение зонда по нормали к поверхности образца с помощью используемого пьезопривода ограничивалось допустимой величиной прикладываемого напряжения: не выше 300 В к каждой паре пластин. При комнатной температуре перемещение составляло около 700 мкм, а в жидком гелии - не превышало 100 мкм. Поэтому для предварительного подвода зонда к образцу в несущей пластине 4 (нержавеющая сталь толщиной 2 мм), укрепленной на конце вставки, был сделан продольный пропил 8, так чтобы правая половина пластины могла отгибаться относительно левой. К левой половине пластины жестко крепилась перемычка 9. Положение правой половины пластины регулировали вращением подпружиненного винта 10. На правой части пластины 4 крепится образец 1, а на левой – биморфная пьезопластина 2 с укрепленным на ней зондом 6.

Перед установкой в криостат вставку с размещенным на ней образцом закрепляли вертикально в штативе. Вращением винта 10 при нулевом напряжении на пьезопластинах зонд подвигался механически к поверхности образца на расстояние от 30 до 50 мкм. За перемещением



Рисунок 2 [29]. Подвод зонда к образцу в сверхтекучем гелии: слева – конец иглы зонда на расстоянии ~10 мкм от поверхности, справа – момент касания зондом поверхности.

острия наблюдали в оптический микроскоп, ориентированный под скользким углом к поверхности образца. Гладкая поверхность образца работает в этом случае как зеркало, в котором можно увидеть отраженное изображение иглы зонда (см. рисунок 2). Видимое в микроскоп расстояние между реальным концом иглы и его изображением равно удвоенному расстоянию от конца иглы до поверхности. Этот размер легко оценивается с помощью откалиброванной сетки в окуляре микроскопа. Затем вставку с максимальными предосторожностями устанавливали в криостат. Вся вышеописанная конструкция обеспечивала возможность «мягкого» касания иглой зонда поверхности образца. Определить момент контакта острия с поверхностью при подаче напряжения на пьезопривод можно было, наблюдая в микроскоп. Самый грубый способ контроля – по изменению контраста изображения кантилевера в отраженном свете из-за его изгиба при касании поверхности. Более точный – по моменту соприкосновения конца острия и его отражения в образце (рисунок 2). Но главным критерием служило возникновение электрического контакта, то есть появление электрического тока через зонд в исследуемый образец. Для улучшения условий протекания тока использовали зонд с золотым покрытием, а место контакта прижимной пружины с его корпусом смазывали серебряной пастой.

Типичная схема оптических измерений приведена на рисунке 3. Лазерный луч заводится на оптическую ось с помощью маленького ($3\div 4$ мм) алюминиевого или золотого зеркала и фокусируется на поверхность образца линзой-ахроматом $\varnothing 27$ мм с фокусным расстоянием $f = 80$ мм в пятно $\varnothing 20\div 30$ мкм. Излучение люминесценции от образца собирается этой же линзой (ее числовая апертура N.A. ≈ 0.17) и преобразуется в параллельный световой пучок. В фокальной плоскости вспомогательного объектива с $f = 100$ мм формируется действительное изображение, которое можно рассматривать на экране видеомонитора, используя микроскоп, снабженный

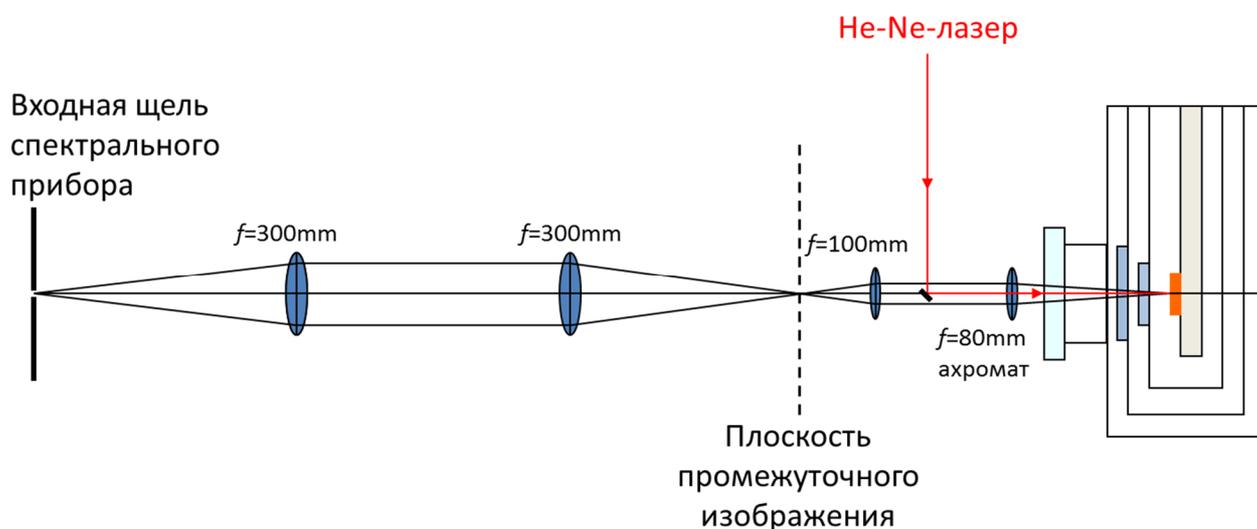


Рисунок 3. Схема оптических измерений со стандартным криостатом optCRYO105 [28].

миниатюрной телекамерой (на схеме не показаны). С помощью диффрагмы, помещенной в плоскость промежуточного изображения, можно осуществлять пространственную селекцию внутри области фотовозбуждения на образце. Пара идентичных объективов ($f = 300$ мм) передает изображение из промежуточной плоскости на вход регистрирующей системы: в данном случае на входную щель спектрографа. Выбор нужного места на образце производится движением криостата (грубо) и с помощью поперечных смещений объектива перед окном криостата (плавно).

1.1. Спектральные измерения

Спектральные измерения проводились с помощью двух различных спектрометров: спектрометр I – двойной монохроматор Jobin Yvon U1000 – фокусное расстояние 1000 мм, светосила 1:8, дифракционные решетки 600 штрихов/мм – охлаждаемая жидким азотом CCD камера (Princeton Instruments, 1340x100 пикселей размером 25x25 мкм); спектрометр II – монохроматор Acton SpectraPro 2500i – фокусное расстояние 500 мм, светосила 1:6.5, три сменные дифракционные решетки 600, 1200 и 1800 штрихов/мм, передача изображения без искажений из плоскости входной щели в плоскость выходной щели (imaging spectrometer) – CCD камера PIXIS 256 (1024x256 пикселей размером 26x26 мкм, охлаждение до -70°C холодильником на эффекте Пельтье).

Для обоих приборов максимальное спектральное разрешение в диапазоне длин волн $\lambda \sim 800$ нм составляло ≈ 0.05 нм или ≈ 100 мкэВ. При использовании схемы, приведенной на рисунке 3, размер изображения пятна люминесценции на входной спектральной щели был меньше ее ширины (от 30 до 100 мкм), т. е. спектральное измерение было интегральным по всей площади светового источника.

Для регистрации спектров с пространственным разрешением применялась схема, показанная на рисунке 4. Вместо линзы-ахромата использовался микроскопный объектив с увеличенным свободным рабочим расстоянием – Mitutoyo x10/0.28 (фокусное расстояние $f = 20$ мм, свободный рабочий отрезок 33.5 мм, числовая апертура N.A. = 0.28), а вместо зеркала – неполяризирующий светоделительный кубик. Стандартный гелиевый криостат optCRYO105 был заменен на криостат с уменьшенным хвостовиком прямоугольного сечения размером 70x55 мм, так что расстояние от наружной поверхности теплого окна криостата до образца не превышало 28 мм. С объективом Mitutoyo x10/0.28 размер пятна He-Ne-лазера на образце составлял ~ 5 мкм. За счет заполнения всей апертуры объектива (~ 10 мм) с помощью 2-хлинзового телескопического расширителя лазерного пучка удавалось обострить фокусировку до ≈ 3 мкм. При использовании того же телескопа в обратном направлении луч сужался до ~ 1 мм, а на поверхности образца получалось пятно однородного фотовозбуждения размером 20-30 мкм. В ряде экспериментов использовалось пятно фотовозбуждения в виде кольца (см. ниже, раздел 3.2.4). Для формирования

кольцевого пятна лазерный пучок фокусировался на маску-трафарет (непрозрачная пленка Au/Cr на стеклянной подложке) с набором кольцевых отверстий разного размера. Вспомогательный микроскопный объектив собирал прошедший через маску лазерный свет и превращал его в параллельный пучок, а объектив Mitutoyo x10/0.28 проецировал изображение отверстия в трафарете на поверхность образца. Фокусное расстояние вспомогательного объектива выбиралось так, чтобы диаметр кольца на образце составлял от 20 до 40 мкм.

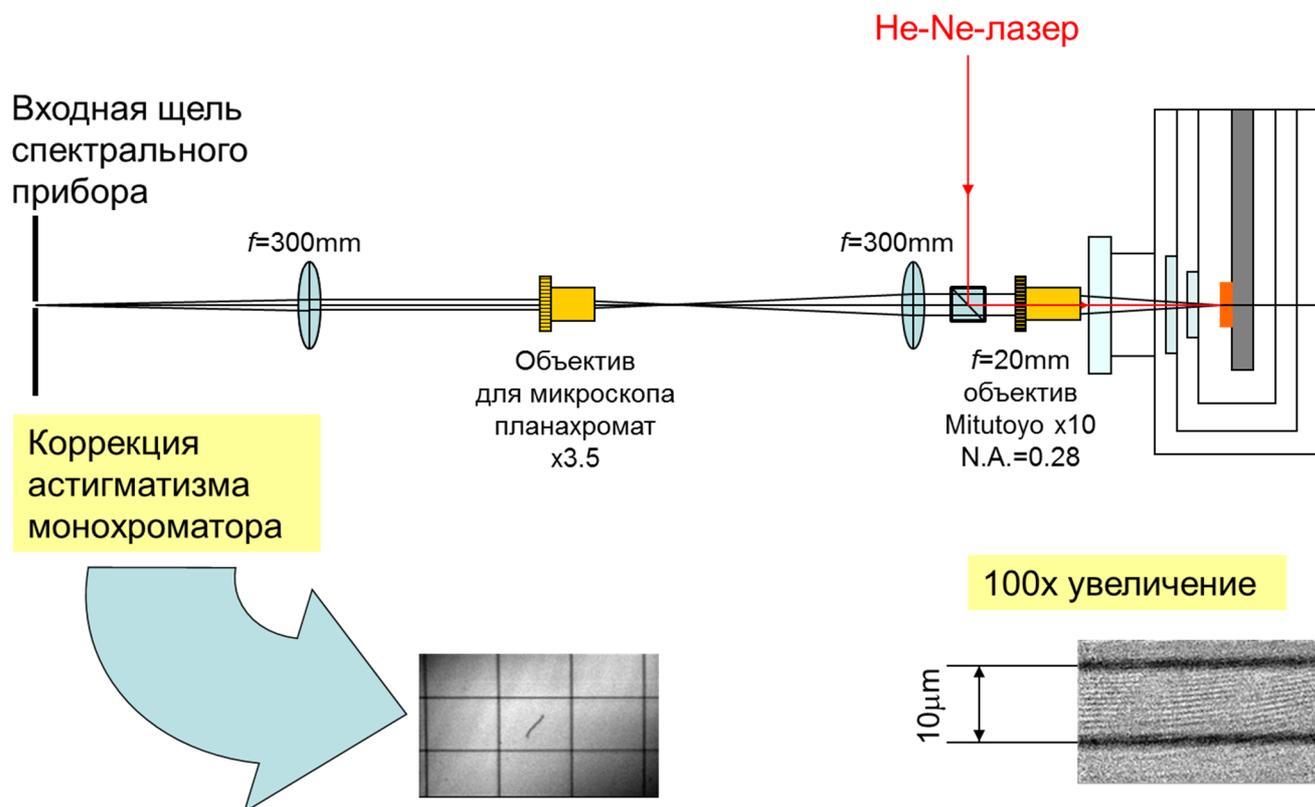


Рисунок 4. Схема спектральных измерений с пространственным разрешением

Оптическое увеличение в плоскости промежуточного изображения было $(15\div 18)$ -кратным, а в плоскости входной щели – $(100\div 200)$ -кратным в зависимости от параметров применявшихся объективов. Для коррекции астигматизма спектрометра I в нем перед CCD камерой была установлена цилиндрическая линза ($f \approx 120$ мм). В результате стала возможна передача изображения со входа на выход монохроматора. Качество передачи иллюстрирует левая вставка на рисунке 4, на которой приведен фрагмент изображения в нулевом порядке дифракционной решетки в белом свете тестовой квадратной сетки с периодом штрихов 1 мм. Неизбежное в данном случае различие оптического увеличения в направлениях вдоль и поперек спектральной щели составило 30%. Монохроматор спектрометра II исправлен на абберации (imaging spectrometer) и в нем такого различия нет. Правая вставка на рисунке 4. показывает пару штрихов стандартного объект-микрометра (расстояние между штрихами – 10 мкм, толщина штриха – 1 мкм) в свете He-Ne-лазера. Номинальное пространственное разрешение объектива Mitutoyo

$\times 10/0.28$ составляет 1 мкм. Пространственное разрешение всей оптической системы хуже, в первую очередь, из-за aberrаций, вносимых окнами криостата, и может быть приблизительно оценено как ≥ 1.5 мкм (см. ниже, раздел 1.4.1.2).

При спектральных измерениях с пространственным разрешением регистрировалось и записывалось изображение на матрице CCD камеры. Из его сечений поперек спектральной щели извлекались спектры люминесценции, соответствующие различным точкам образца вдоль щели, а из сечений вдоль спектральной щели – пространственные профили люминесценции образца для фиксированных длин волн.

1.2. Пространственные и угловые измерения

Для исследования пространственного распределения люминесценции применялись две различные схемы измерений. Одна из них приведена на рисунке 5. В ней для спектральной селекции используется не монохроматор, а полосовой интерференционный светофильтр (ИФ). Кроме стандартных коммерческих фильтров с шириной полосы ~ 10 нм, применялись узкополосные ИФ с коэффициентом пропускания в максимуме ($\lambda_{\max} \approx 820$ нм) на уровне 60–70% и шириной полосы $\delta\lambda = 1.14$ нм или $\delta\lambda = 0.7$ нм (“Andover Corporation”). Наклоном фильтра на угол до $20\text{--}30^\circ$ можно без особого ущерба для качества изображения плавно сдвигать полосу пропускания в сторону более коротких длин волн в диапазоне ~ 20 нм. Изображение образца в промежуточной плоскости дополнительно увеличивается вторым микроскопным объективом и передается непосредственно на приемную матрицу CCD камеры.

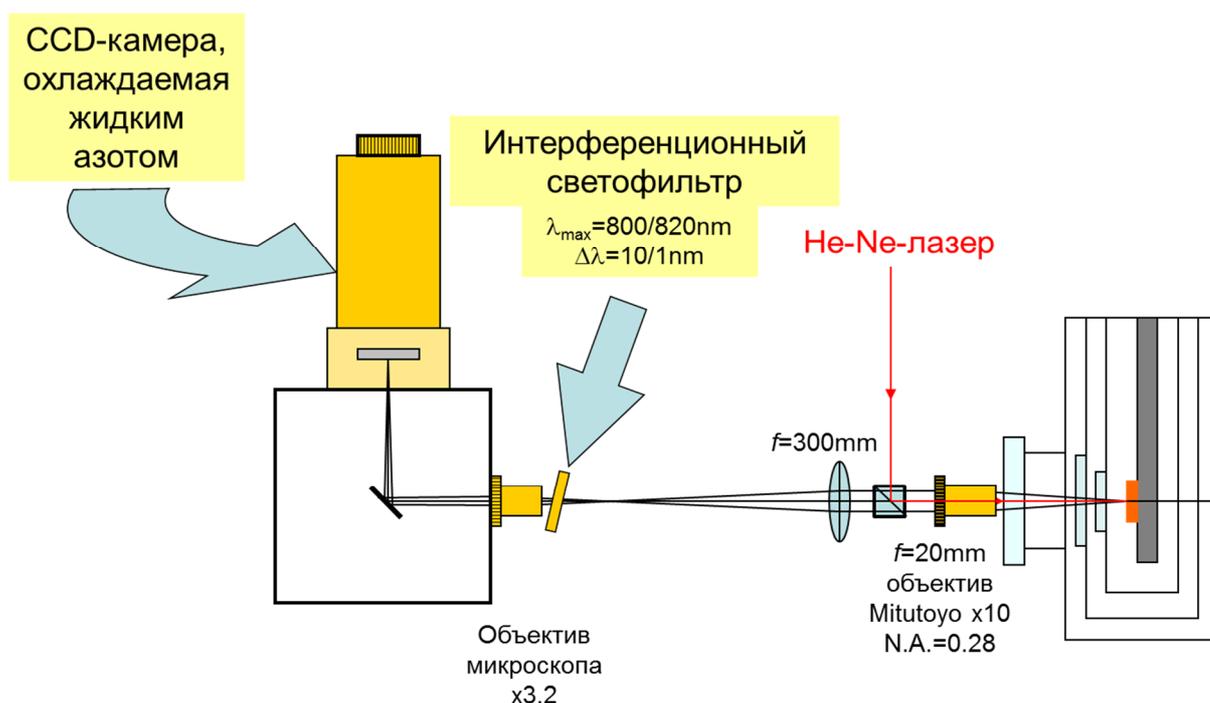


Рисунок 5. Схема измерений пространственного распределения люминесценции

Другая схема измерений применялась со спектрометром II: она близка к схеме на рисунке 4 и отличается тем, что в параллельный пучок во втором каскаде увеличения вводился ИФ, а измерения проводились в нулевом порядке дифракционной решетки. В этом случае решетка действует как плоское зеркало, а CCD камера регистрирует то изображение, которое имеется в плоскости входной щели, и в той спектральной области, которая задана с помощью ИФ.

Использование проекционной оптической системы с оптическим увеличением в 100-200 раз означает высокую чувствительность к пространственным перемещениям образца. Для измерений с микронным разрешением были предприняты меры по виброизоляции оптической установки с тем, чтобы амплитуда механических вибраций образца была, по крайней мере, на порядок меньше. Не менее актуальной была проблема медленных перемещений (дрейфов) образца за время экспозиции, которое могло достигать десятка минут. В криостате optCRYO105 образец находится в гелиевой шахте (высокий тонкостенный цилиндрический сосуд из нержавеющей стали $\varnothing 35-40$ мм), на нижнем конце вертикального штока длиной ~ 700 мм. Как шахта, так и шток жестко связаны с корпусом криостата только в своих верхних частях. При такой конструкции неизбежны дрейфы на сотни микрон и более. Ограничение масштабов этих перемещений и их замедление было достигнуто за счет установки дополнительных жестких распорок как на трубе шахты, так и на штоке, а нижний конец штока был уперт в дно шахты.

Большое оптическое увеличение означает также высокую чувствительность проекционной оптической системы к поперечным перемещениям ее оптических компонентов, особенно короткофокусных. По этой причине 3-хкоординатный оптический столик с микрометрическими винтами (ЗТSM-К, ООО «Авеста-Проект») для объектива Mitutoyo $\times 10/0.28$ перед окном криостата был дополнительно оснащен тремя пьезоподачами (P-810.30, Physik Instrumente (PI) GmbH) с диапазоном перемещений ≤ 45 мкм, обеспечивающими большее удобство и точность юстировок при проведении измерений.

Для проведения исследований в диапазоне температур $0.45 \div 4.2$ К был специально разработан и изготовлен оптический криостат с окнами из плавленого кварца с откачкой паров ^3He [31] – CRYO105_He3 по номенклатуре компании “РТИ, криомагнитные системы” [28]. Схема криостата приведена на рисунке 6. Тонкостенная цилиндрическая шахта 5 из нержавеющей стали служит линией для откачки паров ^3He и герметично соединена в нижней части с прямоугольной камерой для образцов 14, изготовленной из листовой меди. Образец, закрепленный на держателе, опускают в камеру через отверстие в верхней части шахты 5. Внутри внешнего корпуса криостата 6 в вакууме находятся сосуды для жидкого азота 7 и ^4He 9 емкостью 5 и 4 л, соответственно. Сосуд с ^4He защищен от теплового излучения медным экраном 10, охлаждаемым жидким азотом. Откачка паров из резервуара ^4He производится с помощью внешнего механического насоса (Edwards E2M28, производительность $32 \text{ м}^3/\text{час}$). В результате откачки темпера-

тура объема с ^4He понижается до 1.45 К, что необходимо для конденсации газообразного ^3He , который при комнатной температуре хранится в ресивере – герметичном наружном баллоне объемом 27 л. Одновременно понижается температура медного экрана 12, окружающего камеру с ^3He . Температура 1.45 К поддерживается постоянной в течение всего эксперимента, а газообразный ^3He конденсируется на медных тарелках-радиаторах 11, закрепленных на штоке держателя образца и находящихся в тепловом контакте со стенками сосуда с ^4He . Жидкий ^3He собирается на дне прямоугольной камеры. После конденсации 25 л газообразного ^3He и частичной откачки его паров для получения температуры 0.45 К уровень жидкости располагается выше оптического окна 13, так что исследуемый образец полностью погружен в жидкий ^3He .

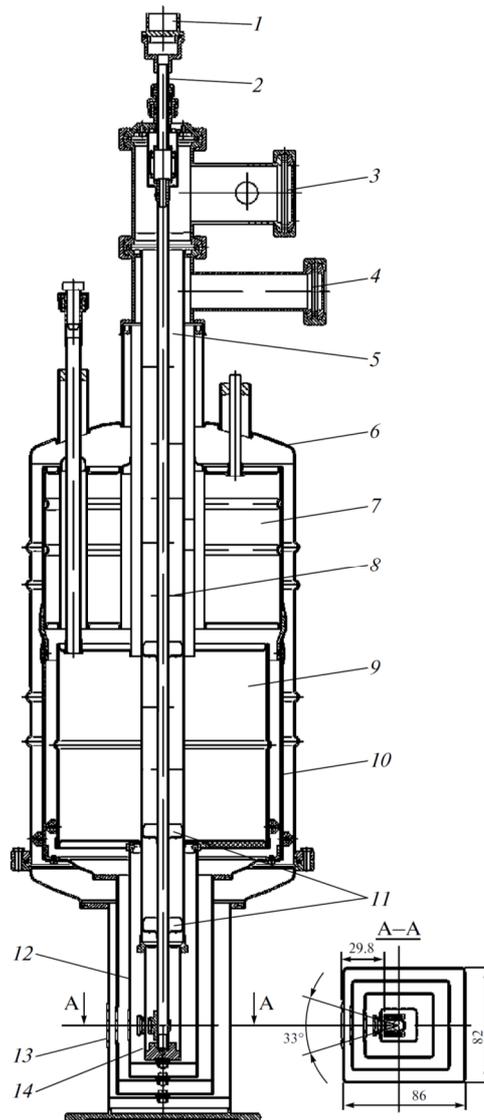


Рисунок 6 [31]. Схема оптического криостата с откачкой паров ^3He . 1 – электрический разъем, 2 – держатель образцов, 3 – вакуумное соединение для откачки паров ^3He , 4 – вакуумное соединение для откачки паров ^4He , 5 – шахта, 6 – внешний корпус, 7 – сосуд для жидкого азота, 8 – радиационные экраны, 9 – сосуд для жидкого ^4He , 10 – азотный экран, 11 – тарелки радиаторы, 12 – гелиевый экран, 13 – внешнее оптическое окно, 14 – камера для образцов. На вставке – поперечное сечение хвостовой части криостата.

Откачку паров ^3He производят наружным криосорбционным насосом высокой производительности [32]. При максимальной скорости откачки температура ^3He понижается до 0.45 К и удерживается на этом уровне не менее 20 часов. Важной особенностью криостата является то, что после окончания откачки ^3He и ^4He температура в камере образца поднимается до λ -точки, $T_\lambda \approx 2.18$ К, и удерживается на ней до тех пор, пока в баке с ^4He не исчезнет жидкость. Таким образом, в данном криостате легко устанавливаются следующие четыре известные значения температуры: 0.45, 1.45, 2.18 и 4.2 К.

Исследуемый образец размещается непосредственно в камере с жидким ^3He , что обеспечивает его эффективное охлаждение до 0.45 ± 0.05 К в режиме откачки паров гелия и поддержание указанной температуры в условиях облучения образца видимым светом. При повышении интегральной мощности светового потока на образце от непрерывных полупроводниковых лазеров ($\lambda_{\text{об}} \approx 659$ нм и $\lambda_{\text{сб}} \approx 782$ нм) до 100 мкВт температура камеры ^3He повышалась менее, чем на 0.05 К. Температуру в камере с ^3He измеряли с помощью резистора из RuO_2 , откалиброванного в диапазоне 1.5–20 К по эталонному германиевому сопротивлению и по давлению паров ^4He , а в диапазоне 0.45–2.0 К – по давлению паров ^3He . Точность калибровки во всех диапазонах была не хуже 0.05 К.

Прямоугольная конструкция хвостовой части криостата (см. вставку на рисунке 6) позволила значительно уменьшить расстояние между поверхностью исследуемого образца и внешним окном. Угловая апертура оптического канала криостата составляет 33° , а расстояние от внешнего окна до образца в камере ^3He – менее 30 мм. В результате, появилась возможность использовать оптическую схему со светосильным объективом Mitutoyo x10/0.28 (см. рисунки 4 и 5). Как уже сказано выше, для уменьшения мощности теплового излучения, попадающего в камеру с ^3He от теплых частей криостата, камера образца окружена двумя медными экранами, охлаждаемыми жидким азотом (внешний экран 10) и жидким ^4He (экран 12, непосредственно окружающий камеру с ^3He). Для проведения оптических измерений каждый из экранов снабжен окном, находящимся с ним в тепловом контакте. В результате между объективом и образцом находятся четыре плоскопараллельных пластины из плавленого кварца (рисунок 6), что не может не сказаться на качестве получаемого изображения. Специально проведенные тесты показали, что удается обеспечить пространственное разрешение на уровне 1.5–2 мкм [31].

Конструкция криостата предусматривает сведение к минимуму как механических вибраций, так и относительно медленных дрейфов образца, вызванных изменениями температуры в верхней части криостата. Чтобы предотвратить вибрации образца, конусообразная нижняя часть держателя образца 2 прижималась к конической выемке в дне камеры 14. Роль пружины играл сильфон, расположенный в верхней части штока держателя образцов. Положение держа-

теля внутри шахты 5 фиксировалось упругими распорками относительно стенок цилиндрической шахты – линии откачки паров ${}^3\text{He}$, жестко соединенной с прямоугольной ${}^3\text{He}$ -камерой. Это уменьшало вибрации штока в направлении, перпендикулярном оси криостата.

Для измерения угловых характеристик экситонной люминесценции использовалось то обстоятельство, что угловое распределение излучения от светового источника размера d_s с длиной волны λ в дальней зоне, т.е. на расстояниях $l \gg d_s^2/\lambda$, совпадает с его пространственным распределением в задней фокальной плоскости идеальной линзы (см., например, [33]). В условиях дифракции Фраунгофера [33] (именно в этом режиме работает правильно рассчитанная оптическая система) угловое распределение в дифрагированной волне $\Phi(\mathbf{k})$ связано с пространственным распределением источника $F(\mathbf{r})$ преобразованием Фурье: $\Phi(\mathbf{k}) \sim \int F(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}) d\mathbf{r}$, – где волновой вектор $\mathbf{k} = 2\pi\mathbf{n}/\lambda$, а \mathbf{n} – единичный вектор, перпендикулярный волновому фронту, направление которого характеризуется полярным углом θ и азимутальным углом φ . Поэтому можно сказать, что линза производит оптическое преобразование Фурье.

На рисунке 7 приведена применяемая оптическая схема. При передаче изображения источник света с поперечным размером d_s находится в передней фокальной плоскости линзы L_1 с фокусным расстоянием f_1 . Свет от источника преобразуется линзой в параллельный пучок (в приближении геометрической оптики его расходимость $\sim d_s/f_1$) и попадает на вторую линзу L_2 с фокусным расстоянием f_2 . В задней фокальной плоскости линзы L_2 образуется действительное изображение источника с увеличением $M_1 = f_2/f_1$. Другими словами, пространственное распределение интенсивности $F(\mathbf{r})$ в плоскости источника отображается масштабированным распределением $F'(\mathbf{r})$ в фокусе линзы L_2 . Одновременно пространственное распределение интенсивности $\Phi(\mathbf{r})$ в задней фокальной плоскости линзы L_1 передается линзой L_2 в плоскость, расположенную несколько дальше фокуса, в соответствии с длинами отрезков l_1 и f_2 , в виде в распределения $\Phi'(\mathbf{r})$, масштабированного с коэффициентом увеличения $M_2 = l_2/l_1$.

В эксперименте роль линзы L_1 выполнял объектив Mitutoyo x10/0.28, а в качестве линзы L_2 применялся фотографический объектив Вега-11у с фокусным расстоянием 50 мм. Для получения достаточной величины изображения на приемной матрице CCD камеры изображение, создаваемое объективом Вега-11у, дополнительно увеличивалось с помощью микроскопного объектива так, как показано на рисунке 5. Параметры элементов оптической системы были подобраны таким образом, чтобы можно было оперативно переключаться от режима регистрации пространственного распределения в реальном пространстве к режиму регистрации углового распределения в дальней зоне. Для этого было достаточно переместить вдоль оптической оси из одного фиксированного положения в другое либо объектив Вега-11у, либо столик с CCD-камерой и микроскопным объективом перед ней (см. рисунок 5).

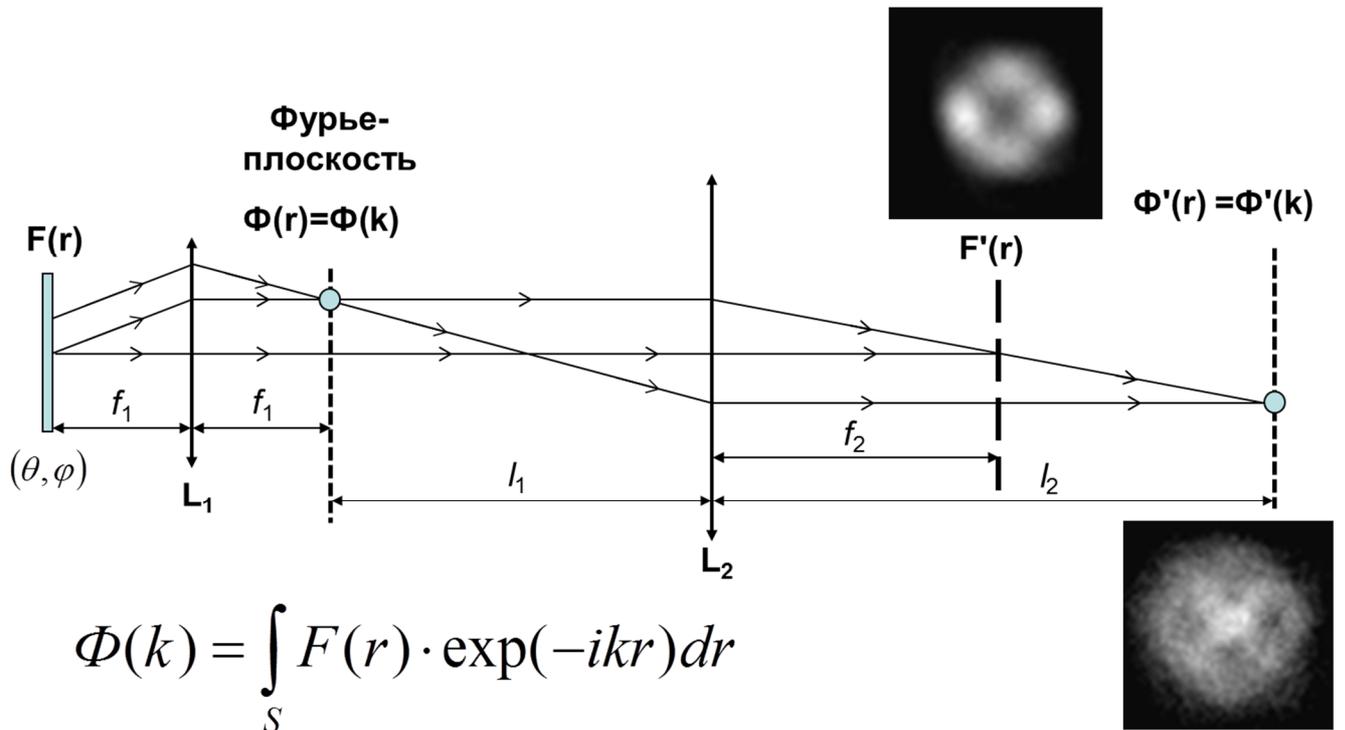


Рисунок 7. Схема измерений пространственного и углового распределения люминесценции. На вставках – соответствующие распределения для люминесценции непрямого экситона в кольцевой ловушке вблизи отверстия $\varnothing 5$ мкм в непрозрачном затворе Шоттки (см. ниже, раздел 4.4.3).

1.3. Кинетические измерения

При исследовании кинетики люминесценции для фотовозбуждения использовались импульсные полупроводниковые лазерные диоды: а) с длиной волны $\lambda = 659$ нм, длительностью импульса $t_p \approx 200$ пс и частотой повторения импульсов f_p до 10 МГц (Hamamatsu PLP-01) и б) с длиной волны $\lambda = 405$ нм, $t_p \approx 80$ пс и f_p до 100 МГц (Hamamatsu PLP-10). Лазерное излучение коллимировалось короткофокусной линзой или микроскопным объективом в параллельный пучок и с помощью светоделительного кубика заводилось в оптическую систему, схема которой оставалась той же, что и в непрерывном режиме измерений: фокусировка лазера на образец и сбор люминесценции одним и тем же объективом.

Детектирование люминесценции производилось на выходе спектрометра Acton SpectraPro 2500i с применением либо скоростной стрик-камеры (Hamamatsu 5680, временное разрешение $\tau_d \approx 200$ пс, временное окно 15 нс), либо кремниевого лавинного фотодиода (ЛФД) в режиме счета фотонов (Perkin-Elmer SPCM-AQR-15, время отклика $\tau_d \approx 450$ пс, темновой шум ~ 50 счетов/с). В первом варианте измерения велись в режиме спектрографа: регистрировалась временная развертка спектра люминесценции в фиксированном спектральном окне в виде изображения, из которого можно было извлекать как кривые затухания излучения на фиксированной длине волны, так и спектр излучения в различные моменты времени. Во втором случае спек-

тральный прибор использовался как монохроматор: на приемную площадку ЛФД попадал свет из спектральной полосы, определяемой положением дифракционной решетки и шириной входной и выходной щелей. Для регистрации кинетики использовался преобразователь время-амплитуда (ORTEC TAC/SCA 567, временное окно от 50 нс до 2 мс, временное разрешение $\leq 0.01\%$ от длительности окна) с аналогово-цифровым преобразователем (АЦП) в виде компьютерной платы (ORTEC TRUMP[®]-PCI-8K). В каждом цикле измерений, который запускается синхроимпульсом от лазера накачки, на выходе ТАС получается аналоговый сигнал – уровень напряжения, пропорциональный временной задержке между синхроимпульсом и моментом прихода фотона на ЛФД. Этот сигнал преобразуется платой АЦП в цифровую форму и добавляет один отсчет вдоль вертикальной оси координат (ось интенсивности) напротив той точки горизонтальной оси (ось времени), которая соответствует этой задержке. В результате проведения многих циклов измерений все отсчеты суммируются и получается гистограмма в координатах «число фотонов – время», т.е. кинетическая зависимость.

Следует отметить, что при работе со стрик-камерой можно измерять не только спектральную кинетику. При переводе спектрографа Acton SpectraPro 2500i в нулевой порядок дифракционной решетки на его выход поступает изображение из плоскости входной щели. Щель стрик-камеры ориентирована вдоль направления спектральной дисперсии, горизонтально, поэтому распределение интенсивности попавшего в щель изображения вдоль горизонтальной координаты также может быть записано в виде временной развертки. Горизонтальные сечения такой развертки дадут профили пространственного распределения интенсивности в разные моменты времени, а вертикальные – временную зависимость в данной точке пространства. В зависимости от того, что именно спроецировано на вход спектрометра, может быть зафиксирована кинетика пространственного или углового распределения люминесценции, интерференционной картины и т.д.

1.4. Анализ когерентных свойств люминесценции

Одно из наиболее наглядных проявлений когерентности света – интерференционное сложение оптических волн, приводящее к образованию в пространстве картины интерференционных максимумов и минимумов – результата так называемой конструктивной и деструктивной интерференции, имеющей в зависимости от геометрии эксперимента вид колец, полос и т.д. Отчетливость или «видность» интерференционных полос V , которая определяется как $V = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$, где I_{max} и I_{min} – интенсивность излучения, соответственно, в максимумах и минимумах интерференционной картины, зависит от когерентности света: чем выше степень когерентности, тем больше видность. В последовательной теории оптической когерентности (см., например, [33, 34]) показывается, что видность интерференционной картины, образован-

ной сложением света из двух точек, разделенных отрезком ρ в пространстве и промежутком τ во времени, непосредственно связана с корреляционной функцией для комплексной амплитуды электрического поля световой волны $E(\mathbf{r}, t)$, зависящей от координаты \mathbf{r} и времени t :

$$g^{(1)}(\rho, \tau) = \frac{\langle E^*(\mathbf{r}, t)E(\mathbf{r} + \rho, t + \tau) \rangle}{\langle E^*(\mathbf{r}, t)E(\mathbf{r}, t) \rangle}, \quad (4)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю, а $g^{(1)}(\rho, \tau)$ – нормированная корреляционная функция 1-го порядка – коррелятор амплитуд или коррелятор 1-го порядка $g^{(1)}$. Свет называют когерентным, если $g^{(1)}(\rho, \tau) = 1$, некогерентным, если $g^{(1)}(\rho, \tau) = 0$, и частично когерентным, если $0 < g^{(1)}(\rho, \tau) < 1$. Излучение идеального когерентного источника можно описать монохроматической плоской волной $E(\mathbf{r}, t) = E_0 \cdot \exp[-i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t + \phi)]$ с волновым вектором \mathbf{k} вдоль нормали к волновому фронту, $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$, и круговой частотой ω . На практике близкими свойствами обладает свет стационарного одномодового лазера.

Результат сложения амплитуд двух световых волн, отличающихся только задержкой во времени τ , зависит от вида временного коррелятора $g^{(1)}(\tau)$. Здесь важнейшей характеристикой является время когерентности τ_c , в течение которого фаза волны ϕ в фиксированной точке пространства остается постоянной. При сложении двух идеальных плоских волн временной коррелятор $g^{(1)}(\tau) = 1$ для любых значений задержки τ , поскольку фаза плоской волны неизменна. На самом деле у реального лазера есть конечное время когерентности τ_c , тесно связанное со степенью монохроматичности лазерного излучения. По порядку величины время когерентности близко к обратной спектральной ширине лазерной линии: $\tau_c \sim \Delta\omega^{-1}$.

В случае «хаотического», «теплого» источника с лоренцевой спектральной линией:

$$I_L(\omega) = I_0 \cdot \frac{\gamma_L^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma_L^2} \quad (5)$$

оказывается, что $g^{(1)}(\tau) = \exp(-\gamma_L|\tau|)$. Т.е. коррелятор 1-го порядка максимален и равен 1 при $\tau = 0$, а ширина этого максимума определяется временем когерентности τ_c , которое близко по величине к обратной полуширине спектральной линии: $\tau_c \sim 1/\gamma_L$. Качественно то же самое справедливо и в случае излучателя с гауссовой формой линии:

$$I_G(\omega) = I_0 \cdot \exp(-(\omega - \omega_0)^2 / 2\gamma_G^2), \quad (6)$$

для которого $g^{(1)}(\tau) = \exp(-\gamma_G^2\tau^2/2)$, а $\tau_c \sim 1/\gamma_G$, да и вообще для «хаотического» источника, излучение которого связано со статистически характеризуемыми процессами.

Если складываются две волны с нулевой временной задержкой $\tau = 0$, то результат зависит от пространственного коррелятора $g^{(1)}(\rho)$ или от степени пространственной когерентности света. Различают продольную и поперечную пространственную когерентность. Первая пред-

ставляет собой когерентность вдоль направления распространения волны. Она прямо связана с временной когерентностью и может быть описана как протяженность l_{\parallel} испускаемого волнового цуга, на которой не происходит сбой фазы: $l_{\parallel} = c\tau_c$, где c – скорость света. Поперечная когерентность, если говорить на качественном уровне, связана с характерным расстоянием l_{\perp} вдоль волнового фронта, на котором фаза поля оптической волны в двух точках еще остается связанной определенными соотношениями. Превышение этого расстояния при сложении амплитуд света из двух разных точек на волновом фронте ведет к размытию картины интерференции. Видность полос $V(\mathbf{r})$ при интерференции в пространстве двух волн с интенсивностями $I_1(\mathbf{r})$ и $I_2(\mathbf{r})$ описывается выражением:

$$V(\mathbf{r}) = 2 \frac{\sqrt{I_1(\mathbf{r}) \cdot I_2(\mathbf{r})}}{I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r})} g^{(1)}(\mathbf{r}), \quad (7)$$

т.е. в случае $I_1(\mathbf{r}) \neq I_2(\mathbf{r})$ для определения величины коррелятора $g^{(1)}(\mathbf{r})$ знания одной только видности $V(\mathbf{r})$ недостаточно, но при $I_1(\mathbf{r}) = I_2(\mathbf{r})$ они просто совпадают: $V(\mathbf{r}) = g^{(1)}(\mathbf{r})$.

Для измерения когерентности первого порядка можно использовать любой из многочисленного семейства интерферометров, в которых производится сложение амплитуд световых волн, например, интерферометр Майкельсона. Коррелятор 1-го порядка содержит в себе информацию не только об амплитуде, но и о фазе волны и, как следствие, интерферометрические измерения обычно отличаются высокой чувствительностью к посторонним воздействиям: вибрациям, дрейфам и т.д. Классическим примером служит звездный интерферометр Майкельсона [33], применяемый для измерений углового размера звезд, балансировка которого чрезвычайно затруднена высокой чувствительностью разности фаз света в его плечах к флуктуациям плотности атмосферы. Как продемонстрировали в 1956 году Роберт Хэнбери Браун и Ричард Твисс (Hanbury Brown – Twiss, HBT) сначала в лаборатории [35], а потом и в обсерватории [36], выход может быть найден в измерении коррелятора 2-го порядка.

Дело в том, что аналогично коррелятору 1-го порядка можно определить корреляторы более высоких порядков. В частности, коррелятор 2-го порядка выглядит как:

$$g^{(2)}(\rho, \tau) = \frac{\langle E^*(r, t) E^*(r + \rho, t + \tau) E(r, t) E(r + \rho, t + \tau) \rangle}{\langle E^*(r, t) E(r, t) \rangle^2} = \frac{\langle I(r, t) I(r + \rho, t + \tau) \rangle}{\langle I(r, t) \rangle^2}, \quad (8)$$

где $I(r, t)$ – интенсивность световой волны. Из вида второй части этого выражения понятно, почему коррелятор 2-го порядка $g^{(2)}(\rho, \tau)$ называют также коррелятором интенсивностей, в отличие от коррелятора амплитуд $g^{(1)}(\rho, \tau)$. Для идеального одномодового лазера $g^{(2)}(\tau) = 1$ при любых τ , а для «хаотических» источников выполняется соотношение: $g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2$. Таким образом, у «теплового» источника максимально возможное значение коррелятора интенсивно-

стей $g^{(2)}(0) = 2$, а ширина максимума также связана с временем когерентности излучателя τ_c . Информация о фазе света в корреляторе 2-го порядка отсутствует.

1.4.1. Измерения когерентности 1-го порядка

Для анализа когерентности 1-го порядка, в параллельный пучок во втором каскаде увеличения (см. схему на рисунке 4) устанавливался интерферометр.

1.4.1.1. Измерение временной когерентности

Для прямых измерений времени когерентности τ_c излучения дипольных экситонов был применен интерферометр от стандартного микроскопа МИИ-4 (микроинтерферометр Линника), представляющий собой модифицированный интерферометр Майкельсона с параллельным ходом лучей и одинаковыми микроскопными объективами в конце каждого плеча. В измерительном плече МИИ-4 в фокальной плоскости объектива вместо образца было установлено плоское зеркало с золотым покрытием. Узел опорного плеча МИИ-4, включающий в себя идентичный объектив с плоским опорным зеркалом, был перенесен на прецизионный однокоординатный столик с точностью перемещения вдоль оптической оси не хуже ± 5 мкм и диапазоном перемещений ≥ 2.2 мм.

Излучение люминесценции образца из окна оптического гелиевого криостата собиралось микроскопным объективом с увеличенным рабочим отрезком (Mitutoyo x10/0.28) в параллельный пучок, а с помощью длиннофокусного объектива (И-11МС, $f = 360$ мм) формировалось увеличенное промежуточное изображение (x18). Далее излучение люминесценции, вновь переведенное в параллельный пучок вторым микроскопным объективом (Carl Zeiss Jena x10/0.1), попадало в интерферометр МИИ-4 со стороны осветителя, а на выходе с помощью плоского поворотного зеркала и объектива ($f = 90$ мм) фокусировалось на входную щель спектрометра с охлаждаемой кремниевой CCD-камерой на выходе. При переводе решетки спектрометра в нулевой порядок регистрировалось увеличенное изображение образца (x80). Узкополосный интерференционный светофильтр (Andover 820/1.1 нм или 820/0.7 нм) позволял выделить спектральную область шириной ≈ 2 мэВ или ≈ 1.3 мэВ. С помощью механизма поперечных перемещений объектива в опорном плече интерферометра МИИ-4 формировалась картина, оптимальная по ширине и направлению полос (рисунок 8a). Круглой диафрагмой $\varnothing 50$ мкм в плоскости промежуточного изображения перед интерферометром выбирался нужный участок на образце диаметром ≈ 3 мкм (рисунок 8b). Из картины интерференционных полос на этом участке, извлекался профиль интенсивности (рисунок 8c) и видность V .

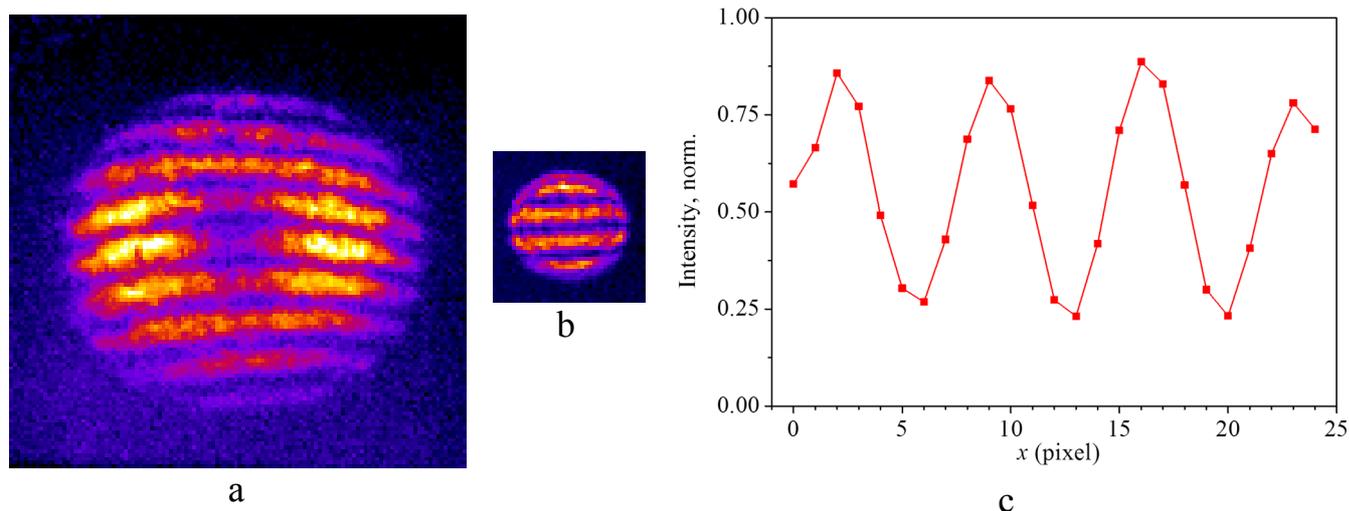


Рисунок 8. Пример измерения видности интерференционной картины для люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм. (а) Полная картина интерференции. (б) Картина интерференции для света от левого яркого пятна на рисунке 8а, вырезанная круглой диафрагмой. (с) Распределение интенсивности полос на рисунке 8б.

Для выравнивания длин плеч интерферометра узел опорного плеча МИИ-4 перемещался вдоль оптической оси с использованием лампы накаливания в качестве источника белого света: при нулевой разности хода, когда $\Delta = 0$ для всех длин волн, в белом свете наблюдается радужная картина интерференционных полос. При этом видность V на каждой фиксированной длине волны λ – максимальна, а увеличение разбаланса плеч Δ ведет к ее уменьшению. Для определения временной когерентности в спектральном диапазоне, селективируемом с помощью ИФ, видность полос измерялась как функция разности хода $V(\Delta)$. Из полученной таким образом зависимости получалась продольная длина когерентности l_{\parallel} и время когерентности $\tau_c = l_{\parallel}/c$.

1.4.1.2. Измерение поперечной пространственной когерентности

Детальные исследования пространственной когерентности 1-го порядка проводились с помощью интерферометра Майкельсона с неполяризующим светоделительным кубиком (рисунок 9). Для балансировки плеч интерферометра плоское зеркало М1 в плече 1 было установлено на однокоординатную подачу с микрометрическим винтом, а такое же зеркало М2 в плече 2 – на управляемый компьютером миниатюрный однокоординатный столик с шаговым двигателем (Newport MFA-PP, максимальное перемещение ≥ 25 мм, минимальный шаг ≤ 0.1 мкм, точность позиционирования ≤ 0.25 мкм). После предварительной балансировки плеч интерферометра в белом свете продольную разность хода Δ можно было плавно менять и измерять за счет поступательного перемещения зеркала в плече 2. Так же, как при измерении временной когерентности, свет люминесценции от образца (спектральная селекция с помощью узкополосного ИФ, $\Delta\lambda \approx 0.7$ нм) пропускаться через интерферометр в виде параллельного пучка, после чего попадал в объектив ($f = 190$ мм), фокальная плоскость которого совпадала с плоскостью входной щели

спектрографа II. Качанием зеркала M1 в плече 1 изображение, образованное светом, прошедшим через данное плечо, смещалось относительно изображения, образованного светом, прошедшим через плечо 2, т.е. менялась поперечная разность хода δ_i – в плоскости изображения.

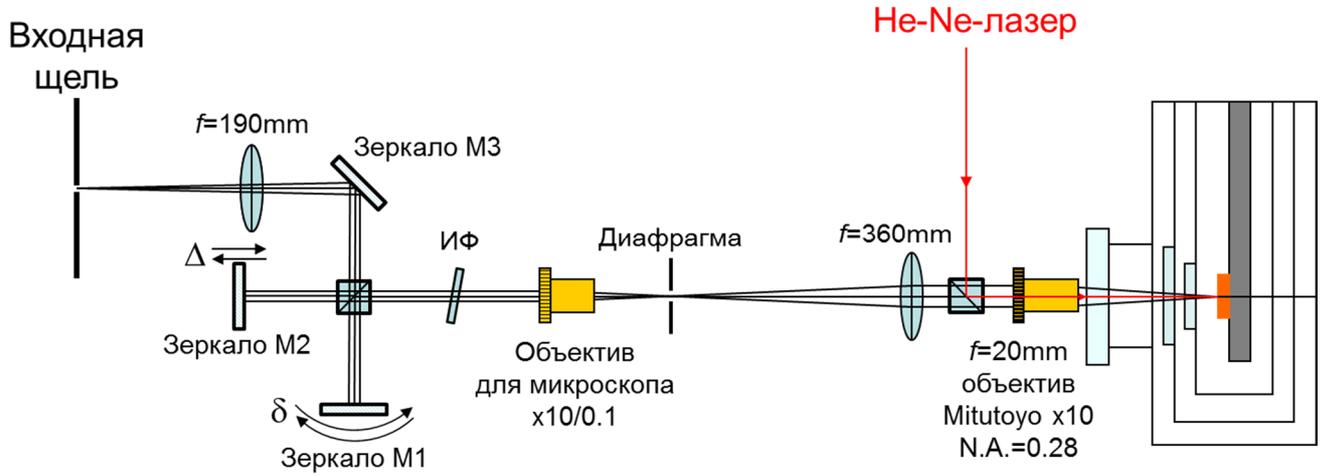


Рисунок 9. Схема измерений поперечной пространственной когерентности люминесценции.

При пропускании света отдельно через первое или второе плечо интерферометра в нулевом порядке дифракционной решетки регистрируется увеличенное изображение образца с пространственным распределением интенсивности $I_1(x,y)$ или $I_2(x,y)$. Прохождение света одновременно через оба плеча приводит к картине интерференции:

$$I_{\text{if}}(x,y) = I_1(x,y) + I_2(x,y) + 2[I_1(x,y)I_2(x,y)]^{1/2}g^{(1)}(x,y)\cos[\Phi(x,y)], \quad (9)$$

где x – горизонтальная координата, y – вертикальная координата, $\Phi(x,y)$ – пространственное распределение разности фаз между интерферирующими волнами от разных плеч, а $g^{(1)}(x,y)$ – коррелятор 1-го порядка или степень когерентности излучения, которую и нужно измерить. Очевидно, что в общем случае, без дополнительной информации или каких-либо упрощающих допущений, из данного эксперимента можно извлечь только произведение $g^{(1)}(x,y)\cos[\Phi(x,y)]$.

При анализе интерференционной картины нужно помнить также, что пространственная когерентность света зависит от углового размера источника и может быть весьма высокой, если этот размер достаточно мал. Известно [33], что для квазимонохроматического ($\Delta\lambda/\lambda \ll 1$) излучателя в виде однородного круга радиуса r_0 степень когерентности на расстоянии $L \gg r_0$ для двух точек, разделенных отрезком D , описывается выражением $g^{(1)}(v) = 2J_1(v)/v$, где $J_1(v)$ – функция Бесселя первого рода и первого порядка, а $v = 2\pi r_0 D/\lambda L$. Отсюда следует, в частности, что однородный излучатель с угловым радиусом $\alpha = r_0/L$ почти когерентно ($g^{(1)} \geq 0.88$) освещает площадку диаметром $\approx 0,16\lambda/\alpha$. Природа этой когерентности связана с законами оптической дифракции. Хорошо известно [33], что в результате дифракции света на круглом отверстии радиуса R_0 изображение точечного оптического источника имеет вид круглого пятна с серией концентрических колец вокруг, яркость которых убывает с радиусом. Аналитически распреде-

ление интенсивности описывается функцией Эйри: $(2J_1(w)/w)^2$, – где $w = 2\pi R_0 \sin\beta/\lambda$, β – угол дифракции – отклонения от оптической оси. То есть формула для модуля коррелятора $g^{(1)}$ практически совпадает с дифракционным распределением для корня квадратного из интенсивности – для модуля амплитуды световой волны.

Оптическая передача изображения вносит в измерение пространственной когерентности свои коррективы: дифракция на входном зрачке оптической системы приводит к размытию картины и, следовательно, к возникновению ненулевых корреляций амплитуды световой волны в плоскости изображения. В результате, для некогерентного протяженного светового источника степень когерентности $g_{12}^{(1)}$ между парой точек $1'$ и $2'$ в плоскости изображения, сопряженных паре точек 1 и 2, разделенных расстоянием δ в плоскости объекта, не равна нулю, а описывается выражением $g_{12}^{(1)}(\delta) = 2J_1(v)/v$, где $v = 2\pi\delta \sin\alpha/\lambda$, а $\sin\alpha$ – это угловая апертура (N.A.) оптической системы [33]. Другими словами, у передающей системы с точки зрения измерения степени когерентности имеется аппаратная функция. Ее вид иллюстрируется рисунком 10, на котором показаны как расчетная кривая, так и экспериментальные результаты для некогерентной люминесценции не прямых экситонов в условиях фотовозбуждения широким ($\varnothing 30$ мкм) од-

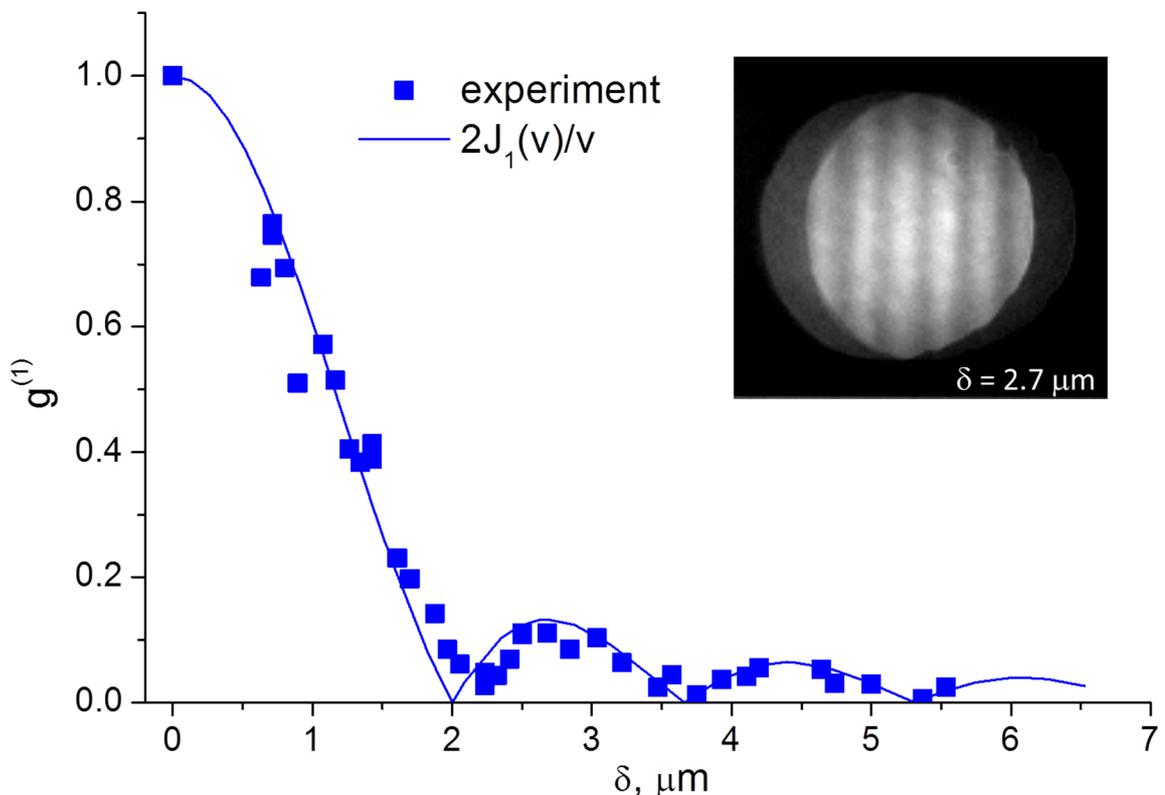


Рисунок 10. Аппаратная функция оптической системы для измерения пространственной когерентности. Точки – результаты измерений $g(\delta)^{(1)}$ при использовании в качестве источника излучения некогерентной фотолюминесценции не прямых экситонов, возбуждаемой однородным лазерным пятном $\varnothing 30$ мкм. Кривая – зависимость $2J_1(v)/(v)$, где $v = 2\pi\delta \sin\alpha/\lambda$, $\sin\alpha = 0.28$, $\lambda = 820$ нм. На вставке – пример интерферограммы при поперечном сдвиге $\delta = 2.7$ мкм.

народным лазерным пятном. Видно, что экспериментальные точки без всяких подгоночных параметров неплохо ложатся на расчетную кривую для используемого объектива Mitutoyo x10/0.28. При параметрах такого эксперимента практически когерентным будет выглядеть любой источник излучения диаметром меньше $0,16\lambda/\sin\alpha \approx 0.47$ мкм. Положение первого минимума, согласно критерию Рэля [33], характеризует пространственное разрешение данной оптической системы – оно здесь близко к 2 мкм.

1.4.2. Измерения когерентности 2-го порядка

Исследования корреляций интенсивности излучения, или двухфотонных корреляций, восходят к пионерской работе Хэнбери Брауна – Твисса [35], а их квантовое обоснование было дано Глаубером [37]. В этих работах продемонстрировано, что фотоны, испускаемые хаотическим источником света, при некогерентном смешивании или суперпозиции когерентных состояний демонстрируют тенденцию к группировке (*bunching*) на временах порядка времени когерентности излучательной системы: при $0 \leq |\tau| \leq \tau_c$ коррелятор 2-го порядка демонстрирует суперпуассоновское распределение парных фотонных корреляций, $g^{(2)}(\tau) > 1$. В случае источника, в котором элементарные излучатели находятся в едином квантовом состоянии (одномодовый лазер [37], атомный лазер [38] или атомный бозе-конденсат [39]), эффект группировки отсутствует: коррелятор $g^{(2)}(\rho, \tau) = 1$, – а сама функция парных фотонных корреляций в точности соответствует распределению Пуассона. Если же исследуемая система переходит из «хаотического» состояния в когерентное, коррелятор $g^{(2)}(\rho, \tau)$ должен приближаться к 1 для любых ρ и τ . Это может быть как переход от спонтанного излучения к лазерной генерации при превышении порога по накачке, так и появление бозе-конденсата в облаке ультрахолодных атомов при достижении критических температуры и плотности.

Для одиночного атома, молекулы, локального центра в кристалле, квантовой точки в полупроводнике и вообще любой одиночной излучающей двухуровневой системы с временем жизни τ_0 (время когерентности $\tau_c \sim \tau_0$) наблюдается разгруппировка фотонов (*antibunching*) вблизи $\tau = 0$ или субпуассоновская статистика. Объяснение в данном случае совершенно очевидно: в течение времени жизни одиночный двухуровневый излучатель не способен дважды испустить точно такой же фотон, – это возможно только через время $\tau \geq \tau_0$, когда опустошится верхний уровень, с которого происходит излучение фотона.

Для измерения парных фотонных корреляций была собрана оптическая схема (см. рисунок 11) по типу классического двулучевого интерферометра интенсивностей НВТ [35]. В качестве детекторов одиночных фотонов использовались те же скоростные ЛФД, что и при измерении кинетики люминесценции (Perkin-Elmer SPCM-AQR-15, время нарастания сигнала фотоот-

клика $\tau_d \approx 450$ пс). Детекторы 1 размещались симметрично относительно неполяризующего светоделительного кубика 2, который делит поровну световой поток люминесценции от образца. Специальные экраны 3 обеспечивали регистрацию детекторами только полезного сигнала люминесценции и полностью исключали воздействие рассеянного света и трудно контролируемых отражений. Сигналы фотоотклика на приход фотона поступал: от одного из детекторов на вход “START”, а от другого – через линию задержки 4 (ORTEC DELAY 425A) – на вход “STOP” электронного преобразователя «время-амплитуда» 5 (ORTEC TAC 567). Сигнал напря-

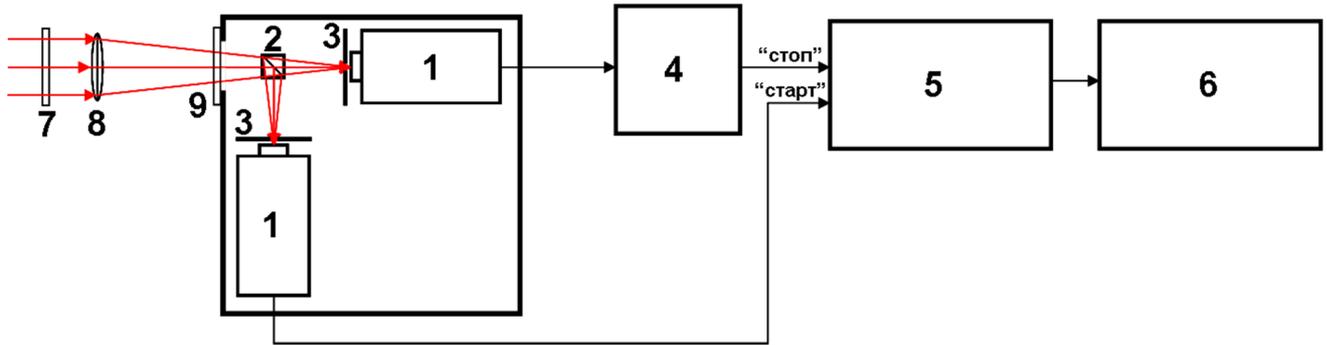


Рисунок 11. Блок-схема измерительной установки. 1 – однофотонные детекторы, 2 – светоделительный кубик, 3 – диафрагмы, 4 – линия задержки, 5 – преобразователь «время-амплитуда», 6 – многоканальный анализатор, 7 – узкополосный интерференционный светофильтр, 8 – линза, 9 – стеклянный светофильтр.

жения, пропорциональный временному интервалу τ между приходом фотонов на разные детекторы, передавался на вход многоканального анализатора 6 (компьютерная плата ORTECRUMP[®]-PCI-8K). Кабельная линии задержки 4 в канале «стопового» детектора необходима для сдвига положения нулевой задержки ($\tau = 0$) в центр рабочей области преобразователя «время-амплитуда». В таких измерениях стараются избегать начального и конечного участков временной развертки из-за дополнительных источников нелинейностей и артефактов.

С помощью многоканального анализатора после некоторого времени накопления, определяемого каждый раз экспериментально – по достижению удовлетворительного соотношения сигнал-шум, получалась гистограмма распределения временных интервалов между фотонами в регистрируемых фотонных парах. Такая гистограмма представляет собой не что иное, как ненормированный временной коррелятор второго порядка $\langle I(r,t)I(r,t+\tau) \rangle$. Нормировка для получения $g^{(2)}(\tau)$ производилась делением на постоянный (пуассоновский) уровень отсчетов, который наблюдается на гистограмме при достаточно больших величинах задержек τ .

Для проверки работоспособности собранной установки в качестве тестового объекта была использована полупроводниковая гетероструктура, содержащая одиночные квантовые точки InP с высоким квантовым выходом люминесценции. На спектре фотолюминесценции на рисун-

ке 12 стрелкой указана линия излучения от одиночной квантовой точки, выбранной в качестве тестового излучателя с интенсивностью линии около 2000 счетов/с.

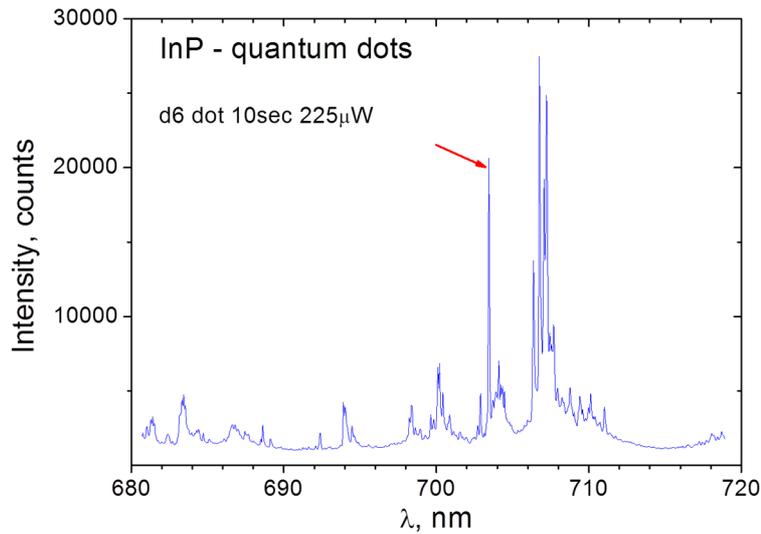


Рисунок 12. Спектр фотолюминесценции образца с квантовыми точками InP.

Результаты измерения автокоррелятора интенсивностей $g^{(2)}(\tau)$, приведенные на рисунке 13, демонстрируют выраженный эффект разгруппировки фотонов вблизи нуля временной задержки (*antibunching*), как и следовало ожидать. В отличие от идеального двухуровневого излучателя здесь $g^{(2)}(0) \neq 0$: глубина минимума составляет около 40% от пуассоновского уровня $g^{(2)}(0) = 1$, – что может быть связано, например, с заметным вкладом в регистрируемый сигнал излучения от других квантовых точек. Характерное время, извлекаемое из ширины минимума, составляет $\tau^* \approx 0.46$ нс и практически совпадает с временным разрешением экспериментальной установки. Очевидно, время когерентности для данной квантовой точки существенно короче времени отклика используемых однофотонных детекторов: $\tau_c \ll \tau_d$.

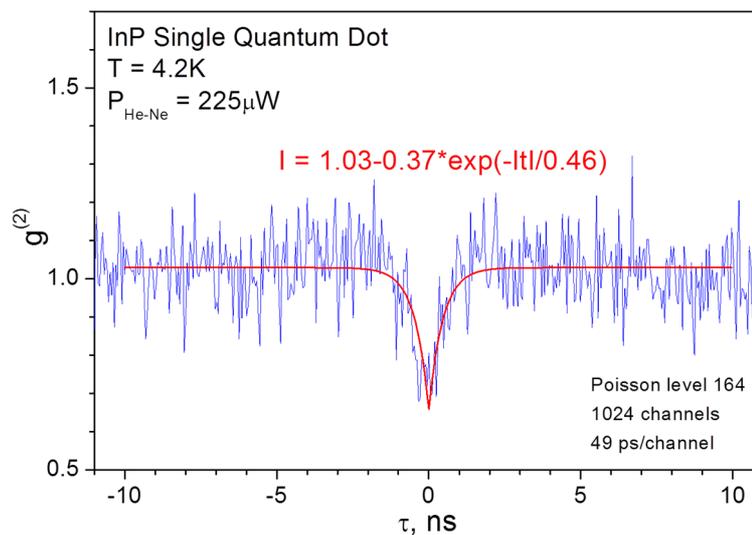


Рисунок 13. Коррелятор интенсивности, измеренный для одиночной квантовой точки InP.

При получении результата, показанного на рисунке 13, спектральная селекция линии одиночной квантовой точки проводилась с помощью монохроматора Acton Spectra Pro 2500i, а общее время измерения составило 6 часов. Для уменьшения потерь света при исследовании когерентных свойств экситонного конденсата, область линии экситонной люминесценции выделялась из спектра с помощью узкополосного интерференционного фильтра 7 (см. рисунок 11). Благодаря использованию одной общей линзы 8, фокусирующей входной пучок на приемные площадки обоих ЛФД, размеры конструкции интерферометра удалось минимизировать. Габаритные размеры светоизолирующего корпуса, в котором находятся детекторы и светоделительный кубик, составляют 200x200x80 мм. Компактность всей конструкции, расположенной на плите размером 400x200x20 мм, позволяет оперативно перемещать интерферометр при изменениях оптической схемы измерений. Как и при исследовании когерентности 1-го порядка, интерферометр интенсивностей был помещен в параллельный пучок во втором каскаде увеличения (см. схему на рисунке 9). В результате уровень сигнала с детекторов был повышен, как минимум, на 2 порядка, а времена накопления – существенно уменьшены.

В ряде экспериментов коррелятор 2-го порядка $g^{(2)}(\tau)$ измерялся с временным разрешением, большим, по крайней мере, на порядок: для применявшихся при этом ЛФД (id Quantique, id-100-MMF50-ULN) типичная длительность отклика на короткий световой импульс на уровне половины амплитуды составляет 40 пс.

На этот раз был выбран вариант детектора со стандартным световодным FC-разъемом и интегрированной оптикой для присоединения многомодового световода $\varnothing 50/125$ мкм с числовой апертурой 0.22 и эффективностью ввода излучения в детектор $\geq 80\%$. Структурная схема

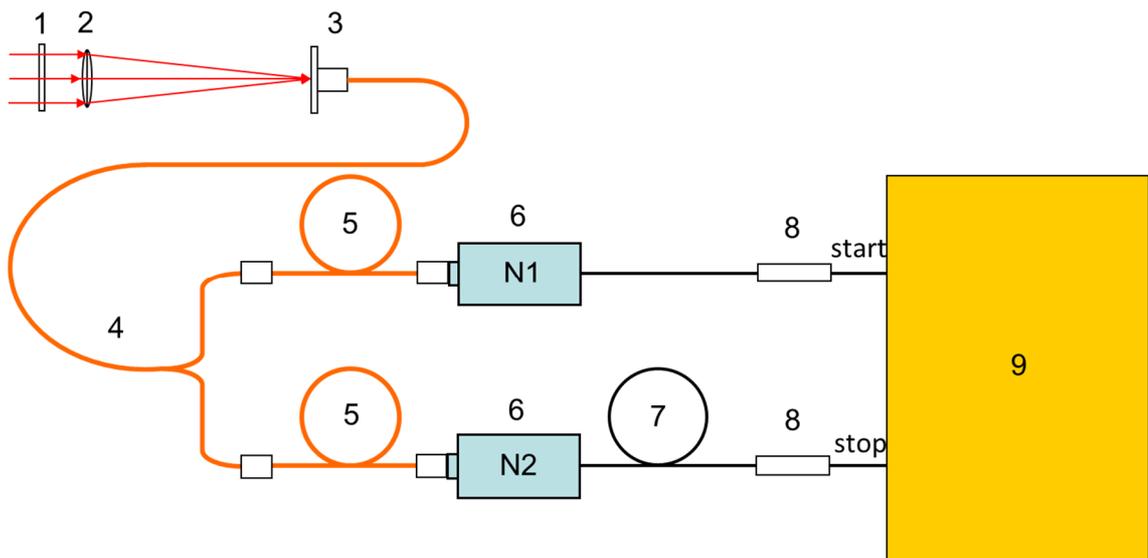


Рисунок 14. Структурная схема установки для измерения двухфотонных корреляций с временным разрешением до 40 пс. 1 – ИФ светофильтр, 2 – линза, 3 – розетка для стандартного FC-разъема световода, 4 – световодный “Y”-разветвитель 50/50, 5 – световодные линии задержки, 6 – лавинные фотодиоды, 7 – кабельная линия задержки, 8 – аттенюаторы, 9 – преобразователь «время-амплитуда».

установки показана на рисунке 14. Выделенное узкополосным интерференционным светофильтром 1 анализируемое излучение фокусируется линзой 2 внутрь FC-розетки 3 на 50-микронную сердцевину световодного “Y”-разветвителя, в котором световой поток распределяется поровну между двумя выходными ветвями и через световодные линии задержки 5 (длина 10 м) поступает на вход двух идентичных ЛФД 6: №1 и №2. Сигнал с выхода детектора №1 поступает через аттенюатор 8 на вход “START” преобразователя «время-амплитуда» (компьютерная плата SPC-130, “Becker & Hickl GmbH”), а сигнал с выхода детектора №2 через кабельную линию задержки 7 (около 25 м) и аттенюатор 8 – на вход “STOP” преобразователя.

Принцип измерения здесь совершенно аналогичен изложенному выше для схемы на рисунке 11, но имеются свои технические особенности. В частности, включение дополнительных волоконнооптических линий задержки 5 в оба канала волоконного светоделителя связано с применением именно световодной техники деления и доставки излучения к детекторам. При всем очевидном удобстве по сравнению с линзовой либо зеркальной оптикой использование световодов имеет свои недостатки. Дело в том, что ЛФД, регистрирующие одиночные фотоны, работают в режиме высоких, предпробойных, запирающих напряжений и попадание фотона в детектор приводит к развитию в нем лавинного процесса, сопровождающегося вспышкой послесвечения. Детекторы, связанные друг с другом через оптоволокно, не могут не чувствовать этих вспышек. В результате, появляется паразитная корреляция: на временной диаграмме обнаруживаются артефакты, наиболее интенсивные из которых выглядят как пара пиков, разделенных временным промежутком, приблизительно равным удвоенному времени прохождения света по волокну от одного детектора к другому. Использование дополнительных отрезков световода позволяет это время удлинить и, соответственно, расширить доступный для измерений

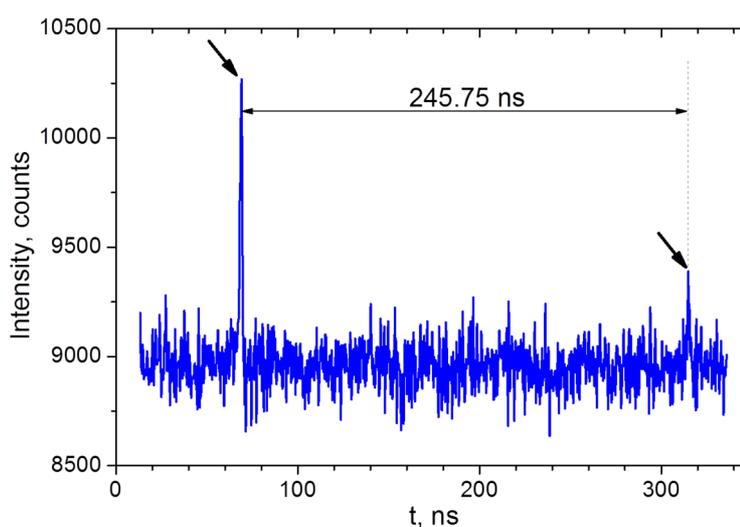


Рисунок 15. Гистограмма времен задержки между приходом фотонов на детекторы в схеме на рисунке 14. Стрелками отмечены артефакты, связанные с послесвечением ЛФД.

временной диапазон, свободный от артефактов. На рисунке 15 показан пример экспериментальной временной диаграммы: временной промежуток между паразитными пиками составляет ≈ 246 нс, что соответствует времени прохождения светом двух оптоволоконных линий задержки длиной по 25 м.

Отдельную сложность представляет собой определение на временной диаграмме точки, соответствующей нулевой задержке. Очевидно, что она должна находиться приблизительно посередине между паразитными пиками, но из-за невысокой чувствительности быстрых ЛФД узкий (~ 40 пс) пик при $\tau = 0$ сложно выделить на шумовом фоне, поэтому определение нуля требуется выполнять с высокой точностью. Использование излучения от одиночной квантовой точки с быстрыми ЛФД id Quantique исключено в силу их недостаточной чувствительности: она, по крайней мере, на порядок хуже, чем у более медленных ЛФД Perkin-Elmer SPCM-AQR-15. Выход был найден с помощью пикосекундного лазера с частотой следования импульсов 82 МГц. При анализе его излучения с помощью схемы измерения фотонных корреляций с рисунка 14 на временной гистограмме имеется последовательность узких пиков с периодом около 12 нс, соответствующая запуску и остановке преобразователя «время-амплитуда» фотонами от разных лазерных импульсов. Положение только одного из этих пиков – «центрального» – связано с фотонами от одного и того же импульса и соответствует нулю временной задержки. На рисунке 16 показан этот «нулевой» пик и продемонстрировано уточнение первоначального грубо определенного положения точки $\tau = 0$.

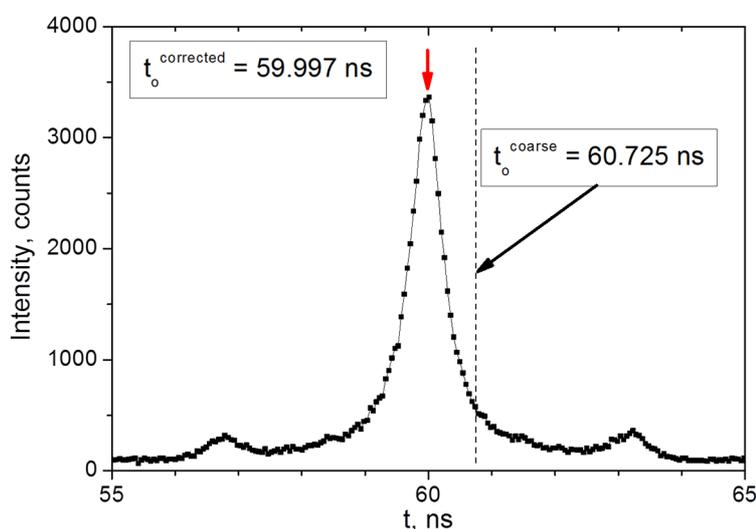


Рисунок 16. «Нулевой» пик от пикосекундного лазера с частотой 82 МГц. Пунктирная вертикаль показывает первоначально определенное грубое положение нулевой задержки, а положение максимума пика – ее уточненное значение.

1.5. Магнитооптические измерения

Исследования в магнитном поле проводились с помощью криостата CryoMagn OPT («РТИ, Криомагнитные системы» [28]) с оптическими окнами из плавленного кварца, в котором

можно было вести эксперименты в диапазоне магнитных полей $0 < B < 6$ Тл при температуре $T \approx 1.6$ К. Изучаемый образец находился в сверхтекучем ^4He внутри сверхпроводящего соленоида с отверстием $\varnothing 15$ мм. Измерения велись в геометрии Фарадея: направление магнитного поля и направление наблюдения – перпендикулярно поверхности образца, вдоль оси роста структуры. Для обеспечения высокой светосилы перед образцом внутри соленоида размещалась короткофокусная кварцевая линза: либо двояковыпуклая сферическая с фокусным расстоянием 12.7 мм и числовой апертурой $NA \approx 0.41$ (Newport SBX013), либо плоско-выпуклая асферическая с фокусным расстоянием 15 мм и числовой апертурой $NA \approx 0.39$ (Newport FSPA10). Эта линза использовалась одновременно как для фокусировки на образце луча возбуждающего лазера, так и для сбора испускаемого образцом света фотолюминесценции. Расстояние от линзы до поверхности образца было несколько меньше фокусного, так что из криостата выходил слабо расходящийся пучок излучения люминесцентный. Длиннофокусный объектив ($f = 360$ мм) перед окном криостата превращал этот пучок в параллельный. С помощью поперечных перемещений этого объектива можно было выбирать нужное место на поверхности образца. Фоторегистрация производилась с помощью той же оптической схемы, что приведена выше, на рисунке 4. Пространственное разрешение проекционной системы составляло ≥ 2 мкм.

Для измерения степени линейной поляризации люминесценции в параллельный пучок во втором каскаде оптического увеличения помещались линейный поляризатор (призма Глана или пленочный дихроичный поляризатор), а за ним по ходу излучения – четвертьволновая фазовая пластинка (ахромат для диапазона длин волн 600–1100 нм). Взаимная ориентация поляризатора и пластинки $\lambda/4$ обеспечивала циркулярную поляризацию света на входной щели и неизменность коэффициента его пропускания через спектральный прибор при повороте поляризатора на 90° . Анализ степени циркулярной поляризации производился с помощью тех же оптических элементов, но расположенных в обратном порядке: сначала фазовая пластинка, потом – призма Глана. Теперь неподвижным был линейный поляризатор, а поворотом четвертьволновой пластинки на угол 90° обеспечивалось прохождение через него света с исходной правой (σ^+) или левой (σ^-) круговой поляризацией. Направление линейной поляризации излучения на входе в спектральный прибор сохранялось неизменным, как и коэффициент пропускания.

Глава 2. Гетероструктуры GaAs/AlGaAs с точки зрения реализации БЭК диполярных экситонов

2.1. Литературный обзор и постановка задачи

До начала 90-х годов прошлого столетия интерес к туннельно-связанным ДКЯ был связан главным образом с квантово-размерным эффектом Штарка [20, 40]. В отличие от 3D экситона в объемном полупроводнике 2D экситон в КЯ в сильном электрическом поле, перпендикулярном гетерослоям, не ионизируется вплоть до напряженностей в 50 раз больше классического поля ионизации, а величина красного штарковского сдвига экситонной линии в спектре поглощения может превышать в несколько раз экситонную энергию связи. Природа столь значительного эффекта связана с квантово-размерным ограничением, накладываемым на электрон и дырку в КЯ: внешнее электрическое поле «прижимает» их к противоположным стенкам ямы, но наличие потенциального барьера ограничивает проникновение волновых функций наружу и предотвращает ионизацию – разрушение экситона. При сравнительно небольшой энергии связи экситона (≤ 10 мэВ) обеспечивается довольно большой штарковский сдвиг: экситон легко деформируется в полях $\sim 10^4$ В/см и приобретает статический дипольный момент. В структуре с ДКЯ перпендикулярное электрическое поле разводит электрон и дырку по разным КЯ, разделенным тонким туннельно-прозрачным барьерным слоем. Наличие барьера дополнительно ослабляет перекрытие волновых функций электрона и дырки и удлиняет время жизни экситона. Первоначально ДКЯ привлекли к себе интерес как перспективный объект для разработки новых видов электрооптических устройств: затворов, модуляторов и т.п. [41].

По-видимому, впервые использовать ДКЯ для поиска экситонной БЭК в пространственно-разделенных электронно-дырочных слоях в соответствии с предсказаниями, сделанными в теоретических работах Ю. Е. Лозовика и В. И. Юдсона [18], а также С. И. Шевченко [19], попытались Т. Фукузава (Т. Fukuzawa) с соавторами [42-46]. Из оптимистических оценок для ДКЯ GaAs/AlGaAs с шириной GaAs ям 5 нм и толщиной AlGaAs барьера 2.5 нм следовало, что в поле напряженностью 40 кВ/см и при экситонной концентрации 10^{11} см⁻² критическая температура T_c должна превышать 100 К [42-43]. Оптимизм авторов подстегнул эксперимент: в р-і-п-структуре, содержащей десять одинаковых нелегированных ДКЯ GaAs/AlGaAs с ширинами слоев 5нм/4нм/5нм, обнаружилось резкое сужение линии люминесценции непрямого экситона с понижением температуры: от 5.6 мэВ при 8.5 К – до 3.4 мэВ при 5 К [44]. Было выдвинуто предположение, что наблюдается фазовый переход в низкотемпературное «упорядоченное» состояние: в электрическом поле напряженностью в десятки кВ/см время жизни непрямого экситона достигает ~ 100 нс [45], экситонный газ успевает термализоваться, охладиться до температуры решетки и перейти в состояние с дальним порядком, в котором протяженность волновой

функции в плоскости КЯ гораздо больше размера флуктуаций потенциала, удерживающего носители внутри КЯ. Последующие спектральные измерения с временным разрешением [46] заставили авторов поменять интерпретацию. Температурное поведение линии было объяснено локализацией экситонов в минимумах потенциала при низкой температуре и диполь-дипольным отталкиванием между непрямыми экситонами.

Случайный потенциал. В реальной КЯ случайные флуктуации потенциала неизбежно присутствуют по целому ряду причин: флуктуации ширины КЯ, неидеальность геометрии интерфейсов между гетерослоями, флуктуации состава гетерослоев, влияние примесей, дефектов и т.д. В условиях, когда тепловая энергия экситона $k_B T$ гораздо меньше глубины потенциального минимума, движение экситона в плоскости КЯ ограничивается латеральными размерами этого минимума – происходит пространственная локализация экситона. Статистический разброс параметров потенциальных минимумов приводит к неоднородному уширению спектральной линии экситонной люминесценции. Ширина линии люминесценции внутриямного, пространственно-прямого экситона ΔE_{de} может служить показателем качества выращенной структуры: чем выше качество, тем уже линия. Совершенствование технологии роста эпитаксиальных наноструктур легко проследить по последовательному уменьшению этого параметра: если для ДКЯ GaAs/AlGaAs в ранних работах $\Delta E_{de} \geq 3$ мэВ [42-46], то в более поздних – $\Delta E_{de} \geq 1$ мэВ [18-19]. Соответственно, результаты экспериментов на ранних этапах были неизбежно связаны с локализацией носителей в минимумах случайного потенциала (см., например, [47, 48]).

С точки зрения экситонной БЭК интересны не локализованные, а свободные экситоны, способные перемещаться в плоскости КЯ на макроскопические расстояния – энергия фотовозбужденных носителей заряда должна быть выше некоторого значения E_{me} , называемого краем подвижности (mobility edge). Для этого требуется, чтобы достигаемая в эксперименте концентрация экситонов N_{ex} была выше того предельного значения N_{me} , при котором все потенциальные минимумы заполнены. Чем выше качество гетероструктуры, тем меньше величины N_{me} и E_{me} . Значения этих параметров можно пытаться извлечь из результатов транспортных измерений, но если стараться использовать чисто оптические (бесконтактные) методы, то опосредованно можно судить о величине N_{me} по концентрации нескомпенсированных носителей заряда в КЯ. Прямые измерения с помощью оптического детектирования размерного магнитоплазменного резонанса в СВЧ полях позволяют оценить типичные значения этой концентрации в современных высококачественных КЯ GaAs/AlGaAs на уровне $\sim 3 \cdot 10^9$ см⁻² [49].

С другой стороны, максимально достижимая экситонная концентрация имеет ограничение сверху N_M . При достаточно высокой плотности фотовозбужденных носителей экранировка кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой внутри экситона приводит к его ионизации – экситонный газ превращается в электронно-дырочную плазму. В этой связи гово-

рят о переходе Мотта «изолятор-металл» или об «ионизационной катастрофе». О точном значении N_M говорить сложно: оно зависит как от параметров данной конкретной структуры, так и от температуры. Исходя из анализа имеющихся результатов [50-52], можно предполагать, что полезный с точки зрения экситонной БЭК диапазон концентраций N_{ex} ограничен, максимум, двумя порядками величины: от $10^9 < N_{ex} < 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Синий сдвиг. Следует отметить, что измерение экситонной плотности в ДКЯ представляет собой отдельную самостоятельную задачу. Для дипольных экситонов существует способ оценки их концентрации, исходя из величины «синего сдвига» экситонной линии люминесценции с ростом интенсивности фотовозбуждения. В первом приближении величина сдвига описывается «формулой конденсатора»: $\delta E_{ie} = 4\pi N_{ex} e^2 d_{ex} / \varepsilon$, где d_{ex} – расстояние между слоями электронов и дырок или плечо диполя в непрямом экситоне, а ε – диэлектрическая проницаемость среды [53, 54]. Из нее следует, что при $N_{ex} = 1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $d_{ex} = 12 \text{ нм}$ и $\varepsilon = 12.5$ «синий сдвиг» должен составить $\delta E_{ie} \approx 1.7 \text{ мэВ}$. Смысл «формулы конденсатора» состоит в том, что повышение энергии в ДКЯ при рождении одного нового дипольного экситона рассматривается как введение еще одного диполя внутрь плоского конденсатора с плотностью зарядов на пластинах, заданной экситонной плотностью N_{ex} . При этом совершенно не учитывается рост энергии в системе за счет межэкситонного диполь-дипольного отталкивания. Проведенный в работе [55] анализ показал, что учет экситон-экситонного взаимодействия приводит к серьезным поправкам: энергия непрямых экситонов в ДКЯ гораздо слабее растет с концентрацией. В правой части «формулы конденсатора» нужно ввести зависящий от температуры корректирующий множитель $f_1(T) < 1$. При гелиевых температурах, концентрациях не сильно выше 10^{10} см^{-2} и $d_{ex} = 12-14 \text{ нм}$ получается $f_1(T) \approx 0.1$ [55]. В случае более высоких концентраций необходимо учитывать экранирование кулоновского взаимодействия, и тогда значение $f_1(T)$ может стать заметно больше [56]. Причина всех этих поправок заключается в том, что дальнедействующее диполь-дипольное взаимодействие приводит к возникновению сильных корреляций: дипольные экситоны нельзя считать независимыми. Изучению роли экситонных корреляций в ДКЯ в широком диапазоне концентраций и температур посвящена работа [57], в которой построена фазовая диаграмма для ансамбля непрямых экситонных в координатах “ $T - N_{ex}$ ”. Из ее выводов следует, что в определенном диапазоне концентраций и температур бозе-газ непрямых экситонов больше напоминает ферми-газ, в котором диполь-дипольное отталкивание выполняет роль паулиевского отталкивания (на эту аналогию указывалось и ранее [46]). Применение же «формулы конденсатора» ограничено областью таких высоких температур, при которых значительная часть экситонов термически диссоциирует на электроны и дырки.

Зарядовый баланс. При попытке создать с помощью оптического возбуждения достаточно высокую экситонную концентрацию нельзя забывать еще об одном важном факторе: элек-

трическом зарядовом балансе внутри КЯ. Нескомпенсированные носители заряда могут сильно влиять на свойства экситонной системы, экранируя кулоновское взаимодействие и усиливая рассеяние экситонов, т. е. укорачивая их время жизни. Кроме того, становится возможным появление трионов – заряженных экситонных комплексов: отрицательного, состоящего из одной дырки и двух электронов, (аналог иона водорода H^-) или положительного, состоящего из одного электрона и двух дырок (аналог ионизованной молекулы H_2^+). Существование триона было предсказано Лэмпертом более 50 лет назад [58], но в 3D случае пока не было надежно обнаружено, по-видимому, из-за малой энергии связи. В 2D системах, где кулоновское взаимодействие заметно сильнее, трион удалось впервые наблюдать около 20 лет назад [59]. В КЯ GaAs/AlGaAs с трионом связывают X/X^+ -линию в спектре люминесценции, сдвинутую в красную сторону от X-линии свободного экситона на 1-2 мэВ [60-63]. Во многих экспериментальных и теоретических работах трион рассматривается как делокализованная частица, однако обязательное присутствие в реальных номинально нелегированных гетероструктурах остаточных заряженных примесей заставляет предположить, что подвижный трион неизбежно свяжется с ионизованным донором/акцептором, расположенным в КЯ, или, что еще вероятнее, в барьере. В результате, образуется D^0X/A^0X комплекс [64], состоящий из экситона, локализованного на нейтральном примесном центре, доноре или акцепторе, соответственно. Экситон становится связанным и теряет способность свободно двигаться в плоскости КЯ. Для отрицательно заряженного экситона в КЯ GaAs/AlGaAs недавно удалось в эксперименте определить энергию связи свободного триона, измеряя зависимость энергии линии люминесценции D^0X -комплекса от расстояния до расположенного в барьере тонкого легированного кремнием δ -слоя и экстраполируя на бесконечность [65]. Измеренное значение энергии связи (≈ 0.7 мэВ – для КЯ шириной 20 нм и ≈ 0.5 мэВ – для КЯ шириной 30 нм) оказалось приблизительно в два раза меньше разницы энергий X^- и X-линий в нелегированной КЯ – той величины, что обычно принималась за энергию связи триона [60-63]. Таким образом, убедительно показано, что заряженный экситон в реальной КЯ является локализованным. Поэтому для осуществления экситонной БЭК необходимо как можно лучше соблюдать условие нейтрального зарядового баланса, чтобы иметь дело с нейтральными свободными экситонами.

Диффузия и дрейф. Надо отметить, что в высококачественных структурах с высокой подвижностью носителей заряда долгоживущие дипольные экситоны демонстрируют способность перемещаться в плоскости ДКЯ на макроскопические расстояния. Одним из впечатляющих эффектов, связанных с подвижностью носителей в ДКЯ, является образование картины двух колец люминесценции [66, 67]. При интенсивной непрерывной нерезонансной оптической накачке лазерным пятном $\varnothing 20-30$ мкм люминесценция непрямого экситона в ДКЯ GaAs/AlGaAs [66] либо InGaAs/GaAs [67] наблюдается не только в пятне фотовозбуждения, непосредственно

под лазерным пучком, но и на расстояниях в сотни микрон от него. При температуре <5 К и мощности накачки > 300 мкВт образуются два концентрических кольца люминесценции: 1) яркое внутреннее кольцо вдоль края лазерного пятна и 2) менее яркое внешнее кольцо радиусом ≤ 200 мкм и шириной ≤ 20 мкм [66] (в работе [67] при накачке 2.5 мВт радиус внешнего кольца достигал 800 мкм). Область между кольцами – темная с беспорядочно расположенными внутри нее пятнами люминесценции разной яркости с характерным размером ~ 10 мкм. Если во внутреннем кольце, кроме линии непрямого экситона, присутствует на порядок более слабая линия прямого экситона, то во внешнем кольце вклад от прямого экситона вообще не прослеживается.

Первоначально предполагалось [66], что природа колец связана с невозможностью излучательной рекомбинации для «горячих» экситонов с большими импульсами. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что свободный экситон в КЯ может резонансно излучить фотон с энергией, равной ширине запрещенной зоны E_g , только если он находится в «радиационной зоне»: его импульс должен удовлетворять условию $k_{\parallel} \leq K_o = E_g \sqrt{\epsilon} / \hbar c \approx 3 \cdot 10^5$ см⁻¹ для GaAs, что соответствует кинетической энергии $\hbar^2 K_o^2 / 2M_{ex} \approx 0.1$ мэВ, если принять, что $M_{ex} \approx 0.3m_o$, где $m_o = 9.1 \cdot 10^{-28}$ г – масса свободного электрона. При выходе экситонов из пятна фотовозбуждения их температура понижается, заполнение экситонами радиационной зоны увеличивается, интенсивность люминесценции возрастает – это природа внутреннего кольца. В дальнейшем этот механизм был описан более детально и подкреплен математическими расчетами [68]. Для объяснения внешнего кольца пришлось предположить, что та часть экситонов, что не попала в радиационную зону, движется наружу со скоростями $v > \hbar K_o / M_{ex} = 1.4 \cdot 10^6$ см/с $> v_s = 4.7 \cdot 10^5$ см/с, где v_s – скорость звука, не имея возможности высветиться. Когда их энергия становится достаточно низкой, происходит излучательная рекомбинация и образуется внешнее кольцо. Дальше него экситоны не проходят, поэтому область снаружи остается темной.

Невозможность объяснить ряд экспериментальных результатов, в частности, столь малую ширину внешнего кольца, заставила в дальнейшем предложить другой механизм [69, 70], согласно которому вследствие разной эффективности захвата квантовой ямой фотовозбужденных носителей заряда разного знака [71] область вблизи лазерного пятна оказывается обогащенной дырками. Внутреннее кольцо – результат рекомбинации части дырок с электронами из прилегающей темной области. Остальные дырки вследствие диффузии и дрейфа движутся через область, обедненную электронами, наружу, к периферии, обогащенной электронами из легированных контактных слоев. Внешнее кольцо образуется в результате формирования экситонов при встрече двух потоков: электронов – к центру и дырок – наружу. Простая математическая модель неплохо описывает как геометрические, так и спектральные характеристики [70]. В дальнейшем были проведены эксперименты с пространственным и временным разрешением

[72], позволившие извлечь количественную информацию о скоростях диффузии электронов и дырок в данной системе.

Наверное, самым ярким явлением в картине колец экситонной люминесценции в ДКЯ является низкотемпературная фрагментация внешнего кольца вдоль всего своего периметра на периодически расположенные пятна размером 10-20 мкм [66]. Эта пространственно упорядоченная структура появляется только при достаточно низких температурах, $T \leq 5$ К, причем контраст ее с дальнейшим понижением T быстро возрастает. Впоследствии были проведены интерферометрические измерения длины поперечной пространственной когерентности 1-го порядка для люминесценции непрямых экситонов в кольцевых структурах – сначала опосредованным способом [73], а потом и прямым – с применением методов сдвиговой интерферометрии [74]. Было обнаружено, что одновременно с возрастанием контраста пятен при понижении температуры происходит резкое увеличение длины когерентности. Внутри пятен люминесценции во внешнем кольце она достигает ≤ 2 мкм [73, 74], а в одиночных ярких пятнах в темной области между внутренним и внешним кольцом – до 5 мкм [74]. Эти значения, как минимум, на порядок превышают длину волны де Бройля λ_{dB} при минимальной температуре эксперимента (2.2 К [73] и 0.1 К [74]), что позволило авторам говорить о наблюдении спонтанной когерентности в холодном экситонном газе.

Исследования спектральных характеристик люминесценции непрямых экситонов в пятнах внешнего кольца [75] показали, что энергия экситонов в центре такого пятна максимальна по сравнению с ближайшими окрестностями. Понижение температуры увеличивает не только контраст пятен в кольце, но и энергию экситонов внутри пятен. Вывод, сделанный авторами работы [75], состоит в том, что между экситонами внутри пятен действуют силы отталкивания, и природа самих пятен не связана с возникновением сил притяжения, обусловленных ван-дер-ваальсовым, обменным или каким-то иным видом взаимодействия. Вопрос этот отнюдь не бессмысленный, как может показаться. Дело в том, что даже для дипольных экситонов в ДКЯ существует возможность объединения в биэкситоны при определенных соотношениях между параметрами d_{ex}/a_B и m_e/m_h – соответствующая фазовая диаграмма была рассчитана в [55]. Появление же биэкситонов и более сложных, многочастичных, экситонных комплексов может, в свою очередь, предварять образование капель электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ). Это явление, представляющее собой фазовый переход 1-го рода в реальном пространстве, характерно, в первую очередь, для непрямозонных полупроводников, таких как германий и кремний (см., например, [76, 77]). Предполагая наличие притяжения между экситонами, пусть и слабого, можно, выбирая соответствующие времена жизни и скорости диффузии, построить математическую модель (см. [78]), которая будет неплохо описывать эксперимент, но результаты работы [75] свидетельствуют против такой интерпретации.

Вообще говоря, вопрос о природе фрагментации внешнего кольца до сих пор остается открытым, несмотря на предпринимавшиеся усилия [79-83], но в любом случае полученные экспериментальные результаты, касающиеся свойств холодного газа непрямых экситонов, представляют несомненный интерес с точки зрения экситонной БЭК.

Время жизни. В задаче о реализации БЭК экситонов вопрос о понижении экситонной температуры имеет первостепенное значение. В связи с этим чрезвычайно важно иметь дело с долгоживущими экситонами, которые успевали бы охладиться до температуры кристаллической решетки. Анализ кинетики термализации экситонов в КЯ высокого качества, в которых основным механизмом энергетической релаксации является рассеяние экситонов на продольных акустических фононах, показал [84], что ниже температуры квантового вырождения, когда экситонный газ подчиняется статистике Бозе, остывание экситонного ансамбля замедляется, кинетика термализации становится неэкспоненциальной и зависящей от температуры. В частности, в пределе $T \rightarrow 0$ спадание температуры во времени приближается к зависимости $T(t) \sim 1/\ln(t)$. В экспериментах с высококачественными ДКЯ GaAs/AlGaAs [85] действительно наблюдается неэкспоненциальная кинетика затухания люминесценции непрямых экситонов при низких температурах и высоких концентрациях. Примечательно, что сразу по окончании импульса фотовозбуждения сигнал люминесценции резко возрастает из-за роста заполнения радиационной зоны при остывании экситонов. Одновременно наблюдается заметное сужение спектральной линии – объяснения связаны не только с релаксацией в импульсном пространстве с испусканием фононов, но и с заполнением минимумов в профиле хаотического потенциала [85].

Магнитное поле. Мощным инструментом в исследовании свойств экситонов вообще и дипольных экситонов в частности служит магнитное поле. Теория для свободно движущегося 3D экситона в полупроводнике в пределе сильного магнитного поля B , когда энергия связи экситона гораздо меньше его циклотронной энергии, $Ry_{ex} = \mu e^4 / 2\epsilon^2 \hbar^2 \ll \hbar\omega_c = eB\hbar/\mu c$, а магнитная длина – гораздо меньше боровского радиуса, $l_B = \sqrt{\hbar c/eB} \ll a_B = \epsilon\hbar^2/\mu e^2$, была построена Горьковым и Дзялошинским [86]. Задача о квазидвумерном экситоне в сильном магнитном поле, перпендикулярном гетерослоям, B_{\perp} , решена в работе Лернера и Лозовика [87] – получены дисперсионные соотношения для разных уровней Ландау и показано, в частности, что только для нулевого уровня Ландау зависимость $E(k)$ имеет монотонно возрастающий характер. Анализ свойств основного состояния 2D экситонов в перпендикулярном магнитном поле с учетом свойств реальных гетероструктур, проведенный в работе [88], показал возможность различных результатов: от экситонного бозе-конденсата до электронно-дырочной жидкости. Расчет дисперсионных зависимостей для магнитоэкситонов в ДКЯ [89] также продемонстрировал возрастающее многообразие решений задачи, обусловленное появлением дополнительных параметров, в первую очередь, расстояния d_{ex} между электроном и дыркой в пространственно-

непрямом экситоне. Общая тенденция состоит в увеличении в поперечном магнитном поле энергии связи экситона и его массы, т. е., соответственно, в уменьшении его радиуса. Эксперименты по исследованию экситонной фотолюминесценции в ДКЯ GaAs/AlGaAs в полях $B_{\perp} \leq 16$ Тл и при температуре $T \geq 50$ мК [90] подтвердили предсказанные закономерности и не продемонстрировали каких-либо серьезных эффектов, приближающих к реализации экситонной БЭК.

Любопытная ситуация возникает при помещении дипольного 2D экситона в магнитное поле, параллельное гетерослоям. В скрещенных полях, электрическом поле E_{\perp} и магнитном поле B_{\parallel} , электрически нейтральный экситон приобретает импульс $p_{ex} = eB_{\parallel}d/c = \hbar d_{ex}/l_B^2$, направленный в плоскости КЯ перпендикулярно B_{\parallel} . Таким образом пространственно-непрямой экситон становится непрямым еще и в импульсном пространстве, поскольку минимум дисперсионной кривой сдвигается из положения $k = 0$ в положение $k = d_{ex}/l_B^2$. По-видимому, впервые в спектре люминесценции такой переход наблюдался в работе [91] для структуры с асимметричной 25 нм КЯ InGaAs и сильным встроенным электрическим полем, приводящим к пространственному разделению электронов и дырок. Энергетический спектр для непрямых в реальном и импульсном пространстве дипольных экситонов в ДКЯ в наклонном магнитном поле рассчитан в работе [92]. В том случае, если минимум на дисперсионной кривой для такого экситона окажется вне «радиационной зоны», вероятность излучательной рекомбинации и вместе с ней интенсивность люминесценции должны сильно упасть. Именно это наблюдалось в эксперименте [93]: скорость излучательной релаксации непрямого экситона в поле 12 Тл уменьшилась более чем в 20 раз. Регистрация спектров люминесценции в наклонном магнитном поле позволяет напрямую измерять дисперсионную кривую, варьируя величину параллельной компоненты B_{\parallel} и фиксируя соответствующее значение энергии экситонной линии. В ДКЯ GaAs/AlGaAs таким образом удалось измерить существенное увеличение массы экситона в перпендикулярном магнитном поле в хорошем согласии с теорией [94-95].

Надо заметить, что ситуацию со скрещенными полями можно реализовать и для перпендикулярного магнитного поля B_{\perp} , если приложить параллельное электрическое поле E_{\parallel} в плоскости структуры [88, 96]. В этом случае экситон приобретает скорость $v = cE_{\parallel}/B_{\perp}$, направленную в плоскости КЯ перпендикулярно E_{\parallel} , то есть дисперсионная кривая также сдвигается вдоль оси k . Физический смысл явления можно объяснить следующим образом. Под действием электрического поля E_{\parallel} в плоскости КЯ электрон и дырка смещаются вдоль направления поля в противоположные стороны – экситон приобретает дипольный момент $\mathbf{d}_{ex} \propto e\mathbf{E}_{\parallel}$. При этом перемещении электрона и дырки на них действует сила Лоренца одной и той же величины, направленная в одну и ту же сторону – экситон начинает двигаться в направлении $(\mathbf{E}_{\parallel} \times \mathbf{B}_{\perp})$. В работе [96] была даже предложена идея устройства, перспективного с точки зрения экспери-

ментальной реализации экситонной БЭК и приспособленного специально для наблюдения сверхтекучести в экситонном бозе-конденсате. Образец с должен иметь вид цилиндра, ось которого перпендикулярна плоскости КЯ, а высота – гораздо меньше диаметра. Внешнее напряжение прикладывается между точечным контактом на торце цилиндра и кольцевым контактом – на его боковой поверхности. В скрещенных полях: магнитном поле \mathbf{B}_\perp вдоль оси цилиндра и неоднородном радиальном электрическом поле \mathbf{E}_r в плоскости КЯ, - экситоны будут двигаться по кольцевым траекториям вокруг оси цилиндра.

В целом с точки зрения реализации экситонной БЭК воздействие магнитного поля на свойства диполярных экситонов неоднозначно: имеются факторы как положительные, так и отрицательные, – они перечислены, в частности, в заключительной части работы [95].

Спиновые степени свободы. Во времена рождения идеи о бозе-эйнштейновской конденсации само понятие спина – внутреннего момента импульса, присущего элементарной частице, – еще только формулировалось. Поэтому в изначальной модели газ бозонов был бесспиновым – эта степень свободы не была учтена [1]. На самом деле экситон, как правило, и в GaAs, в частности, обладает ненулевым спином. В отсутствии магнитного поля это означает наличие спинового вырождения с фактором g_{ex} , тем большим, чем больше величина спина S , и повышает значение необходимой критической концентрации: в формулах для критической температуры вместо N_{ex} должно фигурировать N_{ex}/g_{ex} . Включение магнитного поля снимает вырождение и при низкой температуре в условиях термодинамического равновесия все частицы заселяют только один, нижайший по энергии уровень. Это один из положительных факторов от применения магнитного поля с точки зрения реализации экситонной БЭК [95].

Спиновые степени свободы в экситонной бозе-системе и обменное взаимодействие между спин-ориентированными компонентами экситонного ансамбля проявляются в поляризации излучения экситонной рекомбинации. Поэтому анализ поляризации люминесценции может позволить в значительной степени продвинуться в понимании свойств исследуемой системы.

Недавно для термодинамически равновесного бозе-конденсата двумерных экситонных поляритонов в оптическом микрорезонаторе был предсказан теоретически эффект подавления спинового (зеemanовского) расщепления в малых магнитных полях при нулевой температуре [97, 98]. Данный эффект связан со спиновой природой внутриврезонаторных поляритонов. Они обладают спином $S = 1$ с двумя разрешенными значениями проекции спина на направление оси роста структуры, $S_z = \pm 1$, что соответствует двум противоположным направлениям циркулярной поляризации, σ^\pm . Предполагается, что обменное взаимодействие в спиновом бозе-конденсате устроено так, что направленные в одну и ту же сторону параллельные спины отталкиваются, а антипараллельные – притягиваются, либо отталкиваются, но слабее. В результате в отсутствии магнитного поля энергетически выгодной является ситуация, когда количество спи-

нов с проекциями $S_z = +1$ и $S_z = -1$ одинаково. Это соответствует линейной поляризации испускаемого света люминесценции. Если в системе отсутствует выделенное направление, может иметь место спонтанное нарушение симметрии, которое выражается в случайном изменении во времени направления линейной поляризации. Но в большинстве экспериментов структурная анизотропия исследуемых объектов приводит к привязке линейной поляризации к определенному кристаллографическому направлению. В частности, в КЯ GaAs/AlGaAs, выращенных в плоскости (001), приоритет имеют два взаимно перпендикулярных направления: $[110]$ and $[\bar{1}\bar{1}0]$. Линейная поляризация вдоль $\langle 110 \rangle$ действительно наблюдается в экситон-поляритонном бозе-конденсате [99]. Две ортогональные линейно поляризованные компоненты расщеплены по энергии (обычно на малую величину $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$ эВ) и линейная поляризация получается в результате заполнения бозе-конденсатом нижайшего энергетического состояния. В нулевом магнитном поле, с ростом мощности оптической накачки, степень линейной поляризации ρ_{lin} должна скачком увеличиться при возникновении конденсата. Резкое возрастание ρ_{lin} действительно наблюдается экспериментально при превышении порога БЭК по концентрации частиц [99]. Очевидно, что в достаточно сильном перпендикулярном магнитном поле (геометрия Фарадея) и достаточно низкой температуре все спины будут ориентированы по полю и заполнят нижний зеемановский подуровень. Однако в малых магнитных полях, как показано в работах [97, 98], спиновое расщепление (эффект Зеемана) наблюдаться не должно, поскольку «красный сдвиг» – понижение энергии за счет заселения нижнего спинового подуровня – в точности компенсируется «синим сдвигом» – повышением энергии за счет взаимного отталкивания между заполняющими нижний подуровень параллельными спинами. Компенсация имеет место, пока величина магнитного поля не превысит критическое значение $B_c = 2nU_1/g\mu_B$, где n – концентрация частиц, g – g-фактор, μ_B – магнетон Бора, а U_1 – коэффициент, описывающий линейно-циркулярный дихроизм бозе-конденсата и пропорциональный разности коэффициентов взаимодействия параллельных и антипараллельных спинов [97, 98]. В диапазоне $0 < B < B_c$ поляризация эллиптическая, а с ростом поля постепенно приближается к круговой. При $B \geq B_c$ – поляризация чисто круговая и наблюдается зеемановское расщепление, пропорциональное $(B - B_c)$.

Несмотря на то, что система экситонных поляритонов в оптическом микрорезонаторе с очевидностью не является равновесной (типичное время жизни внутрирезонаторного поляритона составляет единицы пикосекунд), явление компенсации спинового расщепления было обнаружено экспериментально [100] для конденсата экситонных поляритонов в микрорезонаторе с GaAs/AlGaAs КЯ в условиях квазистационарного нерезонансного фотовозбуждения в области магнитных полей $B \leq 1.7$ Тл. Зеемановское расщепление отсутствовало с точностью ± 5 мкэВ и действительно наблюдалась эллиптическая поляризация. Однако вплоть до 3 Тл знак циркуляр-

ной поляризации был отрицательным, т.е. конденсация происходила не на нижний, а на верхний зеемановский подуровень в подтверждение неравновесности данной системы. В такой ситуации применимость равновесной модели [97, 98] вызывает серьезные сомнения.

Подавление зеемановского расщепления для внутриврезонаторных поляритонов удалось наблюдать также в условиях резонансного фотовозбуждения, в режиме оптического параметрического генератора, т. е. в заведомо неравновесном поляритонном конденсате [101]. Но для описания данного явления авторам пришлось разработать совершенно иную физическую модель, предполагающую существование одновременно двух неравновесных конденсатов с противоположным направлением циркулярной поляризации, когерентно связанных за счет процессов поляритон-поляритонного рассеяния с переворотом спина.

Позднее было предложено объяснение экспериментов с неравновесным поляритонным конденсатом [100] с помощью механизма оптического ориентирования спинов поляритонов в магнитном поле [102]. При этом, кроме приложенного внешнего поля, учитывалось: а) внутреннее поле, возникающее за счет анизотропии электрон-дырочного обменного взаимодействия и приводящее к исходной линейной поляризации, и б) эффективное внутреннее поле, связанное с межэкситонным обменным взаимодействием. Прецессия поляритонных спинов вокруг направления суммарного магнитного поля приводит к их оптическому ориентированию вдоль этого направления. В результате зависимости линейной и циркулярной поляризации, а также зеемановского расщепления от внешнего магнитного поля оказываются качественно близкими с полученными в работе [100].

В GaAs нижайший по энергии экситон на тяжелой дырке (hh-exciton) в отличие от экситонного поляритона не является спином: кроме оптически активного «светлого» (“bright”) экситона с проекциями спина $S_z = \pm 1$, имеется не связанный со светом «темный» (“dark”) экситон, для которого $S_z = \pm 2$. Согласно некоторым теоретическим расчетам (см., например, [103]) энергия основного состояния «темного» экситона должна быть несколько меньше, чем у «светлого», поэтому при понижении температуры в первую очередь должны конденсироваться именно «темные» экситоны. При наличии обменного взаимодействия в достаточно плотной экситонной системе предсказывается возможность образования двухкомпонентного смешанного «серого» конденсата [104], сама диагностика свойств которого представляет собой серьезную самостоятельную задачу [105]. Недавние эксперименты [106] с непрямыми экситонами в одиночной широкой (25 нм) КЯ GaAs/AlGaAs, близкие по своей постановке к работам с кольцами экситонной люминесценции в ДКЯ [66, 67], дали возможность авторам интерпретировать ряд результатов в качестве признаков конденсации «темных» экситонов. Свойства «четырёхкомпонентного» (в соответствии с количеством проекций спина) экситонного бозе-конденсата в магнитном поле были недавно проанализированы теоретически в работе [107], где была предска-

на, в частности, возможность фазовых переходов в магнитном поле между состояниями конденсата с разным количеством компонентов. Таким образом, *a priori* можно было ожидать, что наблюдаемое в эксперименте поведение в магнитном поле спиновой поляризации экситонного конденсата будет более сложным, чем для экситонных поляритонов.

ДКЯ GaAs/AlGaAs. Из всех структур с ДКЯ, использовавшихся для исследования пространственно-непрямых экситонов, эта – наиболее изученная и оптимизированная. Безусловное ее преимущество – уникальное совпадение постоянных кристаллической решетки у чистого GaAs и твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$ при $x \approx 0.3$. В результате удается выращивать гетероструктуры без механических напряжений и с высоким совершенством интерфейсов. Наилучшие результаты достигаются при ширине квантовых ям $\sim(8-12)$ нм: в современных образцах спектральная ширина линии прямого экситона в ДКЯ GaAs/AlGaAs составляет $\Delta E_{dc} \sim 1$ мэВ [25, 26]. Качество номинально нелегированной КЯ сильно зависит от дизайна легированных контактных слоев. В частности, p-i-n-структуры (с них начинались первые эксперименты [44-47]), существенно хуже n-i-n-структур с легированными кремнием p^+ -слоями. В основном экспериментально исследовались ДКЯ с одинаковыми ямами, но иногда использовались структуры с КЯ разной ширины [108-112]. В этом случае распределение электронов и дырок между ямами можно менять варьированием не только приложенного напряжения, но и температуры.

Целый ряд явлений, наблюдавшихся для диполярных экситонов в ДКЯ GaAs/AlGaAs, может быть связан с эффектами экситонной бозе-конденсации. Кроме уже упомянутой выше низкотемпературной фрагментации во внешнем кольце люминесценции и результатов исследования ее свойств [66, 73-75], сообщалось: о резком возрастании интенсивности линии люминесценции диполярного экситона с ростом накачки [26] и при сканировании по поверхности образца [25]; о быстром спадании интенсивности этой линии с температурой [26]; о сужении линии при варьировании приложенного напряжения [108, 109]; о низкочастотном шуме – неустойчивости во времени интенсивности линии [108, 109, 111]; о пространственной направленности излучения непрямых экситонов [110].

Широкая одиночная КЯ GaAs/AlGaAs. Принципиальным фактором, не позволяющим добиться в ДКЯ значений $\Delta E_{dc} < 1$ мэВ, является наличие тонкого межъямного барьера, который должен быть туннельно прозрачным. При типичной толщине в несколько монослоев (~ 1 нм) отклонения от идеальной гладкости интерфейсов: ступеньки, островки, шероховатости и т.п., – означают гигантские флуктуации ширины слоя и служат причиной заметного неоднородного уширения линии люминесценции. Сравнение свойств одиночной КЯ шириной 25 нм и ДКЯ, состоящей из двух КЯ шириной по 12 нм, т. е. той же общей ширины, (структуры были выращенных в сходных условиях – на одной и той же ростовой установке) показало [113], что в одиночной КЯ ΔE_{dc} меньше на порядок: 0.2-0.4 мэВ вместо 1.8-2.2 мэВ. В обеих структурах

верхним контактом служил полупрозрачный металлический слой на поверхности – затвор Шоттки, а нижним – двумерный электронный канал в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 30 нм, легированной с помощью кремниевого δ -слоя. Это еще один шаг к снижению количества остаточных примесей и, соответственно, концентрации нескомпенсированных носителей заряда в КЯ. Именно в подобных гетероструктурах, согласно результатам прямых измерений [49], характерные значения этой концентрации находятся на уровне $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$.

В условиях приложенного, достаточно сильного, внешнего электрического поля широкая одиночная КЯ мало чем отличается от ДКЯ: электрон и дырка прижимаются к противоположным стенкам ямы, возникает дипольный экситон с плечом диполя того же порядка, что и в ДКЯ той же суммарной ширины [113]. При этом на порядок меньшая ширина линий делает спектр люминесценции в одиночной КЯ гораздо богаче: кроме линий свободного и связанного экситона на тяжелой дырке (1shh), наблюдаются линии возбужденных состояний. Удастся увидеть переходы из состояний экситона на легкой дырке (1slh, 2slh) и на тяжелой дырке (2shh, 2phh), но происходит это только в условиях не слишком сильного отклонения от электрической нейтральности. При увеличении в КЯ концентрации нескомпенсированных носителей заряда линии возбужденных состояний сдвигаются в красную сторону, ближе к линии 1shh-экситона, уменьшаются по интенсивности и, в конце концов, полностью пропадают [49]. Связано это с тем, что, во-первых, релаксация “горячих” экситонов в нижайшее состояние за счет рассеяния на нескомпенсированных зарядах происходит гораздо быстрее, чем на нейтральных экситонах. Во-вторых, наличие свободных носителей приводит к экранированию кулоновского взаимодействия и уменьшению энергии связи экситона [49].

Важнейшей особенностью одиночной КЯ является возможность при помощи комбинирования мощностей непрерывного над- и подбарьерного фотовозбуждения приближаться к режиму компенсации заряда в яме [113]. Полная компенсация, если ее вообще удастся осуществить, достигается не обязательно в режиме плоских зон (flat band), но обязательно не слишком далеко от него. В структуре, исследовавшейся в работе [113], компенсация наблюдалась в режиме «слегка открытого» диода Шоттки, в электрическом поле $F = +5 \text{ кВ/см}$. Если в n-i-n-структуре это означает ограничение на абсолютную величину приложенного напряжения U , то в структуре с затвором Шоттки – на величину отклонения от напряжения открывания шоттки-диода – $(U - U_0)$. На практике при напряженностях электрического поля $F > 10 \text{ кВ/см}$ никакими комбинациями мощностей двух лазеров накачки компенсации добиться не удастся [113].

Прямые измерения кинетики излучательной рекомбинации непрямого экситона в широких одиночных КЯ при импульсном лазерном возбуждении [114] показали, что время излучательной рекомбинации τ_r растет экспоненциально быстро с увеличением напряженности электрического поля F . В КЯ шириной 25 нм τ_r достигает 100 нс при $F = 80 \text{ кВ/см}$, а в КЯ шириной

50 нм – 20 мкс в поле 20 кВ/см, что сравнимо с временем безызлучательной релаксации, которое в этих структурах находится, по оценкам авторов, в диапазоне единиц микросекунд. Столь долгие времена жизни непрямого экситона объясняются локализацией электрона и дырки в треугольных потенциалах, образующихся у противоположных стенок ямы при перекосе энергетических зон в сильном электрическом поле. Построенная на этих соображениях простая математическая модель неплохо описывает экспериментальные результаты [114].

Недавние эксперименты [106] с воспроизведением фрагментированных колец люминесценции, вполне соответствующих, по крайней мере, качественно тем пространственным структурам, что впервые наблюдались в ДКЯ GaAs/AlGaAs [66], убедительно демонстрируют возможность использования широкой одиночной КЯ GaAs/AlGaAs для эффективного исследования свойств диполярных экситонов.

Пара узких смежных слоев GaAs/AlAs. Эта структура привлекла к себе внимание довольно давно, и ее главная особенность состоит в том, что при правильном выборе толщин слоев (достаточно узких) экситон в ней является непрямым не только в реальном, но и в импульсном пространстве даже без приложения внешних полей. Здесь дырка находится в КЯ GaAs, в центре зоны Бриллюэна, в Γ -точке, а электрон – в соседнем слое AlAs, причем на краю зоны, в X-точке. При толщине слоя GaAs 2.8 нм и слоя AlAs 2.5 нм время затухания люминесценции составило исходно ≈ 100 нс, а внешним электрическим полем его удалось увеличить более чем в пять раз [115]. Такие малые ширины КЯ неизбежно ведут к сильному неоднородному уширению: хотя большая эффективная масса электрона вблизи X-точки, $m^* \approx 1.1m_0$, несколько снижает чувствительность к флуктуациям потенциала, ширина линии в работе [115] составила 4 мэВ. Изменением знака приложенного напряжения удастся перевести электрон из X-точки в Γ -точку, т.е. осуществить переход от непрямого экситона в ДКЯ GaAs/AlAs к прямому экситону в КЯ GaAs. Время жизни при этом укорачивается < 1 нс, кинетика становится неэкспоненциальной, интенсивность люминесценции растет, а ширина линии становится > 14 мэВ – налицо все признаки сильных флуктуаций ширины КЯ. Именно в переходной области, когда уровень энергии электрона в X-точке в AlAs приближается снизу к уровню в Γ -точке GaAs, на красном крыле широкой линии люминесценции наиболее интенсивны очень узкие линии люминесценции, связанные с естественными квантовыми точками, возникающими в локальных минимумах случайного потенциала [116].

В n-i-n-структуре с ДКЯ GaAs/AlAs (толщины слоев 3.0/4.0 нм, ширина линии люминесценции непрямого экситона 3 мэВ) при температурах < 4 К и в диапазоне магнитных полей от 4 до 10 Тл наблюдалась неустойчивость во времени интенсивности линии люминесценции непрямого экситона, которую можно охарактеризовать как широкополосный шум в диапазоне частот $10^{-3} \div 1$ Гц [117]. Авторы интерпретировали этот эффект как признак появления в структуре

макроскопически когерентных областей экситонного конденсата – усиление флуктуаций в области фазового перехода. Обнаруженные в этих же образцах в сильных магнитных полях и при низких температурах увеличение диффузионной способности непрямых экситонов и ускорение скорости их излучательной рекомбинации [118] были связаны, соответственно, с проявлениями сверхтекучести и суперлюминесценции в конденсированной экситонной фазе.

ДКЯ InGaAs/GaAs. Из-за различия параметров решетки у материалов ямы и барьера КЯ InGaAs/GaAs являются механически напряженными – это свойство данной системы приходится обязательно принимать во внимание. В ранних работах ширины экситонных линий составляли 4-5 мэВ и, несмотря на применение сильных электрических и магнитных полей в условиях довольно низких температур, $T = 350$ мК, ни о каких признаках экситонной конденсации речи не шло [119]. В последнее время интерес к этой гетеросистеме возобновился [120-122]. При использовании оригинальной электростатической ловушки для накапливания пространственно-непрямых экситонов [120] в результате подробного анализа асимметричного контура линии люминесценции с длинным хвостом с красной стороны (минимальная ширина линии ~ 2.7 мэВ при температуре 250 мК) в изучаемом экситонном ансамбле обнаружены признаки многочастичных корреляций [122].

На основании имеющейся информации о свойствах квазидвумерных пространственно-непрямых дипольных экситонов в различных гетеросистемах можно сделать вывод, что наиболее перспективными выглядят два вида структур: 1) ДКЯ GaAs/AlGaAs и 2) одиночная широкая КЯ GaAs/AlGaAs. Вторая структура, безусловно, более интересна из-за ее высокого структурного совершенства, но требование соблюдения электрической нейтральности приводит к ограничению на напряженность внешнего электрического поля и, следовательно, на максимально возможное время жизни экситона. Структура GaAs/AlAs с экситоном, непрямым одновременно в реальном и импульсном пространствах, привлекательна именно из-за больших времен жизни, но неизбежное сильное неоднородное уширение экситонной линии в узких КЯ из-за флуктуаций их ширины – серьезный отрицательный фактор. На каком уровне находится сегодня качество гетероструктур этого типа, можно определить только в результате экспериментальных исследований. Что касается ДКЯ InGaAs/GaAs, то на сегодняшний день не видно, по каким параметрам они могли бы превзойти структуры GaAs/AlGaAs. Попытки экспериментальной реализации экситонной БЭК целесообразно проводить с использованием латеральной потенциальной ловушки того или иного типа, но сначала необходима всесторонняя диагностика свойств 2D систем.

2.2. Экспериментальные исследования свойств различных гетероструктур

2.2.1. Двойная квантовая яма GaAs/AlGaAs

Приготовленная с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии n-i-n гетероструктура с парой идентичных КЯ GaAs шириной 12 нм, разделенных 4-хмонослойным AlAs барьером (толщина ≈ 1.1 нм), показана на рисунке 17. Подложка – GaAs n-типа с концентрацией легирующей примеси $n_{Si} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и кристаллографической ориентацией (001). На подложке выращен легированный буферный n^+ -слой GaAs ($n_{Si} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) толщиной 500 нм. С обеих сторон от ДКЯ GaAs расположены изолирующие 120 нм барьерные слои $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$, включающие в себя 10-периодные сверхрешетки AlAs/Al_{0.35}Ga_{0.65}As с периодом 3 нм (на схеме не показаны). Слои AlAs толщиной ≈ 1.1 нм имеются также на границах квантовых ям с барьерными слоями AlGaAs. Толщина верхнего n^+ -слоя GaAs ($n_{Si} = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) – 100 нм. Вся структура закрыта не легированным защитным 10 нм слоем GaAs (cap layer). При эпитаксиальном росте AlAs-барьеров применялась техника прерывания роста (growth interruption technique), использование которой приводит к возникновению крупномасштабных флуктуаций потенциала, связанных с флуктуациями толщины слоя AlAs [123]. На структуре литографическим способом были изготовлены мезы размером $1 \times 1 \text{ мм}^2$. Напряжение смещения прикладывалось между верхним и нижним n^+ -слоями, контакт с которыми обеспечивался вжиганием состава Au+Ge+Pt.

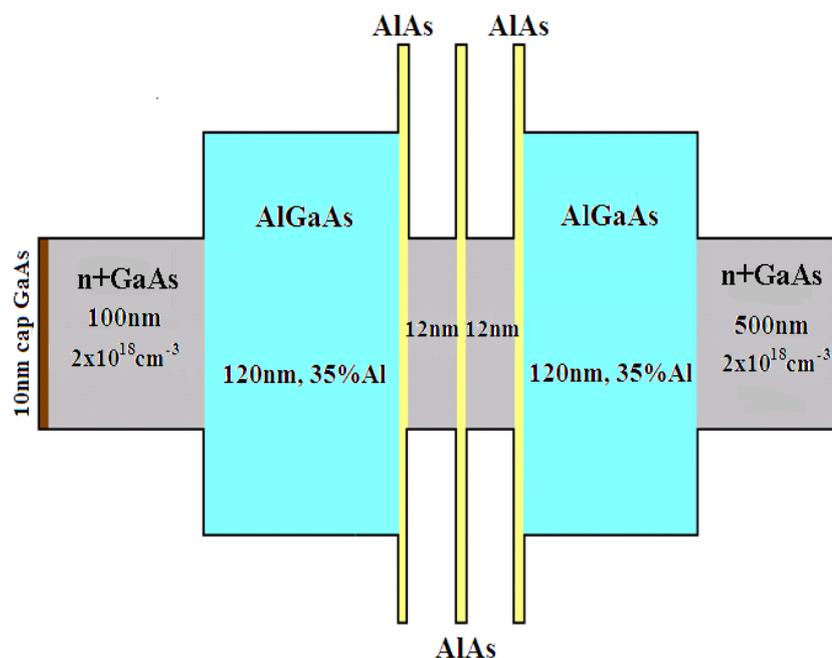


Рисунок 17. Дизайн n-i-n гетероструктуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs

На рисунке 18а проиллюстрировано, как ведут себя спектры люминесценции межъямных экситонов (линия I_{ex}), внутриямных экситонов (линия D) и трионов (линия T) при вариации электрического напряжения, сдвигающего уровни размерного квантования в ДКЯ. Линии D и T

отвечают делокализованным и локализованным внутриямным экситонам, соответственно. Видно, что люминесценция межъямных экситонов возникает в спектрах при напряжениях $U < -0.2$ В. Это происходит, когда результирующий штарковский сдвиг $\delta E_{Stark} = eFd_{ex}$ превосходит разность энергий связи внутриямного и межъямного экситонов, т. е. $\delta E_{Stark} \geq E_{de}^b - E_{ie}^b$. С ростом приложенного напряжения линия межъямного экситона сдвигается в спектре по линейному закону, как и должно быть в линейном эффекте Штарка. При этом сдвиг линии внутриямного экситона незначителен (см. вставку на рисунке 18а). При вариации напряжения интенсивность линии межъямного экситона меняется слабо, что свидетельствует о высоком качестве структуры. Увеличение с напряжением интенсивности линии Т локализованного экситона – результат нарастания тока, протекающего через структуру.

Поведение люминесценции межъямных экситонов при вариации накачки показано на рисунке 18b. При малых плотностях возбуждения, < 1 мкВт, в спектрах люминесценции наблюдается относительно широкая (около 2.5 мэВ) асимметричная полоса межъямных экситонов. Эта полоса неоднородно уширена и обусловлена сильной локализацией межъямных экситонов на мелкомасштабных флуктуациях случайного потенциала, связанного с остаточными заряженными примесями. При увеличении накачки > 0.5 мкВт на фиолетовом краю широкой

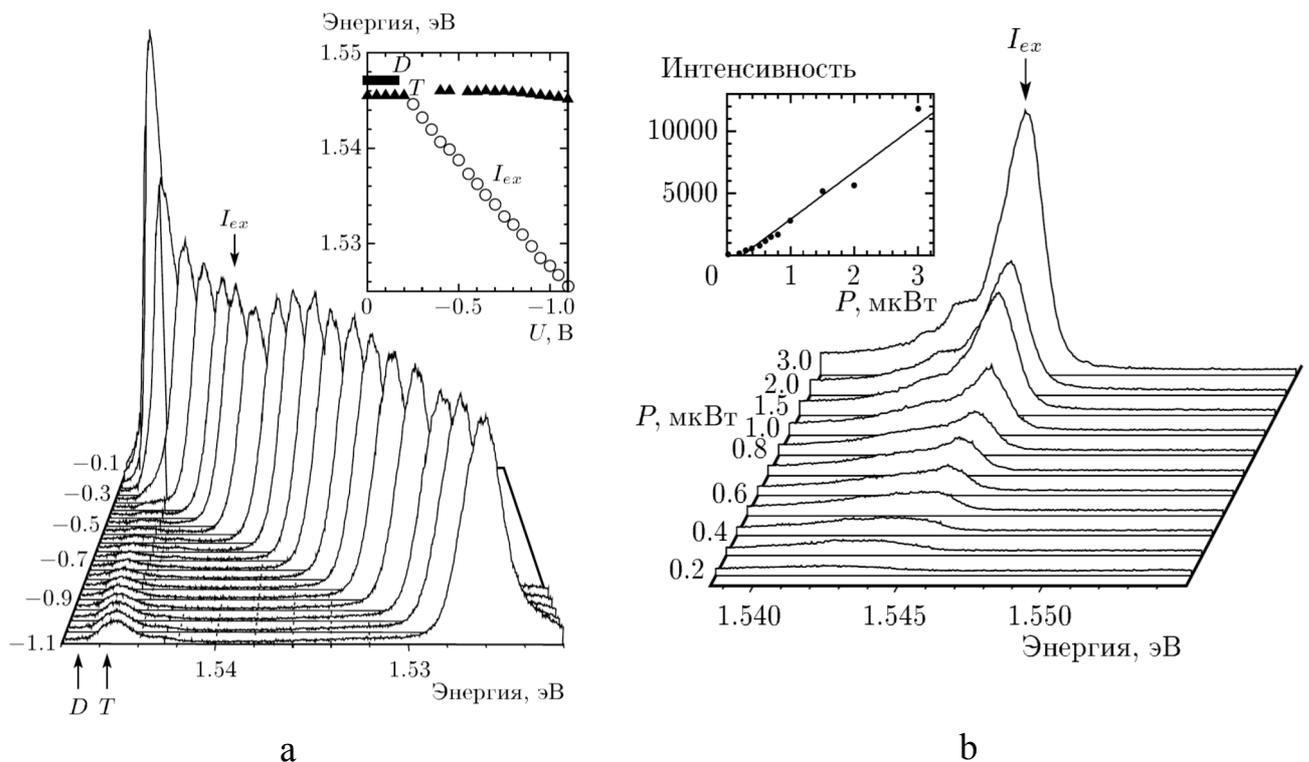


Рисунок 18 [124]. Спектры фотолюминесценции в n-i-p структуре с ДКЯ GaAs/AlGaAs. (а) Зависимость от приложенного напряжения U . На вставке: энергия прямого экситона (D), непрямого экситона (I_{ex}) и заряженного комплекса (Т) в зависимости от U . $P_{He-Ne} = 10$ мкВт. (б) Зависимость от мощности накачки P_{He-Ne} . $U = -0.15$ В. На вставке: интенсивность линии I_{ex} в зависимости от P_{He-Ne} : точки - эксперимент, кривая - результат расчета. $T \approx 1.6$ К.

полосы пороговым образом вырастает узкая линия. Интенсивность этой линии растет с ростом накачки сверхлинейно (см. вставку на рисунке 18b). При этом сама линия несколько сдвигается, на ~ 0.5 мэВ, в сторону меньших энергий. При дальнейшем увеличении накачки, > 5 мкВт, узкая линия межъямных экситонов начинает уширяться и затем, монотонно расширяясь, сдвигаться в сторону больших энергий.

В результате подробного исследования температурного поведения узкой линии межъямных экситонов было установлено, что эта линия исчезает в спектре при температуре $T \geq 5$ К. Рисунок 19а иллюстрирует типичное поведение I-линии при вариации температуры и фиксированной накачке. Видно, что при $T = 1.64$ К и мощности возбуждения 1 мкВт эта линия отчетливо возвышается над бесструктурной полосой люминесценции локализованных экситонов и имеет большую интенсивность. С увеличением температуры интенсивность I-линии уменьшается, ее ширина при этом мало меняется и при $T = 4.2$ К эта линия практически исчезает на фоне бесструктурного спектра локализованных экситонов, который при этом сохраняет свою форму. Существенно, что уменьшение интенсивности I-линии при увеличении температуры не носит активационного характера.

Измерения температурной зависимости интенсивности I-линии при различных накачках (см. рисунок 19b) позволили установить, что ее температурное поведение можно описать как

$$I(T) \propto (1 - T/T_0), \quad (10)$$

где $I(T)$ - интенсивность линии при температуре T , а T_0 - критическая температура, соответствующая исчезновению этой линии в спектре при заданной фиксированной накачке.

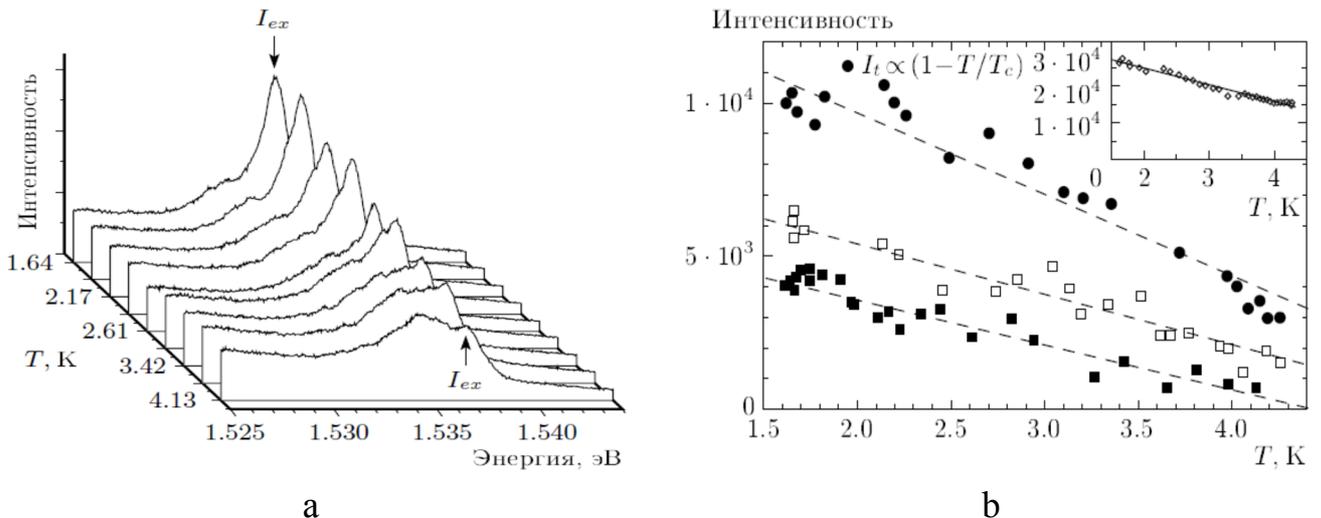


Рисунок 19 [124]. (а) Спектры фотолюминесценции в зависимости от температуры. $P_{He-Ne} = 1$ мкВт, $U = -0.33$ В. (б) Температурная зависимость интенсивности линии I_{ex} (точки – эксперимент, прямые – результат подгонки по формуле $I \sim (1 - T/T_0)$) при мощности накачки P_{He-Ne} : 1 мкВт, $T_0 = 4.4$ К (темные квадраты), 2 мкВт, $T_0 = 5.2$ К (светлые квадраты), 5 мкВт, $T_0 = 5.5$ К (кружки). Вставка: результаты для мезы размером 50 мкм, $P_{He-Ne} = 1$ мкВт, $T_0 = 7.4$ К.

Можно предположить, что представленные экспериментальные результаты свидетельствуют о бозе-конденсации межъямных экситонов в латеральных доменах микронного масштаба, происхождение которых обусловлено крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала. При небольших накачках и достаточно низких температурах фотовозбужденные межъямные экситоны оказываются сильно локализованными из-за мелкомасштабных дефектов (например, остаточных заряженных примесей). Этому соответствует широкая, неоднородно уширенная полоса, люминесценции межъямных экситонов при небольших плотностях возбуждения. Из-за сильного диполь-дипольного отталкивания на дефекте может локализоваться не более одного экситона, поэтому этот канал люминесценции быстро насыщается. По оценкам в исследованных структурах это происходит при концентрациях $\leq 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. С дальнейшим увеличением накачки, при превышении края подвижности в домене, межъямные экситоны оказываются делокализованными. По достижении критических величин плотности экситоны конденсируются в нижайшее делокализованное состояние. Это проявляется экспериментально в пороговом появлении узкой линии люминесценции, ее сверхлинейном росте и сдвиге в сторону меньших энергий в соответствии с заполнением нижайшего состояния в домене экситонами, подчиняющимся статистике Бозе-Эйнштейна. Наиболее сильным аргументом в пользу конденсации экситонов является критичность обнаруженных свойств к температуре.

Отдельно стоит обсудить вопрос о том, какой же ожидается температурная зависимость интенсивности люминесценции квазидвумерных межъямных экситонов, оказавшихся в бозе-конденсате, по сравнению с интенсивностью люминесценции надконденсатной части экситонов. Для ответа на поставленный вопрос рассмотрим следующую модельную систему межъямных квазидвумерных экситонов, которые возбуждаются посредством непрерывной лазерной накачки. Для оценок можно принять, что квантовый выход люминесценции в изучаемой структуре составляет ~ 0.1 , так что значительная часть экситонов гибнет безызлучательно со временем τ_n . Излучательная аннигиляция экситонов с испусканием фотона происходит со временем τ_r . Будем считать, что температура экситонного газа в интересующей нас области совпадает с температурой решетки, т. к. все характерные времена ухода экситонов из системы намного превышают их время релаксации вдоль энергетической оси: $\tau_n, \tau_r \gg \tau_T$. Все эти времена могут, в принципе, зависеть от температуры, но для простоты предположим, что в интересующем нас диапазоне этой зависимостью можно пренебречь. Квазиравновесное распределение экситонов по энергии окажется классическим бальцмановским или бозевским в зависимости от концентрации экситонов n_{ex} и температуры T . Нужно иметь в виду, что экситоны аннигилируют излучательно прямым образом и дают вклад в люминесценцию только в пределах «радиационной зоны» или «светового конуса», который определяется законами сохранения по импульсу. В рас-

смаатриваемом случае излучают экситоны с импульсом $k \leq 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, чему соответствует неопределенность по энергии $\delta E \sim 0.1 \text{ мэВ}$. Для определения интенсивности люминесценции нужно учитывать вклад частиц из этого энергетического интервала. Если наблюдаемая узкая линия люминесценции межъямных экситонов имеет ширину $\Delta E_{ie} > \delta E$, то это может быть следствием неоднородного уширения. Допустив, что вероятность люминесценции не зависит от энергии, температурную зависимость ее интенсивности $I(T)$ можно установить, определив число частиц внутри интервала δE :

$$I \propto \int_0^{\delta E} f(E)D(E)dE, \quad (11)$$

где $f(E)$ – функция распределения, $D(E) = M_{ex} / 2\pi\hbar^2$ – 2D плотность состояний. Для распределения Больцмана: $I \propto 1 - \exp(-\delta E/k_B T)$.

Если двумерная система ограничена в плоскости и имеет характерный латеральный размер домена L_d , то в энергетическом спектре такой системы минимальная энергия E_o будет составлять по порядку величины $E_o \cong \pi^2 \hbar^2 / M_{ex} L_d^2$. При температурах ниже критической, T_c , в бозе-системе должно наступить макрозаполнение нижайшего энергетического состояния (это явление полностью аналогично бозе-конденсации в трехмерном случае). Связь критической температуры T_c и пороговой концентрации n_o , выше которой частицы начинают накапливаться в нижайшем энергетическом состоянии, определяется уравнением:

$$n_o(T_c) = \int_{E_o}^{\infty} f(E, \mu = 0)D(E)dE = D(E)k_B T_c \ln\left(\frac{k_B T_c}{E_o}\right), \quad (12)$$

если выполняется условие $k_B T_c \gg E_o$ (здесь μ – химический потенциал экситонного газа). Критическая температура зависит от концентрации экситонов n_{ex} , определяемой мощностью накачки, размера домена L_d , а также от латеральной массы межъямного экситона M_{ex} . Как уже было сказано, два последних параметра определяют минимальную энергию системы E_o . Число надконденсатных частиц в рассматриваемом домене после начала конденсации $N_o = n_o(T_c)L_d^2$. Если использовать значения $M_{ex} = 0.16m_o$ и $L_d = 1 \text{ мкм}$, то получается $E_o \sim 5 \text{ мэВ}$, а наблюдаемой величине $T_c = 3 \text{ К}$ соответствует экситонная плотности $n_{ex} \sim 3.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и число экситонов в домене $N_o \sim 350$.

Частицы, оказавшиеся в макрозаполненном состоянии, должны быть когерентны, т. е. описываться единой волновой функцией, поэтому естественно предположить, что вероятность излучательной аннигиляции межъямных экситонов в конденсате должна быть пропорциональна их числу N_c , а интенсивность люминесценции, соответственно, пропорциональна N_c^2 . Для неко-

герентных надконденсатных частиц интенсивность люминесценции пропорциональна просто числу N_0 . Изложенные соображения согласуются, по крайней мере, качественно с экспериментальными наблюдениями. Проведенные ранее прямые измерения кинетики люминесценции в условиях импульсного лазерного возбуждения в этой гетероструктуре продемонстрировали [125], что время затухания люминесценции узкой линии, соответствующей “конденсатной” части экситонов, составляет около 10 нс при 2 К и почти на порядок короче времени затухания люминесценции экситонов вне конденсата – это время более 100 нс.

Зависимость люминесценции от температуры или мощности возбуждения определяется из уравнений баланса, в которых учтены факторы, изложенные выше. Если w – скорость генерации экситонов в единицу времени на единичной площадке (определяется плотностью мощности накачки), то в отсутствии макрозаполнения

$$w = \frac{n}{\tau_o}, \text{ где } \frac{1}{\tau_o} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_n}. \quad (13)$$

В этом случае интенсивность люминесценции $I \propto n/\tau_r = w\tau_o/\tau_r$. В условиях эксперимента квантовый выход τ_o/τ_r не превышает 0.1.

После начала конденсации уравнение баланса приобретает вид:

$$wL_d^2 = \frac{N_c^2}{\tau_r} + \frac{N_c}{\tau_n} + \frac{N_o}{\tau_o}. \quad (14)$$

Пороговое значение $w_o = n_o/\tau_o$ соответствует началу конденсации ($N_c = 0$). Интенсивность люминесценции когерентных экситонов в конденсате $I_c \propto N_c^2/\tau_r$. В начале конденсации при фиксированной температуре $I_c \propto (w - w_o)^2 L_d^4 \tau_o^2 / \tau_r$, после дальнейшего увеличения накачки $-I_c \propto (w - w_o)L^2$. Смена режимов зависимости интенсивности люминесценции происходит, когда $(w - w_o)/w_o \approx \tau_r/2\tau_o N_o$.

На рисунке 20 представлена рассчитанная температурная зависимость интенсивности люминесценции для системы с макрозаполнением нижайшего когерентного состояния межъямных экситонов (бозе-конденсат) и для системы с больцмановским распределением. Полная экситонная плотность предполагается фиксированной. Видно, что для больцмановского распределения зависимость интенсивности люминесценции от температуры очень слабая, тогда как для макрозаполненного состояния ниже критической температуры, T_c , наблюдается резкий рост при понижении температуры, а сама зависимость близка к линейной. Это находится в хорошем, по меньшей мере, качественном согласии с экспериментом. Отношение интенсивностей $I_c/I_o \approx \tau_r/\tau_o$ при $T \ll T_c$. Следует особо подчеркнуть, что экспериментально наблюдаемое явление сильной температурной зависимости интенсивности люминесценции экситонного кон-

денсата в условиях стационарного возбуждения возможно лишь при условии, что вероятность излучательной аннигиляции экситонов в конденсате существенно выше вероятности излучательного распада надконденсатных экситонов, а сам квантовый выход люминесценции надконденсатных экситонов заметно меньше единицы. В целом эти наблюдения свидетельствуют о том, что коллективное состояние экситонов в конденсате является когерентным. Масштабы когерентности пока не измерены прямым способом, но можно предполагать что эти масштабы близки к размерам доменов-ловушек.

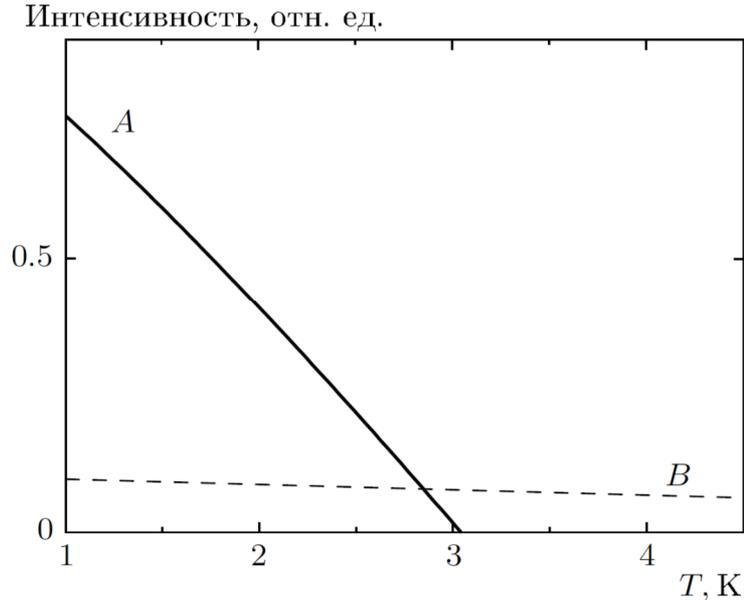


Рисунок 20 [124]. Зависимость интенсивности люминесценции от температуры: A – для системы с когерентным макрозаполненным состоянием при $E_0 = 8$ мкэВ (0.09 К), $N_0(T_0) = nL_d^2 = 100$, $\tau_r/\tau_0 = 10$; B – для системы с бoльцмановским распределением при $\delta E = 0.3$ мэВ.

Вставка на рисунке 18b иллюстрирует зависимость интенсивности люминесценции сконденсировавшейся части межъямных экситонов от накачки. Здесь отчетливо виден порог возгорания интенсивности экситонной линии и ее сверхлинейный рост, который затем сменяется линейным увеличением интенсивности с накачкой. Динамический диапазон сверхлинейного поведения интенсивности определяется величиной домена-ловушки: чем меньше площадь домена, тем больше диапазон нелинейного поведения. Расчетная кривая на вставке приведена для значений параметров: $\tau_r/\tau_0 = 10$, $N_0 = 100$.

Для снижения концентрации примесей и носителей заряда в исследуемых квантовых ямах были приготовлены гетероструктуры GaAs/AlGaAs, в которых отсутствуют легированные слои материала (см. рисунок 21). Здесь архитектура ДКЯ GaAs/AlGaAs полностью совпадает с той, что была применена в n-i-n-структурах и показана выше, на рисунке 17, а изолирующие барьерные $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$ -слои имеют толщину 150 нм. С точки зрения электрической структура

представляет собой диод Шоттки, в котором верхним (внешним) электродом служит напыленная на поверхность металлическая пленка Au/Cr (шоттки-затвор), а нижним (внутренним) –

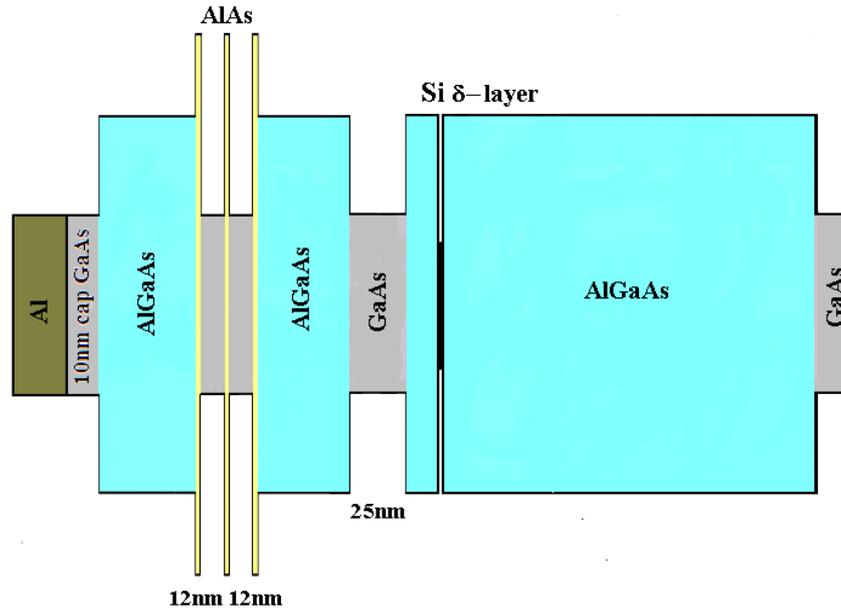


Рисунок 21. Архитектура диода Шоттки с ДКЯ GaAs/AlGaAs

двумерный электронный канал в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм, образованный с помощью δ-легирования (тонкий Si-слой на расстоянии 50 нм со стороны подложки). Подложка в данном случае тоже GaAs (001), но нелегированная. Сверхрешетки AlAs/AlGaAs (на схеме не показаны) также присутствуют: одна – 100-периодная с периодом 6 нм – между 200 нм AlGaAs слоем под нижним затвором и буферным 100 нм слоем GaAs на подложке и другая – 10-периодная с периодом 2.4 нм – в верхнем барьере AlGaAs.

Качество изготовленных структур иллюстрируется рисунком 22а, где показаны спектры фотолюминесценции межъямных и внутриямных экситонов при вариации электрического напряжения между электродами. В этих экспериментах использовался полупрозрачный шоттки-затвор, покрывавший всю рабочую область структуры, через который велось как фотовозбуждение, так и регистрация люминесценции. В отсутствие электрического смещения в спектре видна люминесценция только пространственно-прямых, внутриямных, экситонов (D). При включении электрического поля появляется линия пространственно-непрямых, межъямных, экситонов (I) с шириной около 1.7 мэВ. Эта линия, в соответствии со штарковским сдвигом уровней размерного квантования в квантовых ямах, движется в сторону меньших энергий по линейному закону в функции приложенного электрического смещения, а линия внутриямных экситонов падает по интенсивности и, в конечном итоге, исчезает из спектра. При спектральных сдвигах, превышающих энергию связи межъямных экситонов (около 3 мэВ) более чем на

порядок, интенсивность линии люминесценции таких экситонов остается практически постоянной, несмотря на то, что с ростом электрического смещения время их излучательного распада

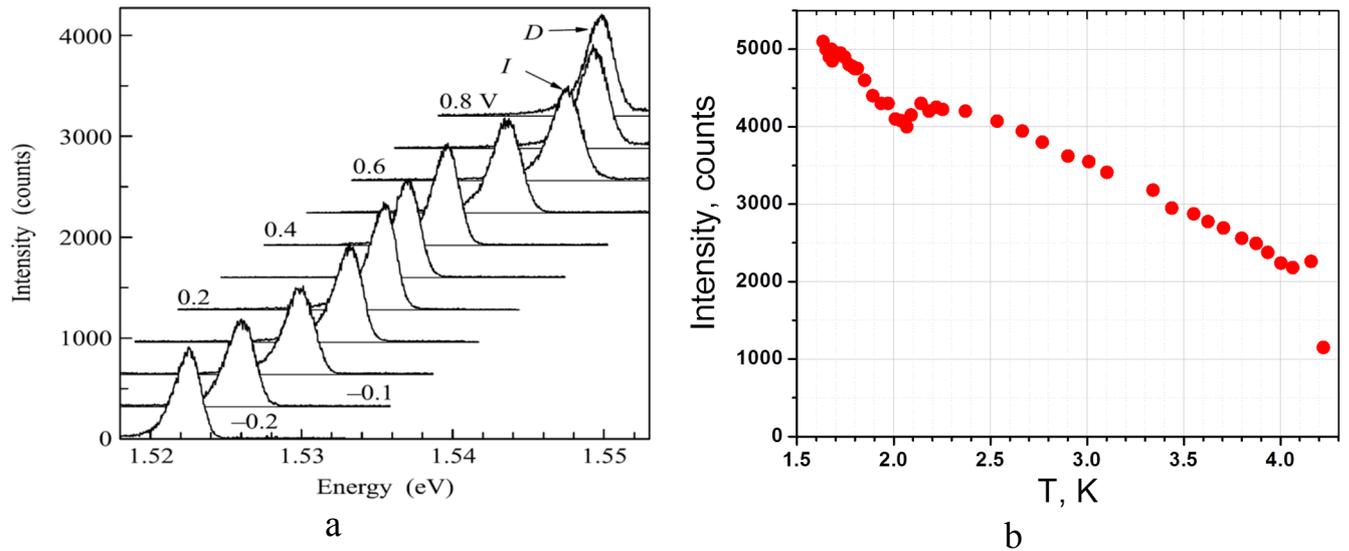


Рисунок 22. Фотолюминесценция 2D структуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs и полупрозрачным шоттки-затвором. (a) [126] Эволюция спектра люминесценции при изменении напряжения U между электродами от +0.8 В до -0.2 В (сверху вниз с шагом 0.1 В). $T = 1.7$ К, $P_{\text{He-Ne}} = 1$ мкВт. (b) Температурная зависимость интенсивности линии непрямого экситона. $P_{\text{He-Ne}} = 5$ мкВт, $U = 0$. Диаметр лазерного пятна – 30 мкм.

значительно возрастает. Это означает, что безызлучательные процессы в используемых структурах малосущественны, а качество структур – высокое. Температурная зависимость интенсивности линии непрямого экситона показана на рисунке 22b. Качественно она та же самая, что для n-i-n-структуры (рисунок 19b): линейное спадание с температурой по закону $I(T) \sim (1 - T/T_0)$, где $T_0 \approx 6$ К. Особенность с локальным минимумом вблизи 2.1 К хорошо воспроизводится и может быть связана с близостью фазового перехода в жидком гелии (λ -точка).

Результаты изучения кинетики спектров люминесценции показаны на рисунке 23. На рисунке 23a представлена временная эволюция спектров люминесценции межъямных (пространственно-непрямых или диполярных) экситонов, линия I, и внутриямных (пространственно-прямых) экситонов на тяжелой дырке, линия 1sHH. Видно, что прямые экситоны – короткоживущие. Непосредственные измерения кинетики дают времена жизни для таких экситонов $\tau_r \leq 300$ пс, сравнимые с временным разрешением аппаратуры. Люминесценция диполярных экситонов (I-линия в спектрах на рисунке 23a) формируется с задержкой около 1 нс относительно линии прямых 1sHH-экситонов, что связано с процессами туннелирования носителей через барьер и процессами релаксации по энергии. Из приведенного рисунка 23a отчетливо следует, что люминесценция диполярных экситонов по сравнению с прямыми экситонами – более долгоживущая, и обусловлено это пространственным разделением волновых функций электрона и дырки в диполярном экситоне. Известно, что излучательная вероятность рекомбинации в непрямых

мом экситоне $\gamma_r = \tau_r^{-1}$ (где τ_r – излучательное время жизни) пропорциональна перекрытию волновых функций электрона и дырки в направлении \vec{z} , параллельном приложенному электри-

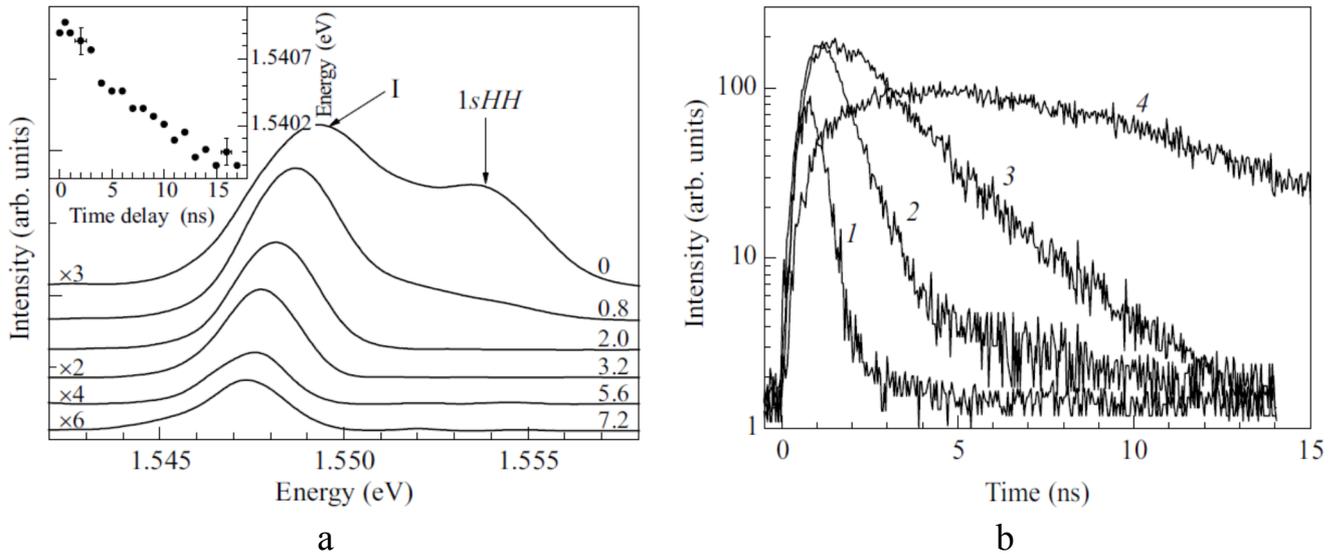


Рис.23 [127]. (a) Временная эволюция спектров люминесценции межъямных (линия I) и внутриямных (линия 1sHH) экситонов в ДКЯ GaAs/AlGaAs при импульсном фотовозбуждении (справа – величины задержек в нс). Вставка: энергия линии I как функция временной задержки. $U = +0.62$ В, $P = 16$ мкВт, $T = 1.7$ К. (b) Кинетика люминесценции при различном электрическом смещении. Для прямого экситона время жизни $\tau_r \leq 0.3$ нс (кривая 1, $U = +0.6$ В), для непрямого экситона: 0.8 нс ($U = +0.7$ В, кривая 2), 2 нс ($U = +0.6$ В, кривая 3) и 6 нс ($U = +0.4$ В, кривая 4).

ческому полю: $\gamma_R \propto \left| \int \Psi_e(z) \Psi_h(z) dz \right|^2$. Поэтому при увеличении приложенного электрического смещения, которое приводит к уменьшению перекрытия волновых функций электрона и дырки в направлении поля, вероятность излучательной рекомбинации падает, а соответствующее время жизни дипольных экситонов возрастает.

Это явление иллюстрирует рисунок 23b, где представлены кинетические кривые затухания интенсивности экситонной люминесценции, измеренные при различных приложенных электрических смещениях в условиях импульсного фотовозбуждения. Видно, что с ростом электрического поля излучательное время дипольных экситонов монотонно возрастает и при величине поля ≈ 10 кВ/см (приложенное напряжение $U = +0,4$ В) это время составляет $\tau_r = 6$ нс.

Из рисунка 23a также следует, что максимум линии дипольных экситонов при увеличении задержки монотонно сдвигается в сторону меньших энергий (см. вставку к рисунку 23a), а ширина линии уменьшается. Монотонный сдвиг линии в сторону меньших энергий обусловлен снижением вклада диполь-дипольного отталкивания между экситонами с уменьшением их плотности. Отсюда по величине спектрального сдвига линии δE_s , измеренного при нулевой и максимальной задержках, возникает возможность оценить саму величину экситонной плотности по формуле $\delta E_s \approx W N_{ex}$, где W – энергия диполь-дипольного отталкивания для дипольных

экситонов, а N_{ex} – полное число экситонов в системе [128]. Оценку величины W можно сделать по формуле $W \approx 3E_{ex}^b a_B^2/S$, где $E_{ex}^b = 4,5$ мэВ – энергия связи экситона, $a_B = 18$ нм – борковский экситонный радиус, а S – площадь, занимаемая экситонным газом. Пользуясь приведенными формулами, а также используя $S = 10^{-6}$ см² и величину спектрального сдвига экситонной линии $\delta E_s \approx 1$ мэВ (вставка к рисунку 23а), для величины экситонной плотности при нулевых задержках можно получить оценку $N_{ex}/S \approx 10^{11}$ см⁻² (средняя мощность импульсной накачки 16 мкВт при частоте повторения 10 МГц). При задержке 7.2 нсек экситонная плотность вследствие излучательной рекомбинации уменьшается почти на порядок.

Можно также попытаться оценить, как в условиях импульсного фотовозбуждения релаксирует со временем экситонная температура (рисунок 24). Оценки основаны на аппроксимации формы коротковолновых “хвостов” линии дипольных экситонов. В условиях квазиравновесия, при энергиях трансляционного движения $E_{kin} > k_B T$, экситоны распределены экспоненциально. Если принять, что излучательная вероятность в этой области не зависит от энергии, а закон сохранения по импульсу выполняется благодаря соударениям и процессам отдачи, то зависимость логарифма интенсивности люминесценции в условиях квазиравновесного распределения экситонов должна быть линейной функцией энергии, и поэтому наклон прямой в координатах « $\ln(I)$ » – « E » должен определяться только температурой экситонной системы. В качестве иллюстрации на вставке к рисунку 24 показаны примеры линейной аппроксимации коротковолновых “хвостов” линии люминесценции дипольных экситонов для двух задержек – 0.5 нс и 8 нс.

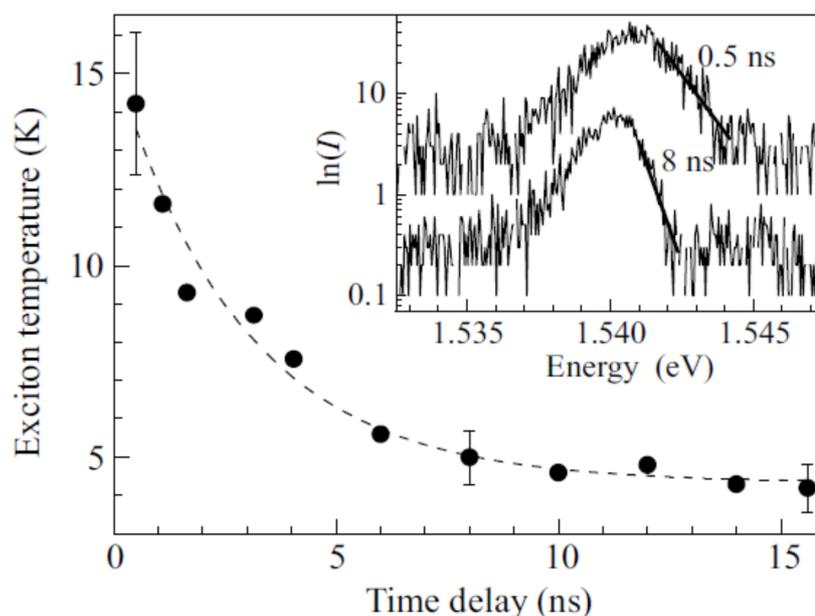


Рисунок 24 [127]. Экситонная температура как функция временной задержки при импульсном фотовозбуждении. Точки – эксперимент, пунктир - результат подгонки по формуле $T = T_0 \cdot \exp(-t/\tau) + T_f$ (здесь $T_0 = 10.9 \pm 0.7$ К, $\tau = 2.9 \pm 0.45$ нс, $T_f = 4.3 \pm 0.3$ К). На вставке показаны примеры аппроксимации “хвоста” экситонной линии для определения температуры экситонного газа при задержках 0.5 и 8 нс.

Видно, что при увеличении задержки линия сужается, а наклон коротковолнового “хвоста” экситонной линии возрастает, что уже качественно свидетельствует об охлаждении экситонной системы с ростом задержки. С помощью описанной процедуры было определено, каким образом ведет себя экситонная температура при вариации задержки в интервале от 0.5 до 16 нс и средней импульсной накачке 16 мкВт. Следует заметить, что в рамках такой процедуры экситонная температура определяется без каких-либо подгоночных параметров. Видно, что с ростом задержки экситонный газ “остывает” и его температура падает, однако вплоть до задержки в 16 нс экситонная температура остается еще заметно выше температуры кристаллической решетки (в условиях эксперимента решеточная температура составляет ~ 1.7 К). При больших задержках сигнал люминесценции сильно падает и практически теряется в шумах. Выполненные аппроксимации показывают, что экситонная температура релаксирует к решеточной на очень больших задержках, по-видимому, в микросекундном диапазоне.

2.2.2. Широкая одиночная квантовая яма GaAs/AlGaAs

Пространственно-непрямые дипольные экситоны исследовались в широкой (25 нм) одиночной GaAs/AlGaAs квантовой яме, помещенной в поперечное гетерослоям электрическое поле. Внешнее напряжение U прикладывалось к верхнему электроду – затвору Шоттки на поверхности гетероструктуры – относительно нижнего встроенного электрода – проводящего электронного канала в КЯ шириной 30 нм, легированной с помощью кремниевого δ -слоя. Изучаемую КЯ, в которой возбуждались дипольные экситоны, отделяли от затвора Шоттки и от внутреннего электрода изолирующие барьерные слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.33$) шириной 150 нм и 50 нм, соответственно. Расстояние между электродами d_g составляло ≈ 265 нм, а величина обусловленного барьером Шоттки встроенного отрицательного потенциала определялась по напряжению открывания Шоттки-диода (режим «плоских зон»): $U_0 \approx +500$ мВ. Таким образом, напряженность электрического поля внутри имеющегося плоского конденсатора оценивалась из соотношения $F = (U - U_0)/d_g$ и, например, при напряжении $U = +235$ мВ достигала 10 кВ/см.

Фотовозбуждение экситонов и наблюдение их люминесценции велось через полупрозрачный металлический слой затвора Шоттки (Au/Cr толщиной 15 нм). Для иллюстрации качества использованной структуры с одиночной КЯ необходимо рассмотреть спектры экситонной люминесценции как в отсутствие электрического напряжения, так и при вариации приложенного напряжения. На рисунке 25а показана схема оптических переходов при приложенном напряжении, а на рисунках 25b и 25c – спектры люминесценции без внешнего напряжения и при изменении электрического напряжения, соответственно. Фотовозбуждение осуществлялось с помощью Ti-Sr и He-Ne лазеров, а также при их одновременном действии. Поскольку в этих экспериментах спектры возбуждались и наблюдались сквозь полупрозрачный затвор, само

электрическое поле было достаточно однородным по всей площади структуры, где велись эти измерения. Видно, что дискретная экситонная структура люминесценции в режиме “плоских зон” (эти измерения проведены в отсутствии затвора Шоттки на поверхности), соответствующую-

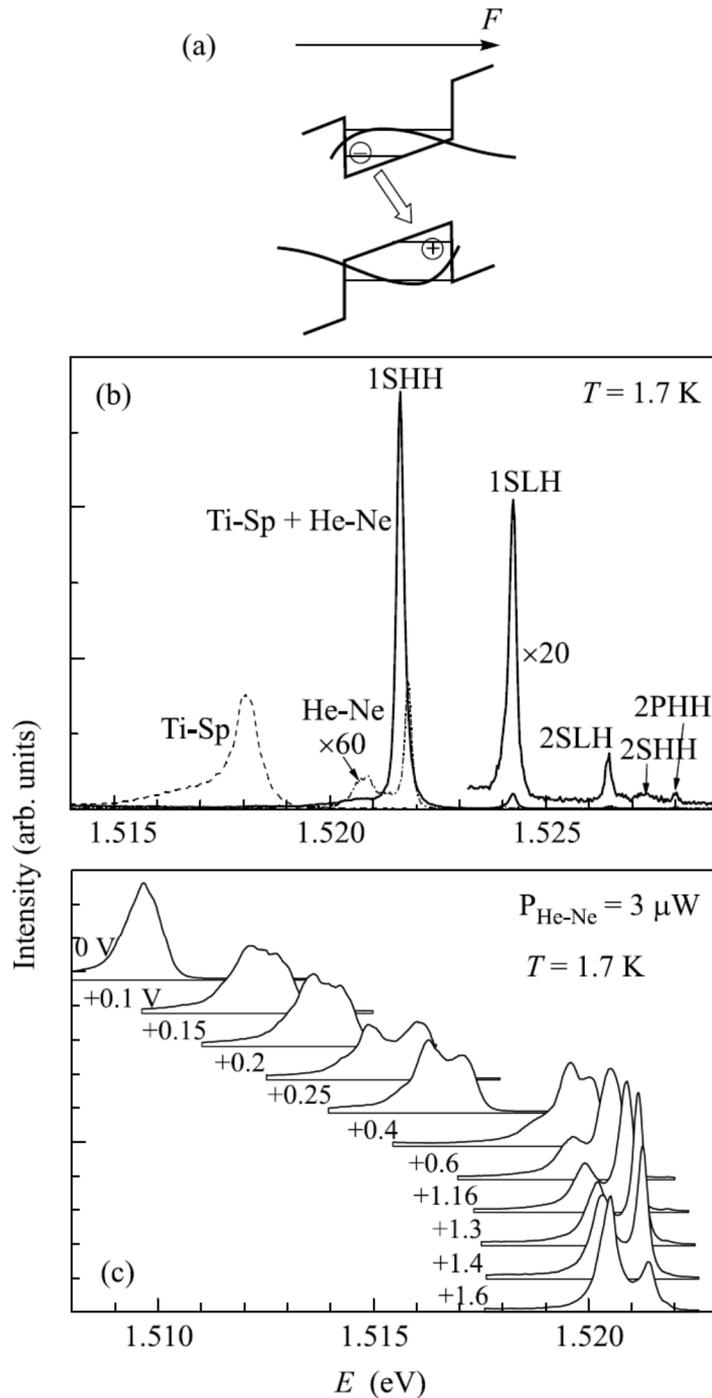


Рисунок 25 [129]. Фотолюминесценция в одиночной КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм. (a) Схема оптических переходов в перпендикулярном электрическом поле F . (b) Спектры люминесценции при $F = 0$ (режим плоских зон): пунктир – подбарьерное возбуждение (титансапфировый лазер, $\lambda_{\text{Ti-Sp}} = 780$ нм, $P_{\text{Ti-Sp}} = 60$ мкВт), штрих-пунктир – надбарьерное возбуждение (He-Ne-laser, $\lambda_{\text{He-Ne}} = 633$ нм, $P_{\text{He-Ne}} = 0.12$ мкВт), сплошная линия – одновременное воздействие обоих лазеров. (c) Эволюция спектров люминесценции при изменении приложенного напряжения (только надбарьерное возбуждение). Диаметр лазерных пятен на образце ≈ 30 мкм.

щая основному экситонному состоянию на тяжелой дырке (1SHH), а также “горячая” люминесценция, связанная с возбужденными состояниями (1SLH, 2SLH, 2PHH и 2SHH), проявляется в спектрах в виде очень узких линий (рисунок 25b). Наблюдаемая неоднородная ширина этих линий, ~ 0.2 мэВ, в 7 раз меньше ширины линий внутрямных и межъямных экситонов в исследованной ранее структуре с ДКЯ [126]. При одновременном включении фотовозбуждения Ti-Sr и He-Ne лазеров удавалось максимально скомпенсировать заряды в квантовой яме в соответствии с результатами работы [113].

Видно также, что при изменении электрического смещения линия диполярных экситонов смещается сначала нелинейно, а затем линейно по полю в соответствии с линейным штарковским сдвигом (рисунок 25c). Из наклона этой прямой извлекается длина плеча экситонного диполя $d_{ex} = 11-12$ нм, которая, как уже сообщалось ранее [113], близка к половине ширины КЯ. Благодаря приложенному электрическому полю диполярные экситоны имеют большой дипольный момент в основном состоянии – более 100 Д. В исследуемой системе такие экситоны вследствие диполь-дипольного отталкивания не связываются в молекулы или другие многочастичные комплексы. Во-первых, признаков биэкситона не обнаружено в спектрах люминесценции. Во-вторых, их не должно быть, если сравнить параметры данной структуры ($d_{ex}/a_B \sim 0.6-0.8$, $m_e/m_h = 0.2-0.3$) с фазовой диаграммой для формирования биэкситонов из работы [55].

Измерения кинетики люминесценции экситонов для одиночной КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм проводились при детектировании люминесценции из окна $\varnothing 5$ мкм в непрозрачном затворе Шоттки. В этих условиях вдоль периметра окна возникает кольцевая ловушка [126, 129], в которой накапливаются диполярные экситоны. Полученные для нее результаты приведены ниже, в разделе 4.5. Забегая вперед, можно сказать, что в оптимальных условиях, при соблюдении режима зарядовой нейтральности, время жизни для непрямого экситона составило $\tau \geq 1$ нс [129]. Исследования кинетики люминесценции без ловушки, в однородном пятне фотовозбуждения, специально не проводились, поскольку в подобных условиях данная структура была подробно исследована ранее [114].

2.2.3. Широкая одиночная квантовая яма GaAs/AlAs

Исследуемая структура представляет собой квантовую яму GaAs шириной 40 нм, заключенную между барьерными слоями AlAs толщиной по 200 нм. Нижним затвором служит легированный кремнием n^+ -слой GaAs толщиной 100 нм, а верхним – затвор Шоттки: полупрозрачная пленка Au/Cr толщиной 15 нм. Расстояние между затворами – 0.46 мкм.

Эволюция спектра люминесценции из квантовой ямы под действием внешнего электрического поля была исследована как при непрерывном, так и при импульсном фотовозбуждении.

Общие закономерности следующие. В спектрах доминирует узкая линия экситонной люминесценции, ширина которой в режиме плоских зон (напряженность электрического поля $F = 0$) не превышает 0.6-0.7 мэВ. С увеличением электрического поля эта линия сдвигается в сторону малых энергий. При этом ширина ее возрастает до ≤ 1.5 мэВ, но площадь под ней практически не меняется вплоть до $F \leq 20$ кВ/см. При более высоких полях интенсивность линии быстро падает, а ширина растет, так что при $F \geq 30$ кВ/см спектральный вес уменьшается на порядок. На рисунке 26а приведена серия спектров фотолюминесценции в зависимости от напряженности электрического поля при использовании импульсного надбарьерного лазера с длиной волны $\lambda = 405$ нм. Видно, что в случае надбарьерного возбуждения при напряженности $0 \leq F \leq 15$ кВ/см наблюдаются две линии, расстояние по энергии между которыми монотонно возрастает с полем от 1 до 3 мэВ. При малых полях доминирует низкоэнергетичная «красная» компонента, но доля высокоэнергетичной «синей» постепенно растет: к $F \leq 10$ кВ/см она становится основной, а при

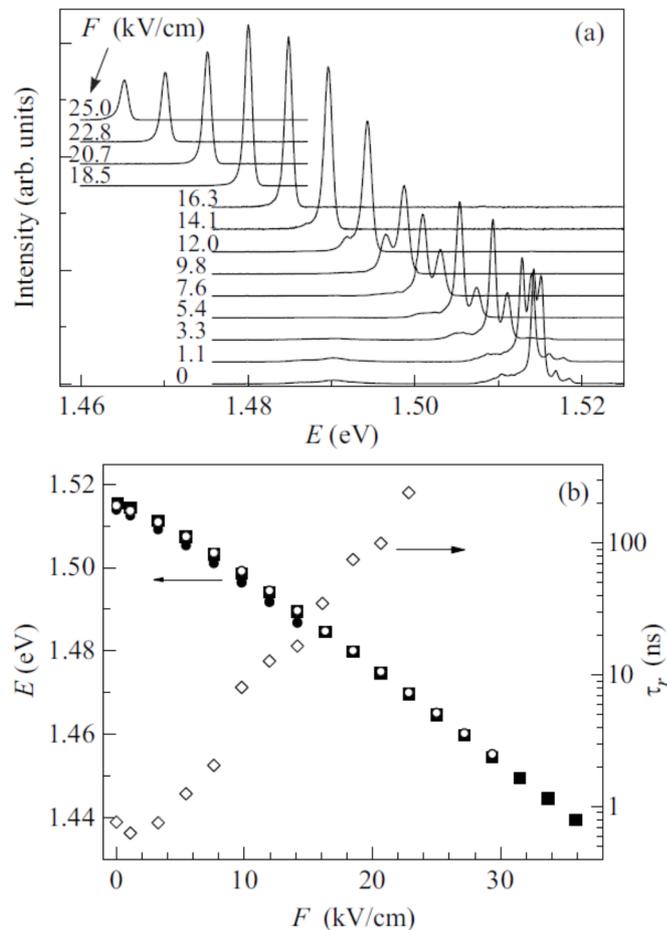


Рисунок 26 [130]. Влияние внешнего электрического поля на спектры фотолюминесценции в квантовой яме GaAs/AlAs шириной 40 нм. (а) Серия спектров в зависимости от напряженности приложенного электрического поля F (кольцевое пятно $\varnothing 20$ мкм от импульсного надбарьерного лазера: $\lambda = 405$ нм, $t_p = 80$ пс, $f_p = 10$ МГц, $P = 2$ мкВт); (б) Энергетическое положение линии непрямого экситона при подбарьерном (квадраты) и надбарьерном (кружки) фотовозбуждении, а также время излучательной рекомбинации τ_r (ромбы) (подбарьерный лазер, однородное пятно) в зависимости от напряженности поля F .

$F > 15$ кВ/см «красная» линия полностью исчезает. При малых электрических полях со стороны высоких энергий можно видеть две слабые линии, отстоящие от основной на 1.8 и 3.3 мэВ, со ответственно (при непрерывном надбарьерном возбуждении эти линии отсутствуют).

Широкая полоса люминесценции с максимумом вблизи 1.49 эВ, заметная при $F \geq 0$, имеет примесную природу и не сдвигается при изменении электрического поля.

Энергетическое положение E линии экситонной люминесценции в зависимости от электрического поля показано на рисунке 26b. На начальном участке, при малых значениях поля, эта зависимость нелинейна, но в дальнейшем выходит на линейный участок. Поскольку линейный эффект Штарка описывается выражением $\delta E_{Stark} = ed_{ex}F$, где e – заряд электрона, а d_{eff} – эффективное расстояние, на которое разнесены электрон и дырка, то из угла наклона соответствующей прямой получается $d_{ex} \approx 23$ нм, и дипольный момент экситона составляет $\approx 1.1 \cdot 10^3$ Д. Наклон прямой не зависит от способа фотовозбуждения.

В исследованном диапазоне электрических полей кинетика рекомбинации непрямого экситона хорошо описывается экспонентой: $I(t) = I_0 \exp(-t/\tau_r)$. Из рисунка 26b видно, что в условиях импульсного подбарьерного фотовозбуждения однородным лазерным пятном время рекомбинации τ_r экспоненциально быстро возрастает с увеличением электрического поля и при $F \approx 23$ кВ/см достигает 240 нс. Отклонение от экспоненты при малых напряженностях поля связано с недостаточным временным разрешением лавинного фотодиода.

Таким образом, в структуре с одиночной КЯ GaAs/AlAs шириной 40 нм удастся достичь времен излучательной рекомбинации непрямого экситона в десятки и сотни нс. В этих условиях при измерении спектровлюминесценции с пространственным разрешением наблюдается быстрый дрейф экситонов из области фотовозбуждения на расстояния в десятки мкм. Максимальная наблюдавшаяся скорость движения экситонов составляет $5 \cdot 10^4$ см/с.

К электрической нейтральности квантовая яма наиболее близка в режиме плоских зон, при $F \geq 0$: только при этом в спектре наблюдаются более высокие по энергии линии, очевидно, связанные с возбужденными состояниями экситона. В случае надбарьерного фотовозбуждения они есть только в импульсном режиме, в центре ловушки. При этом относительная интенсивность «синей» линии гораздо выше, чем при возбуждении непрерывным лазером. Можно предположить, что линия, наблюдаемая при подбарьерном возбуждении, а также «синяя» компонента дублета при надбарьерном отвечают нейтральной ситуации, а «красная» – связана с заряженным экситонным комплексом.

2.2.4. Пара смежных узких квантовых ям GaAs/AlAs

Изучалась структура, состоящая из пары достаточно тонких слоев GaAs и AlAs, в которой дырка находится в КЯ GaAs, в центре зоны Бриллюэна, в Γ -точке, а электрон – в соседнем слое AlAs, причем на краю зоны, в X-точке. Такой экситон является непрямым как в реальном, так и в импульсном пространстве и должен отличаться чрезвычайно большим временем жизни. Подобные гетероструктуры с тонкими слоями GaAs/AlAs ранее уже исследовались (см. выше, в разделе 2.1), причем именно с целью реализации экситонной бозе-конденсации [115, 117] и в них действительно были зафиксированы времена затухания фотолюминесценции в диапазоне сотен наносекунд [115, 118].

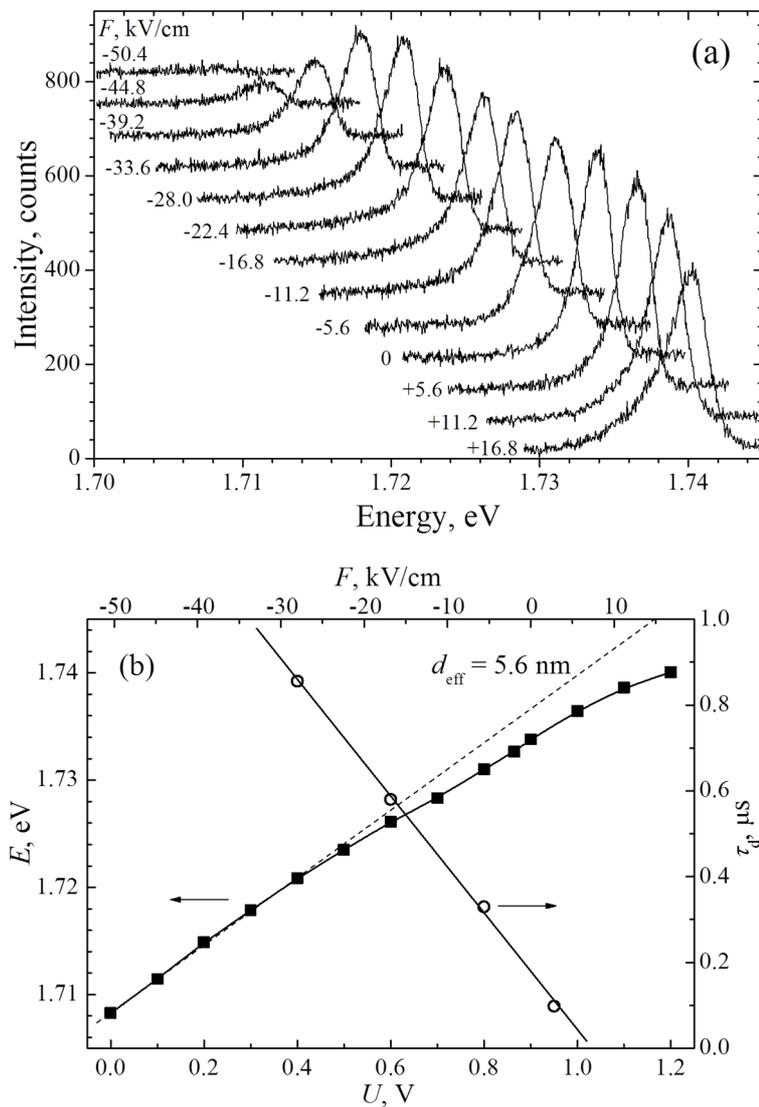


Рисунок 27 [131]. (a) Штарковский сдвиг линии непрямого экситона в ДКЯ GaAs/AlAs. (b) Энергия экситона E (квадраты) и время затухания люминесценции τ_d (кружки) в зависимости от приложенного напряжения смещения U и напряженности электрического поля F . d_{eff} – эффективное плечо диполя. Мощность фотовозбуждения $P_{658} = 10$ мкВт. Температура $T = 1.6$ К.

Исследуемая ДКЯ состояла из двух эпитаксиальных слоев: нижнего, более близкого к подложке, слоя AlAs шириной 5 нм и верхнего слоя GaAs шириной 3.5 нм. Снизу и сверху ДКЯ имелись барьерные слои AlGaAs шириной по 50 нм. Внешнее напряжение U прикладывалось к верхнему электроду – затвору Шоттки на поверхности гетероструктуры (полупрозрачная пленка Au/Cr толщиной 15 нм) – относительно нижнего встроенного электрода – (легированный кремнием n^+ -слой GaAs толщиной 150 нм). Расстояние между электродами d_g составляло ≈ 180 нм, а величина обусловленного барьером Шоттки встроенного отрицательного потенциала была определена по напряжению открывания Шоттки-диода (режим «плоских зон»): $U_0 \approx +900$ мВ. Таким образом, напряженность электрического поля внутри имеющегося плоского конденсатора оценивалась из соотношения $F = (U - U_0)/d_g$ и, например, при напряжении $U = +400$ мВ составляла $F = -28$ кВ/см.

Рисунок 27а иллюстрирует сдвиг линии экситонной люминесценции в ДКЯ GaAs/AlAs в сторону низких энергий в зависимости от напряженности электрического поля F , перпендикулярного плоскости КЯ, – эффект Штарка. В режиме плоских зон ($F = 0$) энергия экситонной линии находится вблизи 1.734 эВ. Ширина ее при этом минимальна и составляет ≈ 2.3 мэВ. Общая величина штарковского сдвига достигает >30 мэВ в поле $F = -50$ кВ/см, причем вплоть до ~ -35 кВ/см интенсивность и ширина линии меняются слабо. При более высоких напряженностях электрического поля амплитуда линии падает, она становится шире, а при $F > 50$ кВ/см – вообще исчезает.

Энергетическое положение E линии экситонной люминесценции в зависимости от приложенного внешнего напряжения U и напряженности электрического поля F в области ДКЯ (верхняя шкала) показано черными квадратами на рисунке 27б. На начальном участке, при не очень сильных электрических полях, зависимость $E(F)$ нелинейна, но в дальнейшем выходит на линейный участок. Линейный эффект Штарка описывается выражением $\delta E_{Stark} = ed_{ex}F$, где e – заряд электрона, а d_{ex} – эффективное расстояние, на которое разнесены электрон и дырка, или плечо диполя. Из угла наклона соответствующей прямой (штриховая линия на рисунке 27б) получается $d_{ex} \approx 5.6$ нм и дипольный момент экситона составляет ~ 270 Д.

В области отрицательных электрических полей, когда диод Шоттки закрыт, кинетика затухания люминесценции непрямого экситона в ДКЯ GaAs/AlAs описывается экспоненциальным законом: $I(t) = I_0 \cdot \exp(-t/\tau_d)$, – где I – интенсивность люминесценции, t – время, τ_d – время спада люминесценции. Из рисунка 27б видно (светлые кружки), что с увеличением напряженности запирающего электрического поля τ_d растет по линейному закону: от ~ 100 нс в режиме плоских зон до ~ 860 нс при $F = 28$ кВ/см.

В диапазоне положительных электрических полей, когда диод открыт и между затворами течет ток, время затухания с увеличением приложенного напряжения укорачивается до ~ 1

нс. При этом кинетика становится неэкспоненциальной: кроме основной, короткоживущей компоненты присутствует более слабая долгоживущая составляющая с временем спада ≤ 100 нс.

При увеличении интенсивности фотовозбуждения в спектре люминесценции, с низкоэнергетичной стороны от линии непрямого экситона, появляются узкие пики, ширина которых меньше разрешающей способности спектрального прибора (≤ 100 мкэВ). Одновременно в пространственном распределении люминесценции наблюдаются яркие точки (см. рисунок 28), размер которых ограничен пространственным разрешением оптической системы (≤ 2 мкм).

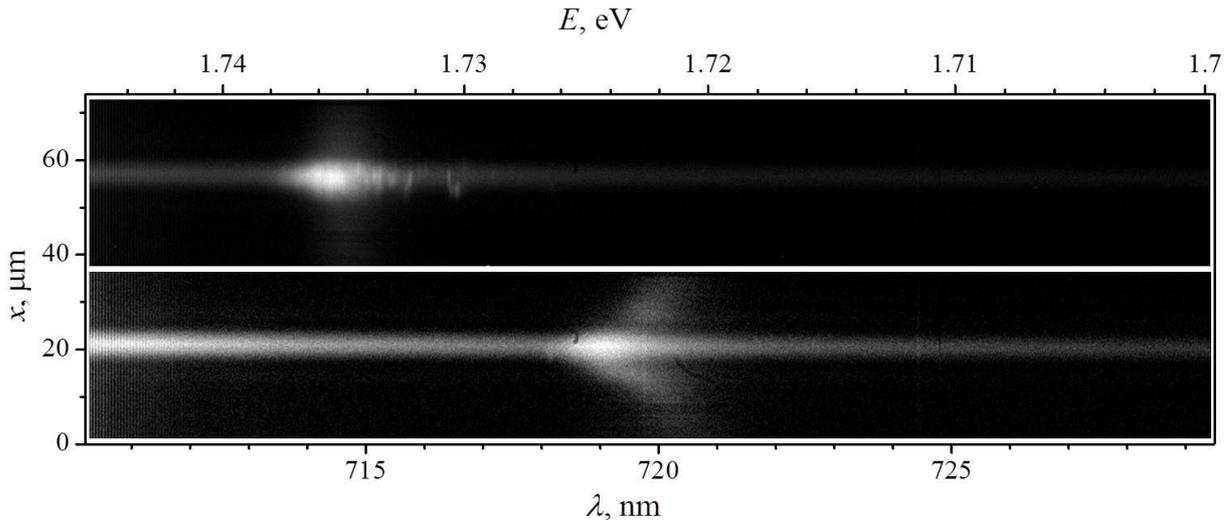


Рисунок 28 [131]. Спектр люминесценции дипольного экситона в ДКЯ GaAs/AlAs с пространственным разрешением в направлении x , вдоль спектральной щели. Вверху – режим плоских зон, внизу – при напряженности электрического поля $F = 28$ кВ/см. Непрерывное фотовозбуждение с мощностью $P_{658\text{нм}} = 40$ мкВт. Фокусировка лазерного пучка в пятно диаметром ≈ 3 мкм. $T = 1.6$ К.

Влияние приложенного внешнего электрического поля на появление этих пространственных неоднородностей имеет свои особенности. С одной стороны, увеличение при фиксированной мощности накачки напряженности поля от $F = 0$ в режиме плоских зон делает узкие спектральные пики более интенсивными. С другой стороны, в достаточно сильных электрических полях ($F > 20$ кВ/см) эти пики вообще пропадают. При этом наблюдается дрейф фотовозбуждений из-под пятна лазерной накачки на расстояния в десятки микрон (см. нижний спектр на рисунке 28).

С точки зрения наблюдения эффекта Штарка качество исследуемой гетероструктуры довольно высокое: максимальная наблюдаемая величина штарковского сдвига экситонной линии превышает энергию связи, как минимум, на порядок. Линия исчезает только в очень сильных электрических полях, > 50 кВ/см: по-видимому, значительный перекося энергетических зон приводит к эффективному туннелированию из КЯ через образующийся треугольный потенциальный барьер. С другой стороны, в таких узких квантовых ямах велика роль флуктуаций как по-

тенциала на интерфейсах, так и ширины ямы, что выражается в увеличении неоднородного спектрального уширения. Минимальная измеренная ширина линии люминесценции ~ 2.3 мэВ в 10-15 раз больше, чем в высококачественных одиночных КЯ на основе GaAs/AlGaAs [113, 129]. Она не намного меньше того, что наблюдалось на подобных ДКЯ GaAs/AlAs в ранних работах [117-118] и что, по-видимому, близко к пределу для современной технологии.

Найденное из эксперимента значение для плеча диполя $d_{ex} \approx 5.6$ нм неплохо согласуется с расстоянием между центрами квантовых ям: ~ 4.2 нм. Получаемая в результате большая величина статического дипольного момента еще раз объясняет, почему пространственно-непрямые экситоны называют также дипольными (или дипольными). Для сравнения, значения характерных дипольных моментов для полярных молекул составляют единицы Д.

Измеренные времена затухания люминесценции также согласуются с полученными ранее [115,118]. То, что даже без электрического поля, в режиме плоских зон, τ_d уже составляет ~ 100 нс, связано именно с тем, что эти экситоны являются непрямыми как в реальном, так и в импульсном пространстве. Излучательная рекомбинация электрона на краю зоны Бриллюэна и дырки в центре зоны требует участия третьей частицы для выполнения закона сохранения импульса. Кроме того, поскольку электрон находится в слое AlAs, а дырка – в КЯ GaAs, перекрытие их волновых функций уменьшено, и это также удлиняет время рекомбинации. Перекос зон электрическим полем дополнительно «поджимает» электрон и дырку к противоположным интерфейсам ДКЯ и увеличивает τ_d еще на порядок. По сравнению со случаем одиночной КЯ GaAs/AlAs шириной 40 нм [130] это увеличение не столь сильное и рост с электрическим полем не экспоненциальный, а линейный. Сказывается то, что уже исходно время τ_d большое и дипольный момент – тоже, и сильно его увеличить невозможно из-за небольшой общей ширины ДКЯ. Короткая и неэкспоненциальная кинетика при открытом диоде Шоттки и протекании через него прямого тока связана как с рассеянием на флуктуациях потенциала, так и с дополнительным вкладом рассеяния на основных носителях.

Наличие пространственной неоднородности люминесценции – свидетельство не самого высокого качества структуры. Именно с ДКЯ GaAs/AlAs малой ширины связаны одни из первых наблюдений узких спектральных линий люминесценции квантовых точек, сформированных на флуктуациях потенциала [116]. Естественно предположить, что и в исследуемой структуре присутствуют такие квантовые точки. Необходимость оптимизации мощности накачки и электрического поля для наблюдения их узких линий фотолюминесценции связана с особенностями пространственного и энергетического распределения флуктуаций потенциала. Известно, что обострение линий происходит в результате резонансной передачи энергии от делокализованных электронов в слое AlAs к локализованным электронам в слое GaAs, когда под действием приложенного внешнего электрического поля уровень энергии в X-точке зоны Бриллюэна

AlAs сравнивается с уровнями энергии внутри глубоких флуктуаций потенциала вблизи Г-точки в GaAs [116]. В любом случае, представляется весьма вероятной локализация фотовозбуждений на этих флуктуациях и остается неясным механизм дрейфа фотовозбуждений из-под пятна лазерной накачки при острой фокусировке (см. рисунок 28). Наличие сильных флуктуаций потенциала действительно меньше сказывается при больших приложенных запирающих (отрицательных) напряжениях, но при этом эффективная масса экситона, у которого электрон находится на краю зоны Бриллюэна, – большая (при измерениях в магнитном поле 6 Тл энергия экситона возрастает всего на ~ 1 мэВ).

В отличие от широкой одиночной КЯ или ДКЯ GaAs/AlGaAs в данной структуре не наблюдается такого признака экситонной бозе-конденсации, как пороговое вырастание узкой спектральной линии с ростом накачки. По всей видимости, достигаемой экситонной концентрации недостаточно для выполнения условия квантового вырождения в экситонной бозе-системе – сказывается в том числе и большая экситонная масса, приводящая к существенному понижению критической температуры.

2.3. Выводы главы 2

1. Сравнение свойств дипольных экситонов в исследованных КЯ и ДКЯ в условиях, когда не накладывалось никаких внешних ограничений на движение фотовозбуждений в плоскости двумерной системы, показывает, что приоритет имеет одиночная КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм из-за ее безусловно более высокого качества, выражающегося в чрезвычайно малой ширине спектральных линий ($\Delta E_{dc} = 0.15-0.2$ мэВ), и возможности контролировать зарядовый баланс в КЯ и управлять им. Основным недостатком этой структуры – короткие времена жизни, и преодолеть его можно попытаться увеличением ширины ямы.
2. Качество имеющейся в распоряжении гетероструктуры с КЯ GaAs/AlAs шириной 40 нм, к сожалению, не столь высокое: ΔE_{dc} не менее 0.6 мэВ, – но именно ее стоит рассматривать как ближайшую альтернативу.
3. ДКЯ GaAs/AlGaAs с одинаковыми ямами шириной 12 нм и барьером ~ 1 нм можно использовать как модельную систему, в которой можно в широких пределах варьировать время жизни непрямого экситона, но значительно более высокий уровень флуктуаций случайного потенциала на интерфейсах сильно ограничивает возможности этой системы.
4. Структура со смежными узкими слоями GaAs/AlAs, в которой экситоны являются непрямыми одновременно в реальном и импульсном пространстве, действительно демонстрирует большие времена жизни экситонов, но ее качество остается практически на том же уровне, что и 30 лет назад. Проведенные с ней исследования, фактически, повторили старые результаты. Таким образом дальнейшие эксперименты с этой структурой представляются нецелесообразными.

Глава 3. Ловушки для бозе-конденсации диполярных экситонов

3.1. Литературный обзор и постановка задачи

Задача о ловушке для накапливания бозе-частиц с целью реализации в ней условий для бозе-конденсации имеет свою, достаточно давнюю, историю и интерес к ней возобновился в начале 90-х в связи с экспериментами по конденсации ультрахолодных атомов [5, 6]. К этому времени невозможность БЭК при конечной температуре в идеальных одно- и двумерных системах была строго доказана [132], поэтому стал актуальным вопрос о влиянии пространственного ограничения. Оказалось, что в этом случае ситуация гораздо лучше [24]: в 1D-системе конденсация в ловушке с потенциалом $U(x)$, подчиняющимся степенному закону, $U(x) \sim x^\eta$, возможна, если $\eta < 2$, а в 2D случае – вообще нет никаких ограничений. Попутно возник вопрос об ограничении на число N частиц в ловушке: «Как их количество должно сказаться на условиях БЭК?» Было обнаружено [133], что при конечном N условия для наблюдения БЭК в изотропной 3D-системе несколько ухудшаются. Критическая температура уменьшается, но не катастрофически: даже при $N = 100$ этот эффект составляет $\sim 10\%$. В 1D- и 2D-ловушках уменьшение N приводит к противоположному результату. Фазовый переход по температуре перестает быть резким: вместо температурной точки T_c , ниже которой появляется конденсат, имеется размытая область, в которой доля конденсировавшихся частиц растет с понижением температуры. Запрет на бозе-конденсацию в одномерной ловушке с гармоническим профилем потенциала [24], полученный в термодинамическом пределе ($N \rightarrow \infty$), снимается при конечном N .

Естественные ловушки. Идея об использовании латеральной (внутриплоскостной) ловушки для пространственно-непрямых экситонов на локальной флуктуации потенциала: увеличении ширины одной из квантовых ям в структуре с ДКЯ, – была высказана в теоретической работе [54]. В эксперименте это означает, во-первых, необходимость существования в изучаемой структуре флуктуаций потенциала с подходящими параметрами и, во-вторых, умение находить на образце такие места.

В работе [25] в n-i-n структуре с ДКЯ GaAs/AlGaAs (ширины ям и барьера между ними: 8/4/8 нм) при нерезонансном непрерывном фотовозбуждении широким лазерным пучком были обнаружены редкие, отстоящие друг от друга на сотни мкм, области размером < 10 мкм (пространственное разрешение регистрирующей системы) с интенсивностью линии люминесценции непрямого экситона в 30 раз выше, чем в среднем по площадке 500×500 мкм². Даже при возбуждении лазерным пятном 100×200 мкм² на расстоянии 170 мкм от этой области интенсивность люминесценции в ней была в 6 раз выше, чем в окрестностях. Эффективный размер области увеличивался с температурой в несколько раз, а интенсивность линии при этом падала, исчезая полностью к $T = 20$ К.

В подобной структуре (ширины слоев 12/1/12 нм, архитектура показана выше, на рисунке 17) с крупномасштабными флуктуациями потенциала, полученными за счет техники прерывания роста [123], на поверхность была нанесена непрозрачная Al маска с редкими круглыми отверстиями микронных размеров (минимальный диаметр – 0.5 мкм) [26]. В результате, в некоторых из окон были обнаружены естественные домены-ловушки для непрямых экситонов. В такой ловушке с ростом мощности непрерывной лазерной накачки на синем краю широкой (2.5 мэВ) спектральной полосы, связанной с непрямыми экситонами, локализованными на мелко-масштабных флуктуациях потенциала, пороговым образом выростала узкая (~0.3 мэВ вблизи порога) линия непрямого экситона, интенсивность которой быстро увеличивалась с накачкой. При этом линия сначала несколько сужалась и сдвигалась в красную сторону на ~0.5 мэВ, а при дальнейшем увеличении накачки – уширялась и двигалась в синюю сторону. С ростом температуры интенсивность линии спадала по линейному закону и уже при $T \geq 3.4$ К линия исчезала.

Результаты [25, 26] являются прямым подтверждением перспективности идеи о возможности бозе-конденсации в минимумах флуктуаций случайного потенциала, неизбежно присутствующих в реальных структурах с квантовыми ямами. Остается открытым вопрос о латеральном размере L_d и глубине потенциального минимума у тех доменов, в которых удастся наблюдать все вышеописанные признаки экситонной БЭК. Исходя из микронных размеров окон в работе [26], а также согласно оценкам для критической температуры в GaAs по формуле (3) можно предположить, что величина L_d должна находиться в субмикронном диапазоне, скорее всего, в десятых долях микрона. Боровский радиус экситона в GaAs составляет $a_B \sim 12-15$ нм, и при размере ловушки в сотые доли микрона экситон будет сильно локализован – ситуация, реализуемая в квантовой точке.

Совершенно очевидна необходимость создания искусственной ловушки для диполярных экситонов, параметры которой можно было бы управляемым образом менять и контролировать. Для достижения этой цели были предприняты попытки в разных направлениях.

Ловушка в поле упругих напряжений. Упругие механические напряжения с успехом применялись в объемных полупроводниках для управления движением носителей и накопления их в потенциальных ловушках, создаваемых градиентом деформационного потенциала [134]. Тот же принцип был использован для экситонов в ДКЯ GaAs/AlGaAs [135, 136]. С помощью прецизионного надавливания острием иглы на образец, свободно лежащий на полированной пластине с отверстием, удастся сформировать ловушку для непрямых экситонов глубиной до 10 мэВ с типичным размером в плоскости КЯ ≤ 1 мкм. В такой ловушке диполярные экситоны с временами жизни до 10 мкс движутся на расстояния в сотни микрон, скапливаются на дне ловушки, в области размером 100-200 мкм, и демонстрируют ряд интересных особенностей в

спектре люминесценции, а также заметную направленность рекомбинационного излучения в направлении нормали к поверхности [137-139].

Магнитостатическая ловушка. С помощью намагниченной полоски диспрозия шириной 25 мкм на поверхности образца с КЯ InGaAs/GaAs удалось создать экситонную ловушку с характерным размером 50 мкм [140]: диамагнитные экситоны под действием градиента неоднородного магнитного поля вытесняются в область более слабых полей.

Электростатическая ловушка. Этот вид ловушки – самый популярный и наиболее исследованный. Один из простейших и технологически доступных вариантов электростатической ловушки реализуется с верхним затвором в виде полупрозрачной площадки ограниченного размера на поверхности и встроенным проводящим слоем внутри гетероструктуры в качестве нижнего затвора. Анализ распределения неоднородного электрического поля для верхнего затвора в виде полупрозрачного круга [141] продемонстрировал ограничения на параметры такой ловушки, связанные с присутствием радиальной компоненты электрического поля E_r , параллельной плоскости КЯ. Под действием этого поля экситон может быть ионизован, поскольку на электрон и дырку действуют противоположно направленные силы. Поэтому величина «полезной» перпендикулярной компоненты E_z оказывается ограниченной, а вместе с ней – время жизни экситонов и их концентрация. Эксперименты с площадкой диаметром от 30 до 80 мкм [142] продемонстрировали эффекты, связанные с накоплением в ловушке непрямых экситонов и ограничением их дрейфа из-под лазерного пятна, сфокусированного в центре ловушки, а последующий анализ [143] позволил авторам утверждать, что в ловушке удалось достигнуть условий квантового вырождения для газа непрямых экситонов.

В работе [144] была предложена и опробована на непрямых экситонах в ДКЯ GaAs/AlGaAs более сложная архитектура ловушки с полупрозрачной площадкой в качестве верхнего затвора. Здесь площадка имеет вид сильно вытянутого ромба с диагоналями 30 и 3.5 мкм. Ромб окружен снаружи сплошным «внешним» электродом, а в зазоре между ними находится еще один электрод-«провод» в виде полоски шириной 600 нм. Выбранный дизайн позволяет создавать, комбинируя напряжения на трех затворах, различные профили потенциала для дипольных экситонов: как просто потенциальную яму, так и приподнятую ловушку с ямой на «подставке», потенциал в минимуме которой приподнят над окружающей окрестностью. Последний вариант предполагался как аналог ловушки с «испарительным охлаждением», используемой в технике конденсации ультрахолодных атомов [5, 6]. Смысл ее состоит в том, что наиболее «горячие» частицы вылетают из ловушки и попадают в область более низкого потенциала, вернуться из которой обратно уже не могут. Оба режима удалось реализовать в эксперименте: профиль потенциальной ямы оказался близок к параболическому, а глубина составила несколько мэВ [144]. Более поздние эксперименты при температурах до 50 мК и с применением

сдвиговой интерферометрии [145] позволили обнаружить в такой ловушке: а) уменьшение размера экситонного облака на дне ловушки до 2 мкм при $T < 2$ К и б) одновременное увеличение в несколько раз видности интерференционных полос. Полученная из этих измерений поперечная длина когерентности достигала 6 мкм.

Для экспериментов с «приподнятой» ловушкой была применена еще и другая геометрия [146]: основной затвор в виде правильного треугольника с длиной стороны ~ 10 мкм – с каждой из сторон по дополнительному «внешнему» затвору и тонкому электроду-«проводу» между ними. В режиме приподнятой потенциальной ямы и при не очень высоких мощностях накачки в спектре, с красной стороны от основного максимума, наблюдались узкие линии с шириной ≈ 180 мкэВ, близкой к разрешению спектрального прибора. Изучение их свойств с варьированием накачки, температуры и приложенного напряжения показало, что они связаны с экситонами, локализованными на флуктуациях случайного потенциала.

В работе [147] полупрозрачный электрод был нанесен не прямо на поверхность гетероструктуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs, а на промежуточный диэлектрический слой SiO₂, как это делается в полевом транзисторе. Обнаружилось, что непрямые экситоны скапливаются в узкой полоске вдоль периметра электрода – эффект связан с электростатической концентрацией поля около края металла и квантово-размерным (quantum-confined) эффектом Штарка [20]. «Загружать» дипольные экситоны в такую 1D ловушку удобно, используя их способность к быстрой диффузии на сотни микрон: достаточно сфокусировать лазерный пучок в стороне, на расстоянии меньшем диффузионной длины для экситона [148]. Интересно, что диффузия экситонов внутри образованного одномерного канала вдоль его длины происходит гораздо быстрее, чем в двумерной ситуации [149]. Авторы объясняют это явление экранировкой случайного потенциала в плотной системе дипольных экситонов. Вопрос о том, как может происходить экранировка в газе, состоящем из нейтральных частиц с большим дипольным моментом, имеет самостоятельное физическое значение – его решению посвящена работа [150]. В ней показано, в частности, что в вырожденном бозе-газе эффективность экранировки быстро нарастает с плотностью, а появление конденсата качественно меняет картину: именно конденсатные частицы определяют законы экранировки на больших расстояниях.

«Желобковая» или «парашютная» ловушка, предложенная в работе [120], состоит из основного затвора в виде полупрозрачного кружка ≈ 6 мкм, примыкающего к нему полупрозрачного электрода-«желоба», под которым в сфокусированном лазерном пучке, на расстоянии 9 мкм от центра ловушки, рождаются экситоны, и внешнего электрода, задающего потенциал в окрестности ловушки. Под действием разности потенциалов между основным электродом и «желобом» непрямые экситоны «скатываются» в ловушку, остывая по пути. При накоплении

диполярных экситонов в ДКЯ InGaAs/GaAs в такой ловушке наблюдаются признаки многочастичных корреляций [122].

В работе [151] размер полупрозрачного кружка – электрода на поверхности гетероструктуры с ДКЯ InGaAs/GaAs – был уменьшен до 0.5 мкм. В результате с помощью техники конфокальной микроскопии при температуре 240 мК авторам удалось при небольших мощностях оптической накачки наблюдать в спектрах люминесценции в ловушке: одиночный экситон, биэкситон, а также триэкситон.

Оптическая ловушка. Сформировать ловушку для экситонов, используя возможность воздействия на них с помощью лазерного излучения, задача заманчивая и интересная как с физической, так и с технической точки зрения. В работе [152] экспериментально продемонстрировано, как внутри лазерного пятна, имеющего вид кольца $\varnothing 30$ мкм и шириной 7 мкм на поверхности n-i-p-структуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs с приложенным к ней внешним напряжением, при котором время жизни непрямых экситонов составляет 40 нс, формируется ловушка с параболическим профилем потенциала. Принцип ее действия основан на том, что родившиеся под лазерным пучком «горячие» экситоны диффундируют как наружу, так внутрь кольца под действием градиента концентрации и диполь-дипольного межэкситонного отталкивания. В результате в центре кольца, в холодной области, где нет нагрева лазерным излучением, скапливаются экситоны, успевшие значительно остыть в процессе диффузии. Исходя из оценок экситонной плотности по синему сдвигу линии люминесценции, авторы делают вывод о высокой степени вырождения в экситонном бозе-газе. Эффективная глубина ловушки достигает 5 мэВ. Эксперименты с импульсным фотовозбуждением [153] показали, что время термализации экситонов под лазерным кольцом после выключения накачки составляет единицы нс, а время «загрузки» в ловушку – десятки нс. Сделать время жизни экситонов больше времени движения в ловушку можно выбором соответствующего значения приложенного внешнего напряжения.

Дальнейшие возможности оптического манипулирования непрямими экситонами в ДКЯ GaAs/AlGaAs при $T = 350$ мК продемонстрированы в работе [154]. Комбинируя импульсное надбарьерное фотовозбуждение широким пучком, которое «подготавливает» систему к работе, с последующим импульсным резонансным фотовозбуждением внутриямного прямого экситона, можно диагностировать состояние газа диполярных экситонов во времени и пространстве, но оказывается, что, кроме зондирования, резонансное возбуждение само способно модифицировать пространственное распределение непрямых экситонов. В частности, внутри кольцевого пучка резонансного лазера ($\varnothing 36$ мкм, ширина 3 мкм) формируется ловушка глубиной 2 мэВ с профилем потенциала, близким к прямоугольному, а оценка максимальной достигаемой концентрации диполярных экситонов дает значение $5 \cdot 10^{10}$ см⁻².

Исходя из анализа литературных данных, можно выделить два типа ловушек для дипольных экситонов, с одной стороны, наиболее перспективных с точки зрения экситонной БЭК, с другой – не слишком сложных с точки зрения технической реализации.

1. Безусловным фаворитом является электростатическая ловушка в силу ее наибольшей изученности и высокой технологичности. Необходимо опробовать несколько конкретных конфигураций электростатической ловушки и выбрать наиболее интересную. Один из вариантов – ловушка в неоднородном электрическом поле вблизи острого электрода у поверхности. До сих пор сообщений о ловушке такого вида не было. При реализации ловушки в поле упругих напряжений от действия точечной механической нагрузки [135, 136] в ряде случаев на иглу подавалось электрическое напряжение относительно образца, но только как вспомогательный фактор для увеличения глубины ловушки. Интересна также электростатическая концентрация поля вблизи края металла на поверхности, приводящая к яркой полоске экситонной люминесценции по периметру затвора.
2. Ловушка в кольцевом лазерном пучке также выглядит решаемой задачей при условии работы со структурой, в которой экситоны обладают достаточно долгим временем жизни.

3.2. Экспериментальные исследования свойств различных ловушек

3.2.1. Электростатическая ловушка в неоднородном электрическом поле вблизи острия

Подходящим вариантом для решения задачи об управляемой ловушке для непрямых экситонов может оказаться использование неоднородного электрического поля. Схематически действие неоднородного электрического поля на межъямные экситоны иллюстрирует рисунок 29а. Представим себе, что в условиях точечного контакта иглы туннельного микроскопа с поверхностью гетероструктуры, содержащей ДКЯ, в объем структуры запускается электрический ток при приложенном электрическом смещении между проводящей иглой и встроенным в структуру задним затвором. Электрическое поле внутри структуры будет сильно неоднородным (на рисунке 29а схематически показаны силовые линии электрического поля). Электрическое поле сдвигает уровни размерного квантования в туннельно-связанных КЯ, и обуславливает пространственное разделение фотовозбужденных электронов и дырок между соседними КЯ. Наибольший сдвиг энергетических зон между соседними КЯ произойдет в области, где сложившееся поле максимально в условиях протекания тока через структуру. Естественно ожидать, что максимум поля возникнет непосредственно под иглой. Электрическое поле в плоскости квантовых ям сильно неоднородно: оно мало на больших расстояниях в стороне от контакта и максимально в окрестности контакта (см. рисунок 29а). Такое поле может создавать достаточно глубокую латеральную (в плоскости ДКЯ) потенциальную ловушку для межъямных экситонов. Глубина такой ловушки составляет $\Delta U = -eF_{\max}d_{ex}$, где d_{ex} - расстояние между центра-

ми ДКЯ, F_{\max} - максимальное поле в центре ямы. Величину электрического поля можно контролировать экспериментально по величине спектрального сдвига линии люминесценции межъямных экситонов относительно люминесценции экситонов внутриямных. Напомним, что для наблюдения межъямных экситонов штарковский сдвиг энергетических зон должен превышать разность энергий связи внутриямных, E_{de}^b , и межъямных, E_{ie}^b экситонов: $eF_{\max}d_{ex} \geq E_{de}^b - E_{ie}^b$. Можно оценить ожидаемый минимальный латеральный размер ловушки. Этот размер должен быть, по крайней мере, не меньше расстояния между контактом иглы с поверхностью структуры и встроенным затвором (предполагается, что размер самого контакта много меньше этого расстояния). Реальный же размер потенциальной ямы будет определяться условиями протекания тока в структуре.

Далее, межъямные экситоны являются диполями даже в основном состоянии, поэтому в неоднородном электрическом поле на такие экситоны действуют электростатические силы ($f_{ex} \sim -e\nabla F$), принуждающие экситоны двигаться к центру потенциальной ямы, которая и служит ловушкой для межъямных экситонов. Расстояние, на которое могут продрейфовать экситоны, определяется градиентом поля, временем жизни экситонов и их подвижностью. На рисунке 29а штрих-пунктиром качественно показан профиль потенциальной ловушки. Двумерные межъямные экситоны могут свободно перемещаться только в плоскости ДКЯ (ее сечение на рисунке 29а показано пунктирной прямой).

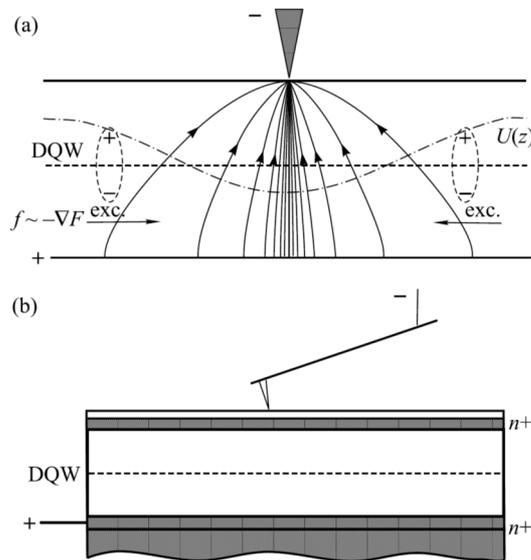


Рисунок 29 [155]. К постановке эксперимента. а) Схематическое представление неоднородного электрического поля в структуре при протекании электрического тока через точечный контакт (линии со стрелками – силовые линии электрического поля; штрих-пунктир – потенциальная ловушка для межъямных экситонов, возникающая из-за неоднородного электрического поля; пунктирная прямая – сечение ДКЯ) – в неоднородном электрическом поле электростатические силы принуждают межъямные экситоны-диполи перемещаться к центру потенциальной ямы; б) Схематическое изображение гетероструктуры и иглы кантилевера у ее поверхности.

Работа велась с n-i-n GaAs/AlGaAs гетероструктурой с ДКЯ GaAs/AlGaAs, описанной выше, в разделе 2.2.1 (см. рисунок 17). Неоднородное электрическое поле внутри гетероструктуры создавалось с помощью иглы туннельного микроскопа (схематически показано на рисунке 29b). Для этого использовался коммерческий кремниевый кантилевер [30] туннельного микроскопа. Конструкция сконструированной специальной вставки в гелиевый криостат и порядок действий при измерениях описаны выше, в начале главы 1. При контакте иглы с поверхностью структуры и электрическом напряжении, приложенном между встроенным задним затвором и кантилевером, через структуру начинал протекать ток. Фотовозбуждение осуществлялось с помощью He-Ne лазера, сфокусированного на поверхность образца в пятно размером около 30 мкм. Спектры анализировались с помощью двойного монохроматора (спектрометр I) и детектировались многоканальным CCD-детектором, охлаждаемым жидким азотом. Схема измерений показана на рисунке 3.

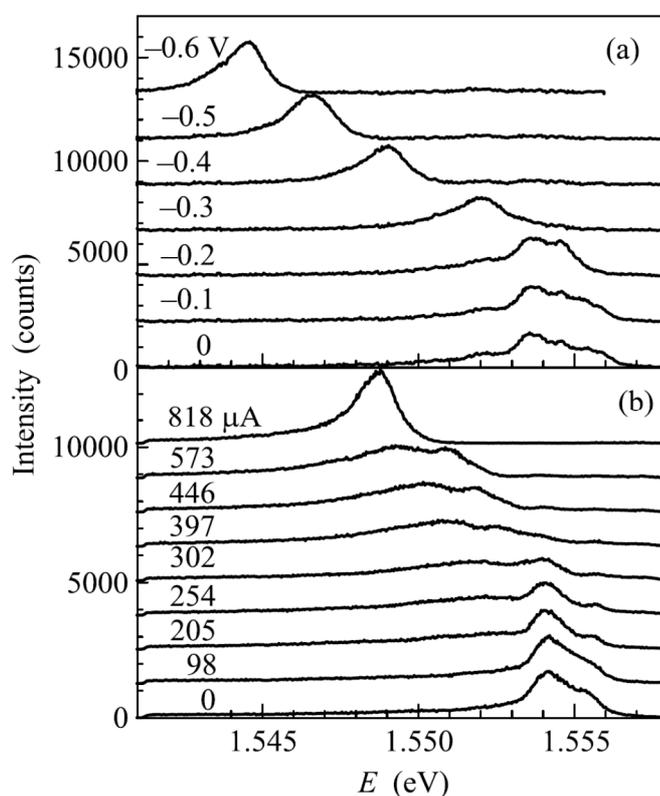


Рисунок 30 [155]. Спектры люминесценции образца с ДКЯ GaAs/AlGaAs. а) При разной величине внешнего напряжения, приложенного между p^+ -слоями. б) При различных величинах тока, протекающего через структуру, когда напряжение приложено между иглой кантилевера и нижним затвором. Фотовозбуждение He-Ne-лазером (пятно $\varnothing 30$ мкм) вблизи иглы, детектирование люминесценции – непосредственно из области возбуждения. $P_{\text{He-Ne}} = 5$ мкВт, $T = 2$ К.

Рисунок 30а демонстрирует поведение спектров люминесценции при вариации электрического смещения между верхним и буферным легированными плоскими p^+ -слоями в условиях фотовозбуждения He-Ne лазером. В отсутствии электрического смещения в спектрах присутствует только полоса люминесценции внутриямных экситонов на тяжелых дырках (экситонное

состояние $1sHH$). Дублетная структура связана с локализованными (длинноволновая компонента) и свободными (коротковолновая компонента) внутриямными экситонами. При напряжениях $U \leq -0.4$ В в спектрах со стороны меньших энергий, появляется линия люминесценции межъямных экситонов. С ростом напряжения эта линия движется в сторону меньших энергий пропорционально смещению, в соответствии с линейным штарковским сдвигом уровней размерного квантования, и становится доминирующей в спектрах. Интенсивность линии внутриямных экситонов при этом уменьшается на несколько порядков по сравнению с интенсивностью линии межъямного экситона. При смещении сфокусированного фотовозбуждения в пределах мезы (размер мезы 1.5×1.5 м²) и фиксированном приложенном напряжении спектральный сдвиг линии люминесценции межъямных экситонов, а также ширина линии оставались с высокой точностью неизменными, что свидетельствует о достаточно высокой однородности электрического поля между легированными верхним и буферным плоскими слоями.

Иная ситуация складывается, когда, в условиях контакта иглы кантилевера с поверхностью гетероструктуры, электрическое напряжение приложено между иглой и буферным легированным слоем (задний затвор на рисунке 29b). На рисунке 30b проиллюстрировано, как ведут себя спектры люминесценции при изменении протекающего через структуру тока и фотовозбуждении, сфокусированном в пятно размером около 30 мкм непосредственно в область касания иглы с поверхностью. В отсутствие тока в спектре наблюдается только люминесценция внутриямных экситонов. При включении напряжения через структуру начинал протекать ток, который рос при увеличении приложенного напряжения, однако соответствующая вольтамперная характеристика не была линейной. При возрастании тока интенсивность люминесценции внутриямных экситонов падала, а со стороны меньших энергий начинала появляться полоса люминесценции межъямных экситонов, интенсивность которой с ростом тока возрастала. Величина спектрального сдвига относительно линии внутриямных экситонов росла при увеличении тока. При небольшом токе через структуру полоса люминесценции межъямных экситонов была широкой. С ростом тока соответствующая потенциальная яма становилась более глубокой, а линия люминесценции значительно сдвигалась в сторону меньших энергий. При напряжении в диапазоне 0.1-10 В такую эволюцию спектров можно было наблюдать при сильно различающихся величинах тока через контакт: от десятков нА до сотен мкА, - очевидно, в зависимости от условий в контакте. Линия люминесценции межъямных экситонов пропадала, если возбуждающее люминесценцию лазерное пятно перемещалось в сторону от контакта (люминесценция при таких перемещениях детектировалась непосредственно из области фотовозбуждения). При подобных смещениях одновременно с пропаданием линии межъямных экситонов возгоралась линия внутриямных экситонов. Такое поведение при смещениях лазерного пятна было близко к аксиально-симметричному. Эти эксперименты демонстрируют, что в окрестно-

сти контакта иглы с поверхностью гетероструктуры при протекании тока возникает латеральная потенциальная яма, в которой могут накапливаться межъямные экситоны.

Одним из основных вопросов было то, какой вид имеет потенциальная яма при протекании тока через структуру. С этой целью измерялись спектры люминесценции экситонов в зависимости от расположения острого фокусированного лазерного пятна, возбуждающего люминесценцию, относительно точечного контакта (см. рисунок 31). При этих измерениях люминесцен-

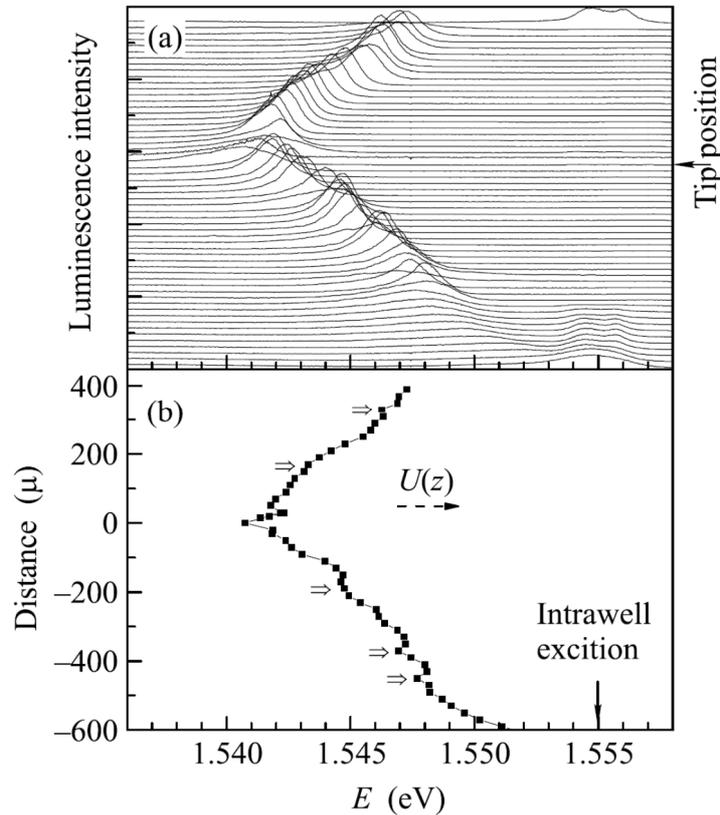


Рисунок 31 [155]. Экспериментально наблюдаемый профиль потенциальной ямы, создаваемой неоднородным электрическим полем. а) Спектры люминесценции, измеренные при разных расстояниях пятна фотовозбуждения от точечного контакта (люминесценция детектируется только из области возбуждения). б) Положение максимума линии люминесценции межъямного экситона в зависимости от того же расстояния. $I = 27$ мкА, $U = 4.9$ В, $P_{\text{He-Ne}} = 3$ мкВт, $T = 2$ К.

ция детектировалась непосредственно из области возбуждающего лазерного пятна. Эта область выделялась специальными диафрагмами в плоскости промежуточного изображения и проецировалась на входную щель спектрометра.

На рисунке 31а продемонстрировано, как ведут себя спектры люминесценции межъямных и внутриямных (прямых) экситонов при изменении расстояния от точечного контакта. На рисунке 31б представлено поведение спектрального положения максимума линии межъямных экситонов в зависимости от того же расстояния. В сущности, этот рисунок передает форму латеральной потенциальной ямы для межъямных экситонов: $U_{ie}(x) = eF(x)d_{ex} + E_{ie}(x)$. Прежде всего, видно, что наибольший спектральный сдвиг линии люминесценции межъямных экситонов относительно линии внутриямных экситонов наблюдается непосредственно в области точечно-

го контакта. В этом месте яма наиболее глубокая, а спектральный сдвиг составляет 13.5 мэВ при величине тока через структуру 27 мкА. По величине этого сдвига легко оценить величину максимального электрического поля, которое в этой ситуации равно $1.1 \cdot 10^4$ В/см. По мере удаления от области точечного контакта электрическое поле уменьшается, и на расстояниях более 500 мкм начинает возгораться линия внутриямных экситонов. Линия люминесценции межъямных экситонов в этих условиях слабо сдвинута в шкале энергий, а ее интенсивность подавляется. Картина распределения поля вокруг точечного контакта близка к аксиально-симметричной. Однако само радиальное распределение электрического потенциала не является монотонной функцией расстояния от контакта. Во-первых, наблюдается узкий и достаточно глубокий провал в потенциальной яме непосредственно вблизи контакта. Самым поразительным и неожиданным оказалось то, что такого рода узкие и достаточно глубокие провалы в потенциальной кривой наблюдаются на большом удалении от центра ямы (показаны широкими стрелками на рисунке 31b). Эти узкие провалы наблюдаются, как правило, при величинах тока более 1 мкА, а их расстояние от центра ямы увеличивается с ростом тока. Происхождение таких провалов на потенциальной кривой является отдельной, пока до конца не решенной задачей. Возможная причина их появления связана с нелинейным экранированием электрического поля внутри структуры фотовозбужденными носителями. Однако ясно, что узкие провалы в потенциальной кривой могут в принципе сами служить латеральными ловушками для межъямных экситонов.

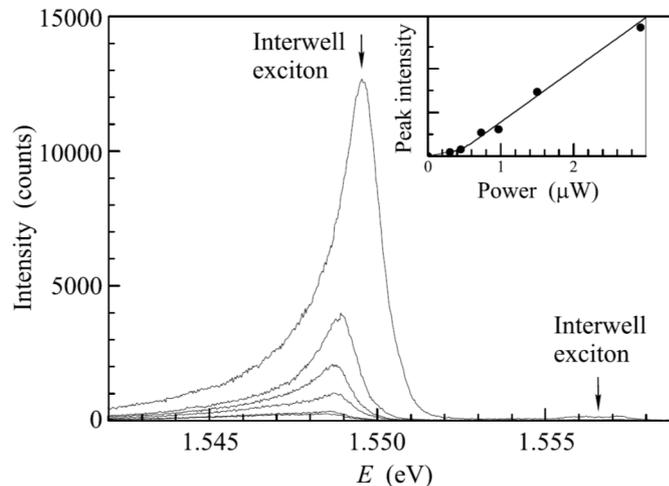


Рисунок 32 [155]. Спектры люминесценции межъямных экситонов при вариации мощности фотовозбуждения, измеренные в потенциальной ловушке, созданной неоднородным электрическим полем и удаленной от ее центра на ~ 80 мкм. $I = 820$ мкА, $U = 0.41$ В, $T = 2$ К.

Интересно поведение люминесценции межъямных экситонов при фокусировании лазерного возбуждения непосредственно в такие ловушки (рисунок 32). В случае центральной ловушки, расположенной непосредственно под точечным контактом, линия люминесценции межъямных экситонов всегда оказывается широкой (ширина около и более 3 мэВ). Это связано с сильным перегревом приконтактной области, где плотность тока максимальна. В этой связи

очень интересны области провалов в потенциальной кривой, значительно удаленные от места контакта, где перегревом можно пренебречь. Эти области также являются потенциальными ловушками для межъямных экситонов. Остановимся на люминесценции экситонов в условиях возбуждения в такую, удаленную от центра, ловушку. При небольших накачках, меньших 300 нВт, в спектре наблюдается широкая и асимметричная полоса люминесценции (ширина полосы около 3 мэВ), у которой плавно спадает по интенсивности длинноволновый хвост. Форма этой полосы не меняется при варьировании мощности возбуждения ниже 300 нВт. Эта полоса неоднородно уширена и обусловлена излучательным распадом сильно локализованных межъямных экситонов. Их локализация связана с короткопериодными флуктуациями случайного потенциала, проистекающего от заряженных центров в окрестности ДКЯ. При накачках выше 300 нВт на фиолетовом краю асимметричной, бесструктурной полосы пороговым образом вырастает достаточно узкая линия делокализованных межъямных экситонов шириной около 1 мэВ. Интенсивность этой линии вблизи порога увеличивается сверхлинейно относительно бесструктурного фона под ней. Только при больших накачках (>3 мкВт) линия люминесценции межъямных экситонов начинает уширяться и сдвигаться в сторону больших энергий из-за экранирования электрического поля. Поведение спектров межъямных экситонов в латеральной ловушке при изменении мощности возбуждения оказывается качественно таким же, какое проявляли межъямные экситоны при конденсации в нижайшее состояние в латеральных доменах-ловушках, обусловленных крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала [26].

3.2.2. Электростатическая ловушка с полупрозрачным затвором Шоттки

Затвор Шоттки на поверхности гетероструктуры ДКЯ GaAs/AlGaAs (см. раздел 2.2.1.) был приготовлен с помощью электронной литографии в виде полупрозрачных (слой Au/Cr толщиной 15/3 нм) круглых площадок диаметром от 2 до 20 мкм, расположенных в узлах квадратной сетки с периодом 150 мкм. Сетка образована проводящими полосками шириной 2 мкм и

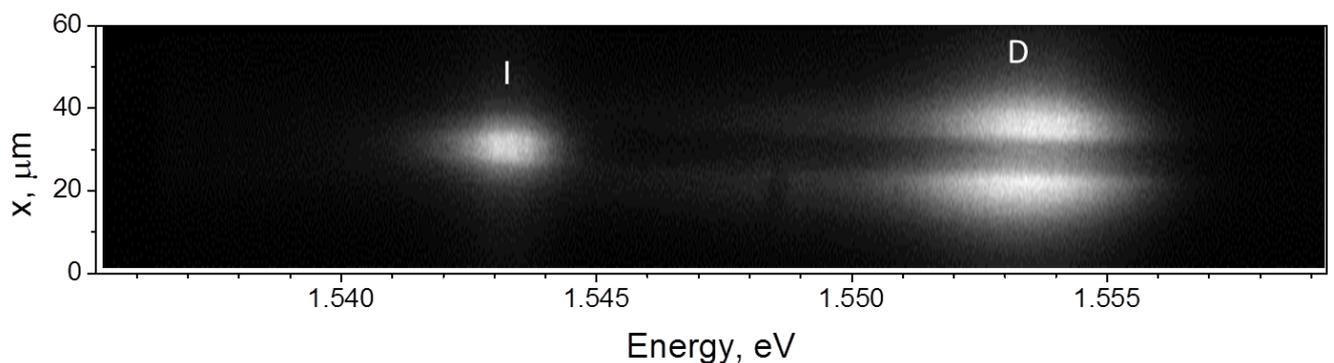


Рисунок 33. Спектр фотолюминесценции от полупрозрачного кружка $\varnothing 10$ мкм. $P_{\text{He-Ne}} = 10$ мкВт, $U = +374$ мВ.

соединена гальванически с контактной площадкой. Действие приложенного к шоттки-затвору запирающего, отрицательного относительно встроенного электрода, напряжения иллюстрирует рисунок 33, на котором приведен записанный с пространственным разрешением спектр люминесценции от площадки $\varnothing 10$ мкм и прилегающей к ней области при фотовозбуждении более широким ($\varnothing 30$ мкм) пятном He-Ne-лазера. В синей области спектра наблюдается линия люминесценции прямых экситонов (D) – их излучение сосредоточено вне площадки затвора. В красной области – линия непрямых экситонов (I), находящихся непосредственно под затвором. Таким образом, имеется цилиндрическая латеральная потенциальная ловушка для дипольных экситонов с плоским дном и вертикальными стенками, глубина которой зависит от величины приложенного напряжения и составляет в данном случае около 10 мэВ, а рисунок 33 демонстрирует диаметрально сечение потенциального профиля этой ловушки.

Ниже показано, как спектр излучения непрямого экситона из такой ловушки зависит от ее диаметра (рисунок 34а) и от мощности лазерной накачки (рисунок 34б). Видно, что при одной и той же мощности накачки энергия дипольных экситонов выше в ловушке меньшего размера. Нарращивание накачки – при прочих равных условиях – также сдвигает линию IE в синюю сторону. В обоих случаях естественно предположить, что сдвиг в сторону высоких энергий связан с ростом экситонной концентрации и, соответственно, усилением эффекта диполь-дипольного отталкивания. Уменьшение диаметра затвора может повышать экситонную плотность в ловушке за счет эффекта затягивания под затвор прямых экситонов, рожденных снаружи, вне затвора, и дрейфующих внутрь под действием градиента электрического поля. Обращает на себя внимание неизменно большая ширина спектральной линии: $\sim 1.5\text{-}2.0$ мэВ.

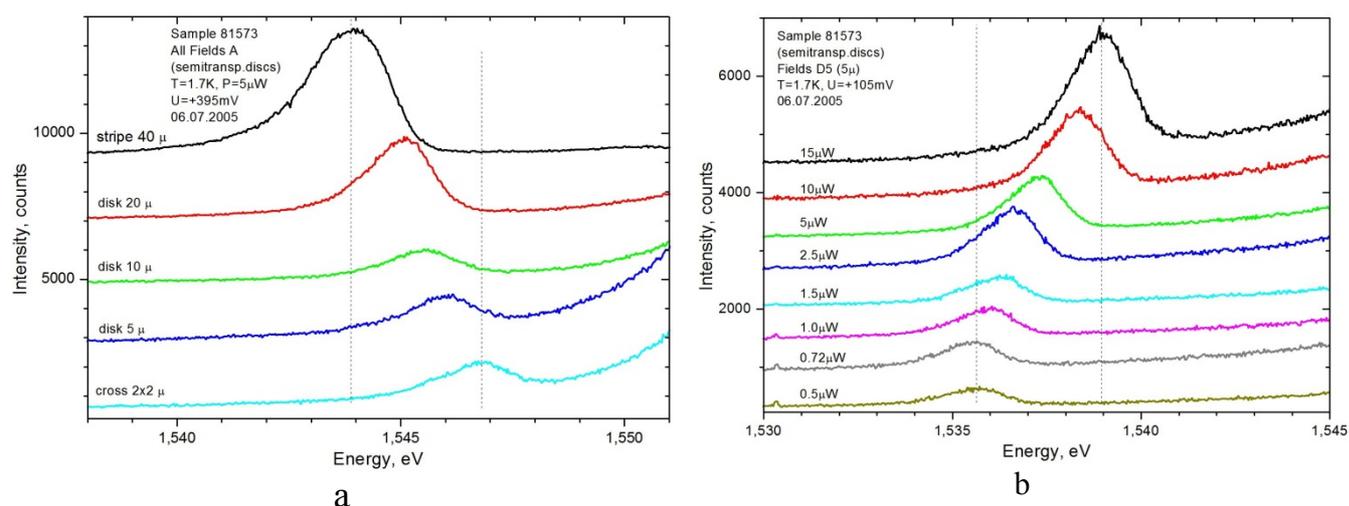


Рисунок 34. Линия люминесценции непрямого экситона в ДКЯ GaAs/AlGaAs в ловушке с полупрозрачным затвором Шоттки в виде кружка. (а) Зависимость от диаметра ловушки: сверху вниз 40, 20, 10, 5 и 2 мкм; $P_{\text{He-Ne}} = 5$ мкВт, $U = +395$ мВ. (б) Зависимость от мощности накачки; $\varnothing 5$ мкм; $U = +105$ мВ. $T = 1.7$ К.

На рисунке 35 показан спектр фотолюминесценции для ловушки $\varnothing 10$ мкм, а также то, как эта ловушка выглядит в свете люминесценции прямого экситона (правая вставка), непрямого экситона (средняя вставка), а также на самом краю красного хвоста в спектре (левая вставка). Во всех случаях видно более яркое кольцо вдоль края диска, наиболее отчетливое для непрямого межъямного экситона. По-видимому, сказывается электростатическая концентрация поля вблизи края металла, что приводит к образованию локального минимума потенциала для дипольных экситонов, где они и накапливаются.

10 μm disk, $P=26\mu\text{W}$, $T=1.7$ K, $U= -500$ mV, $I=-21$ nA

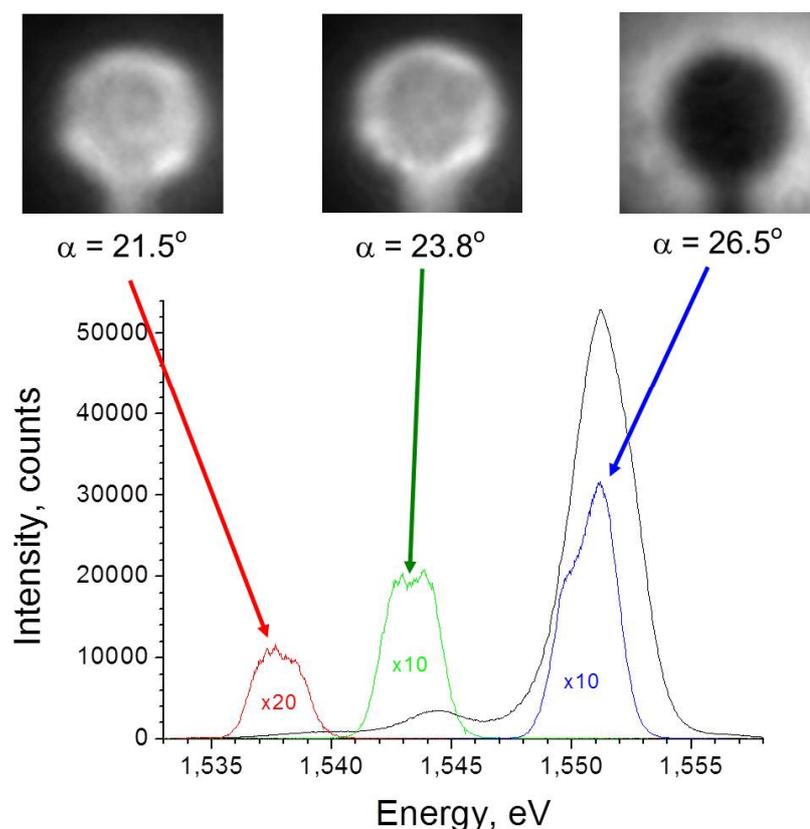


Рисунок 35. Спектр фотолюминесценции в ДКЯ GaAs/AlGaAs из ловушки под полупрозрачным кружком $\varnothing 10$ мкм (черная кривая), а также части спектра, выделенные с помощью интерференционного светофильтра, и соответствующие картины люминесценции на вставках (цифры около вставок – угол поворота фильтра).

3.2.3. Электростатическая ловушка вблизи отверстия в затворе Шоттки

Наблюдение узких линии люминесценции не прямых экситонов в отверстиях непрозрачной металлической маски на поверхности гетероструктуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs [26] объясняется наличием естественных доменов-ловушек, образованных вследствие крупномасштабных флуктуаций потенциала. Роль маски сводится в этом случае к ограничению поля зрения регистрирующей системы до размеров, сравнимых со средним размером домена. Предполагается,

что количество доменов, в которых сформированы ловушки для непрямых экситонов с оптимальными параметрами, мало, а интенсивность излучения из такой ловушки – невелика. Маска нужна для подавления бесполезного фонового сигнала от соседних областей структуры (см. схему на рисунке 36а).

С другой стороны, в полупроводнике вблизи границы с металлом возникает барьер Шоттки, электростатическое поле, направленное по нормали к поверхности, и формируется встроенный электростатический потенциал, убывающий с удалением от поверхности (см., например, [152]). При наличии в металле отверстия диаметром в единицы микрон и при расстоянии между проводящими контактными слоями в доли микрона распределение электрического поля вблизи отверстия сильно неоднородно: а) напряженность поля падает от края отверстия к центру, б) кроме вертикальной компоненты поля F_z , имеется радиальная компонента F_r , параллельная поверхности, в) вблизи острой кромки металла, на краю отверстия, поле может дополнительно усиливаться за счет эффекта электростатической концентрации. На электрическое поле в отверстии можно влиять, меняя напряжение, приложенное между металлом на поверхности и встроенным электродом внутри структуры (см. рисунок 36б). Несмотря на то, что компонента поля F_z , действующая на дипольные экситоны, должна быть сильнее всего под слоем металла, т. е. экситоны должны затягиваться под металл – туда, откуда их излучение не видно, были поставлены эксперименты по изучению свойств непрямых экситонов в отверстии в затворе Шоттки.

Затвор Шоттки на поверхности гетероструктуры формировался с помощью напыления непрозрачного металлического слоя Au/Cr (толщина 100/3 нм). В этом слое средствами электронно-лучевой литографии были приготовлены сквозные круглые окна диаметром от 2 до 20 мкм, отстоящие друг от друга на 100 мкм и более. Оптическое возбуждение внутри окна производилось с помощью лазерного пучка, сфокусированного в пятно диаметром ~ 30 мкм, так что пятно фотовозбуждения можно было считать однородным. Наблюдение экситонной люминесценции из окна велось с той же стороны, что и возбуждение. Очевидно, что в структуре, пока-

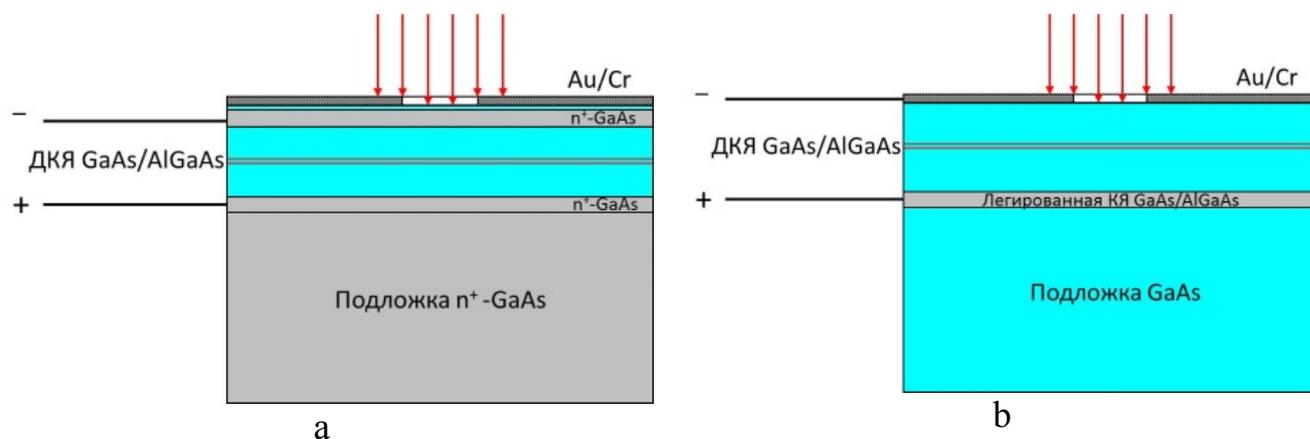


Рисунок 36. (а) Структура для выделения отдельных доменов-ловушек. (б) Структура с окном в затворе Шоттки и и 2D электронным каналом в качестве нижнего затвора.

занной на рисунке 36а, прикладывание дополнительного потенциала к металлической маске на поверхности, вряд ли что-то изменит из-за экранировки распределения поля от отверстия верхним проводящим легированным слоем, и эксперимент это подтвердил.

Первые положительные результаты были получены со структурой, схема которой приведена на рисунке 36б: для минимизации количества неконтролируемых носителей заряда в ДКЯ в качестве нижнего электрода вместо легированного слоя GaAs использовался проводящий 2D электронный канал в легированной КЯ GaAs/AlGaAs. Спектры люминесценции из окна $\varnothing 5$ мкм представлены на рис.37а – он демонстрирует эффект приложенного внешнего напряжения. В режиме, когда диод Шоттки почти закрыт (см. ВАХ на вставке), спектр состоит из двух близких по интенсивности линий шириной 1.5-2 мэВ, отстоящих друг от друга на ~ 10 мэВ. В электрическом поле обе линии сдвигаются в красную сторону – сначала с одинаковым темпом, потом сдвиг более высокоэнергетичной «синей» полосы замедляется (см. рисунок 37б). Существенное различие между линиями состоит в том, что контур «синей» компоненты остается гладким, тогда как «красная» выглядит заметно изрезанной, состоящей из набора более узких линий. В некотором ограниченном диапазоне приложенных напряжений одна из таких линий может стать доминирующей, продолжая сдвигаться в сторону меньших энергий с ростом напряженности электрического поля. Минимальная наблюдавшаяся спектральная ширина подобной линии составила ≈ 170 мкэВ. На рисунке 38а показано, как узкая линия межъямных эк-

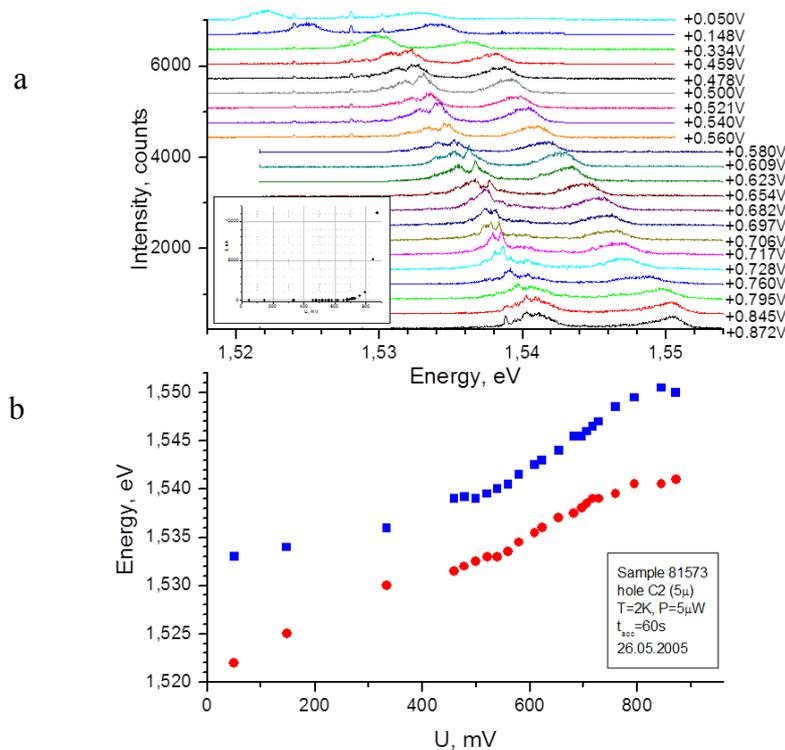


Рисунок 37. (а) Спектры фотолюминесценции из окна $\varnothing 5$ мкм в непрозрачном затворе Шоттки на поверхности структуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs в зависимости от приложенного к затвору напряжения U . На вставке – вольт-амперная характеристика. (б) Энергия обеих спектральных линий как функция напряжения. $P_{\text{HeNe}} = 5$ мВт. $T = 1.7$ К.

ситонов растет с увеличением оптической накачки, а на рисунке 38b – то, как исчезает эта линия на фоне непрерывного континуума при увеличении температуры в интервале от 1.6 до 4.2 К по линейному закону $\sim(1 - T/T_c)$. Качественно результаты на рисунках 38b и 38c эквивалентны ранее опубликованным данным [26, 124, 157].

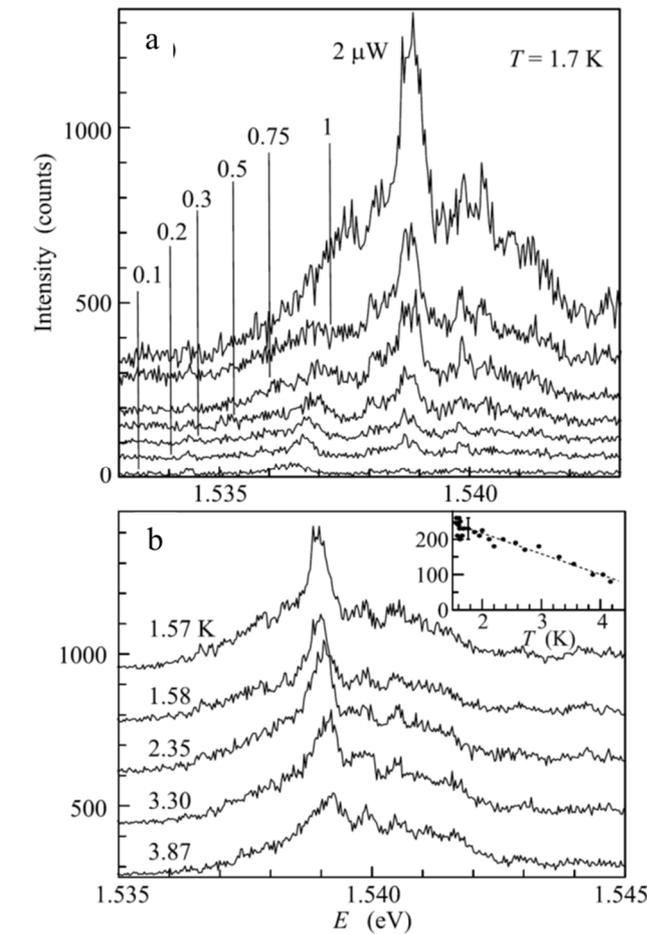


Рисунок 38 [126]. Спектры фотолюминесценции из окна $\varnothing 5$ мкм в непрозрачном затворе Шоттки на поверхности структуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs. (b) Зависимость от накачки $P_{\text{He-Ne}}$ [мкВт] при $T = 1.7$ К (c) Температурная зависимость при $P_{\text{He-Ne}} = 5$ мкВт. На вставке – интенсивность узкой линии непрямого экситона в функции температуры.

Новая информация была получена в результате спектральных измерений с пространственным разрешением, когда увеличенное изображение окна в затворе Шоттки проецируется на входную щель спектрометра, так что щель вырезает только центральную часть окна – полоску вдоль его диаметра. Из примера такого спектра, приведенного на рисунке 39а, становится понятной природа двух линий на рисунке 38а. Высокоэнергетичная линия видна только в центре окна, где напряженность электрического поля минимальна. Для краткости она здесь обозначена буквой D (direct exciton), хотя, строго говоря, этот экситон, конечно, не является пространственно-прямым, о чем говорит, в частности, наблюдаемый для него штарковский сдвиг. Низкоэнергетичная линия люминесценции межъямных экситонов, обозначенная буквой I (indirect exciton) видна, наоборот, только вблизи края отверстия, где поле максимально. На рисунке

отчетливо видны пятна люминесценции, расположенные вблизи верхнего и нижнего краев окна. Можно предположить, что пятна отвечают разным доменам в картине пространственного распределения случайного потенциала, которые не разрешаются пространственно, но в какой-то мере разрешаются спектрально, что и порождает изрезанный контур «красной» компоненты на рисунке 37. Наконец, среди этих доменов имеется один, гораздо более яркий, который и служит источником интенсивной узкой линии типа той, что показана на рисунках 38b и 38c.

На рисунке 39b для сравнения приведен спектр с пространственным разрешением также внутри окна $\varnothing 5$ мкм, но только для структуры с одиночной КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 мкм. Качественно вид спектра тот же самый и связано это с тем, что электрическое поле внутри структуры, в области под окном в металлической маске, сильно неоднородно: напряженность поле минимальна в центре и возрастает радиально к краям отверстия. Видна «горячая» люминесценция, отвечающая «прямым» (D) переходам в центре окна, где электрическое поле самое слабое. В спектре также отчетливо видны яркие пятна люминесценции, расположенные вблизи верхнего и нижнего краев окна и отвечающие излучению непрямых (I) экситонов. Здесь электрическое поле максимально и, соответственно, красный штарковский сдвиг – самый большой. Наблюдаемые на обоих рисунках менее яркие линии «горячей» люминесценции, проходящие от центра окна к его краям, в сущности, отражают распределение потенциала для дипольных экситонов в радиальном направлении. Из рисунка 39b очевидна гораздо более высокая пространственная однородность структуры с одиночной КЯ. Во-первых, яркие пятна линии I видны как

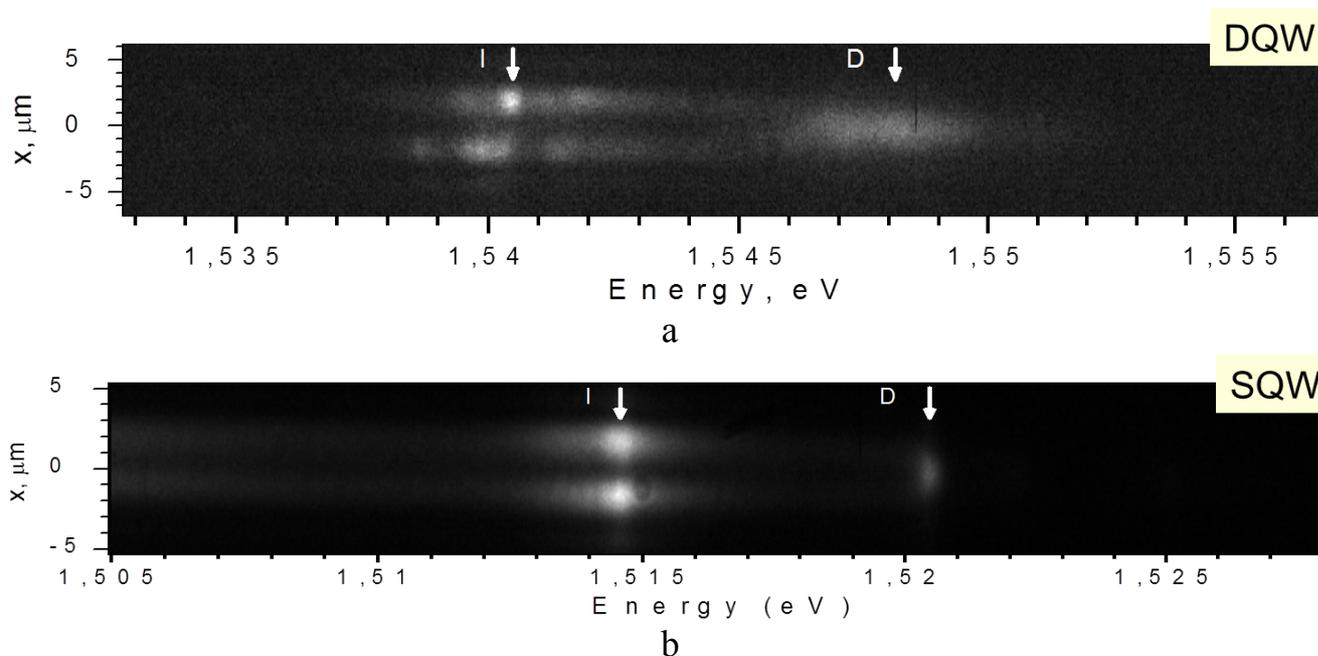


Рисунок 39 [158]. Спектр экситонной люминесценции из окна $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки на поверхности гетероструктуры. (a) ДКЯ GaAs/AlGaAs 12/1/12 нм. (b) Одиночная КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм.

у верхнего, так и у нижнего края отверстия, во-вторых, они отвечают одной и той же энергии. Наконец, спектральный контур фона на котором наблюдается узкая линия I непрямого экситона, практически гладкий.

Из спектров на рисунке 39 невозможно понять, как ведет себя потенциал в стороне от отверстия, под металлической пленкой, т. к. она непрозрачна. Для этого были выполнены измерения с отверстием в полупрозрачном шоттки-затворе. Использование лазерного пятна с размером, заведомо большим диаметра отверстия, позволяет видеть экситонную люминесценцию как внутри, так и вне отверстия. Было обнаружено, что существуют условия эксперимента, в которых ответственная за штарковский сдвиг перпендикулярная компонента поля F_z оказывается существенно меньше под металлом, нежели внутри окна, в непосредственной близости к его краю. В результате по периметру окна возникает достаточно глубокая кольцевая потенциальная ловушка для дипольных экситонов. Пример подобного спектра, повернутого для наглядности на 90° , показан на рисунке 40а и схематическое распределение потенциала в ловушке – на рисунке 40б.

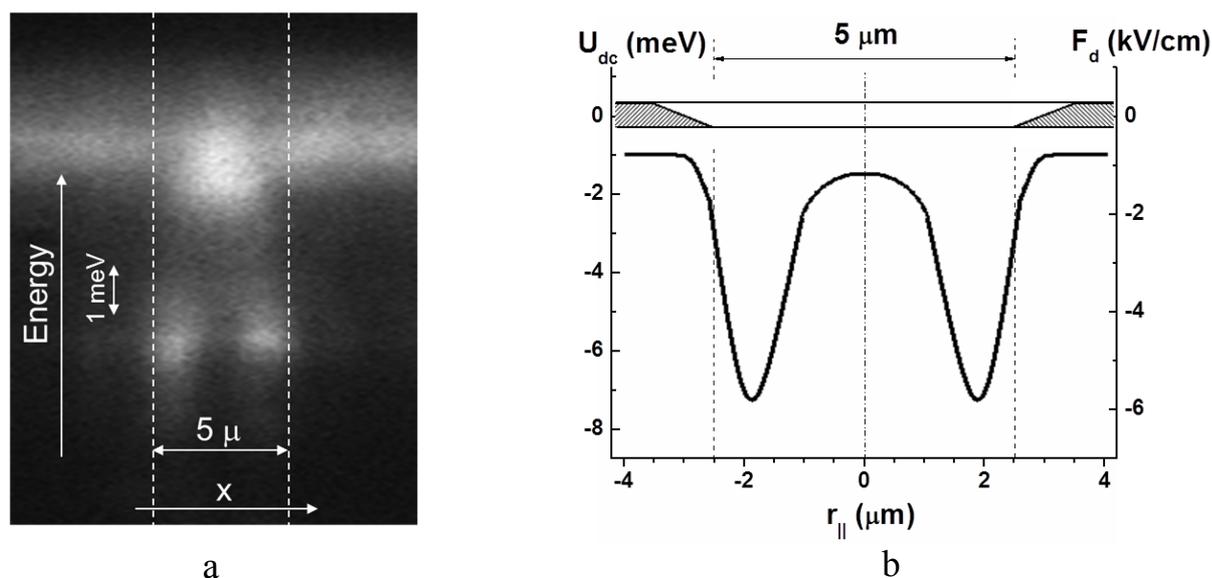


Рисунок 40. (а) Спектр люминесценции с пространственным разрешением вблизи окна $\varnothing 5$ мкм в полупрозрачном затворе Шоттки. Вертикальными пунктирными прямыми обозначены края отверстия. (б) Схематический профиль потенциала в кольцевой ловушке для дипольных экситонов вблизи края отверстия.

Природа такой ловушки связана, главным образом, с эффектом концентрации электростатического поля вблизи края металла [147]. Действительно, из решения чисто электростатической задачи, в которой не учитывается ни генерация в структуре фотовозбужденных объемных зарядов, ни протекание фототоков, следует, что при данной геометрии электрическое поле значительно усиливается локально, около металлической кромки [159-161]. Однако попытки сравнить количественно эксперимент и теорию в этой модели результата не дают. Во-первых, согласно расчету минимум потенциала должен находиться под металлом, а не внутри окна. Во-

вторых, по теории, если КЯ расположена ниже середины межэлектродного промежутка, минимум вообще пропадает [160, 161], а именно так устроена исследуемая структура с одиночной КЯ шириной 25 нм: яма отстоит на 160 нм от верхнего затвора и на 80 нм – от нижнего. Наконец, в направлении от края к центру отверстия электрическое поле быстро падает и в условиях, когда расстояние между электродами на порядок меньше радиуса отверстия: $d_g = 0.265$ мкм $\ll R_g = 2.5$ мкм, – напряженность вблизи центра его компоненты F_z должна быть пренебрежимо мала. Другими словами, электростатическое поле в отверстие практически не должно проникать. Эксперимент же, проводимый в условиях стационарного фотовозбуждения, показывает, что при увеличении приложенного к структуре внешнего электрического поля в центре отверстия также наблюдается красный штарковский сдвиг, хотя и меньший, чем на краю отверстия. Естественно предположить, что при непрерывной оптической накачке на глубине проникновения света лазера (~ 1 мкм) возникает заметная концентрация неравновесных свободных носителей заряда, за счет чего электрическое поле начинает проникать от края отверстия к центру. В результате увеличивается, в частности, ответственная за штарк-эффект для дипольных экситонов вертикальная компонента поля F_z , что и приводит к низконергетическому красному штарковскому сдвигу.

Есть еще ряд экспериментальных наблюдений, которые говорят о чрезвычайно важной роли оптического возбуждения в формировании экситонной ловушки вблизи края отверстия. Во-первых, с полупрозрачным затвором Шоттки глубина потенциальных минимумов вблизи края заметно меньше, чем с непрозрачным, т. е. генерация фотовозбужденных носителей в окрестностях отверстия ведет к экранировке электрического поля в плоскости КЯ и меняет потенциальный профиль в ловушке. Во-вторых, даже если внутри окна в непрозрачном затворе Шоттки на поверхности структуры имеется заранее напыленная полупрозрачная металлическая пленка, которая должны выравнивать распределение потенциала, поле в центре отверстия все равно несколько ниже, чем на краю. То есть либо свет лазера накачки концентрируется вблизи

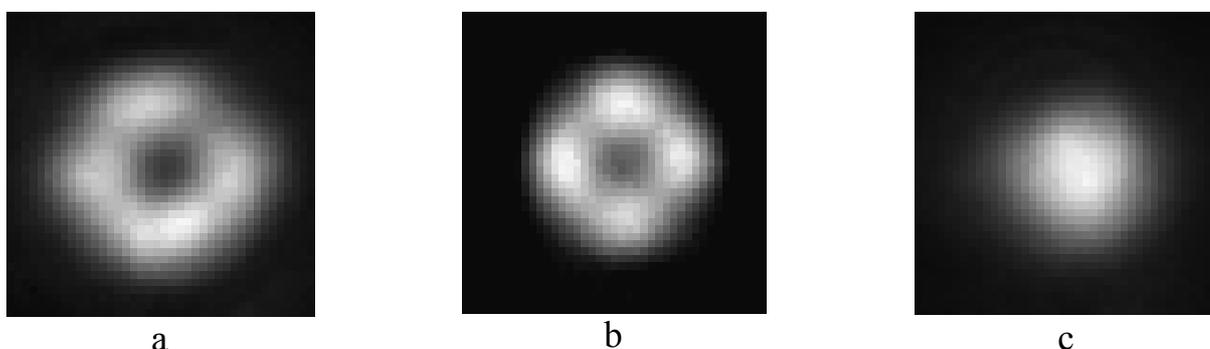


Рисунок 41. Распределение люминесценции в отверстии $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки для «непрямого» (a,b) и «прямого» экситона (c) в структурах с ДКЯ (a,c) и КЯ шириной 25 нм (b) GaAs/AlGaAs. $P_{\text{HeNe}} = 30$ мкВт (a,c) и 25 мкВт (b). $T = 1.7$ К.

края, либо так устроено распределение потенциала на краю области под отверстием, представляющей собой диск, заполненный фотовозбужденными носителями. В-третьих, при использовании резонансного фотовозбуждения, в область линии поглощения прямого экситона, формирования такой же глубокой ловушки не происходит и узкие линии экситонной люминесценции отсутствуют.

Как бы то ни было, есть основания предполагать, что при нерезонансном лазерном возбуждении область вблизи края окна соответствует дну кольцевой потенциальной ямы, в которой эффективно накапливаются дипольные экситоны. В частности, при регистрации пространственного распределения экситонной люминесценции в отверстии со спектральной селекцией, выполняемой с помощью узкополосного интерференционного светофильтра, оказывается, что в области линии I на рисунке 39 наблюдается кольцо по краю отверстия (см. рисунок 41a,b), а в области линии D – бесструктурное пятно с максимумом яркости вблизи центра отверстия (см. рисунок 41c).

Как видно, из рисунков 41a и 41b, кольцо люминесценции непрямого экситона неоднородно вдоль периметра: имеется структура из более ярких пятен свечения, разделенных более темными областями. Изучению свойств и природы этой структуры было уделено особое внимание (см. ниже, раздел 4.2.1.).

3.2.4. Электрооптическая ловушка в кольцевом лазерном пучке

Использование кольцевых электростатических ловушек вблизи периметра окон в металлическом шоттки-затворе для накопления пространственно-непрямых, дипольных экситонов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с широкой одиночной КЯ привело к наблюдению целого ряда эффектов, свидетельствующих в пользу реализации экситонной БЭК [126, 129, 158, 162, 163]. Однако в таком типе ловушек при оптимальных напряжениях смещения, когда еще удается скомпенсировать избыточные заряды и поддерживать систему электрически нейтральной [129], времена жизни дипольных экситонов остаются довольно короткими, около 1 нс [127], и поэтому исследуемый экситонный газ не успевает остывать до решеточных температур (в этих экспериментах температура решетки была вблизи 1.6 К). Помимо этого, экситоны в этом случае накапливаются непосредственно в «горячей» области фотовозбуждения, что, несомненно, сопровождается разогревом неравновесной электронной системы. В результате, экситонный бозе-конденсат в таких ловушках и при таком способе фотовозбуждения оказывается сильно обедненным, а узкая линия люминесценции экситонного конденсата, вырастающая с накачкой пороговым образом, всего лишь вдвое превышает интенсивность фона, связанного с локализованными состояниями и собственно надконденсатными возбуждениями. В данном разделе представлены результаты экспериментов с электрооптической ловушкой, в которой дипольные эк-

ситоны накапливаются в холодной области структуры, вдали от места фотовозбуждения. За счет использования КЯ GaAs/AlAs шириной 40 нм времена жизни экситонов составляют десятки нс и на два порядка, как минимум, превосходят времена энергетической релаксации дипольных экситонов на фононах [84].

Принцип действия электрооптической ловушки для экситонов нетрудно понять, используя достаточное по мощности и подходящее по спектральной области лазерное фотовозбуждение в форме кольца, проецируемого на поверхность гетероструктуры. Непосредственно в кольцевой области фотовозбуждения генерируемые светом электронно-дырочные пары экранируют приложенное электрическое поле. В результате, здесь величина штарковского сдвига для дипольных экситонов уменьшается, что приводит к возникновению латерального потенциального барьера для таких экситонов. Само же электрическое поле в области кольцевого по форме фотовозбуждения становится сильно неоднородным, и латеральная компонента этого неоднородного поля приводит к амбиполярному дрейфу носителей в плоскости квантовой ямы. В конечном итоге, амбиполярный дрейф носителей и диполь-дипольное отталкивание приводят к накоплению дипольных экситонов в центральной, неосвещенной области кольца, которая остается холодной.

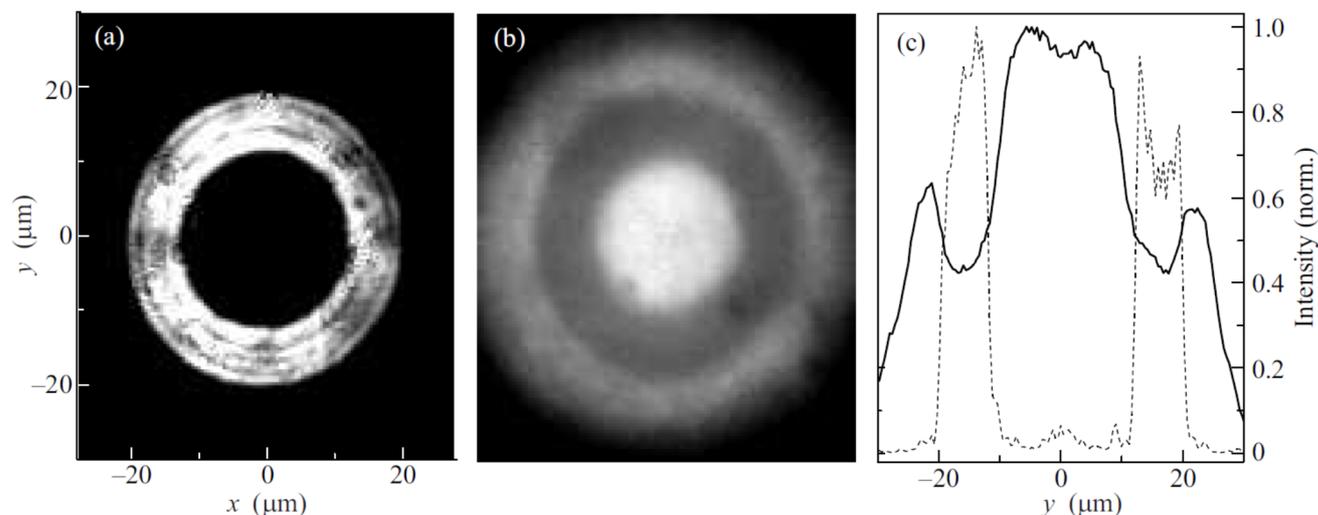


Рисунок 42 [130]. Кольцевое фотовозбуждение непрерывным надбарьерным лазером ($\lambda = 405$ нм, $P = 72$ мкВт). (а) Лазерное пятно на поверхности образца; (б) Пространственное распределение люминесценции непрямого экситона; (с) Распределение интенсивности лазерного излучения (пунктир) и люминесценции (сплошная кривая) вдоль вертикального диаметра кольца: $x = 0$. $F = 14$ кВ/см.

Ранее уже было продемонстрировано [152-154], что использование кольцевого лазерного возбуждения на поверхности структуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs позволяет накапливать в центре кольца пространственно-непрямые экситоны, температура которых близка к температуре решетки. Однако известно, что структуры с ДКЯ, которые содержат туннельно-прозрачный AlGaAs межъямный барьер, являющийся источником флуктуаций случайного потенциала, по

своему качеству существенно уступают структуре с широкой одиночной КЯ, в которой спектральная ширина линии люминесценции прямого экситона может быть почти на порядок меньше: 0.15-0.20 мэВ вместо 1.0-1.5 мэВ [113, 129] в случае ДКЯ.

При использовании кольцевого лазерного фотовозбуждения (см. рисунок 42а) спектральные и пространственные характеристики люминесценции диполярных экситонов сильно зависят как от интенсивности фотовозбуждения, так и от величины приложенного электрического поля. При малых интенсивностях и небольших полях люминесценция наиболее интенсивна непосредственно под лазерным пучком и ее пространственное распределение повторяет вид лазерного кольца. Но с увеличением мощности накачки и/или напряженности поля ситуация меняется: интенсивность люминесценции под лазерным пучком становится ниже, чем в непосредственной близости от него. Т.е. наблюдаются два кольца люминесценции: одно внутри лазерного кольца, освещающего структуру, а другое – снаружи. С ростом накачки и/или электрического поля размер внешнего кольца растет, а внутреннее кольцо люминесценции постепенно превращается в диск (см. рисунок 42b). На рисунке 42с приведены нормированные распределения интенсивности отраженного от образца лазерного излучения (рисунок 42а) и света люминесценции (рисунок 42b) вдоль вертикального диаметрального сечения: $x = 0$.

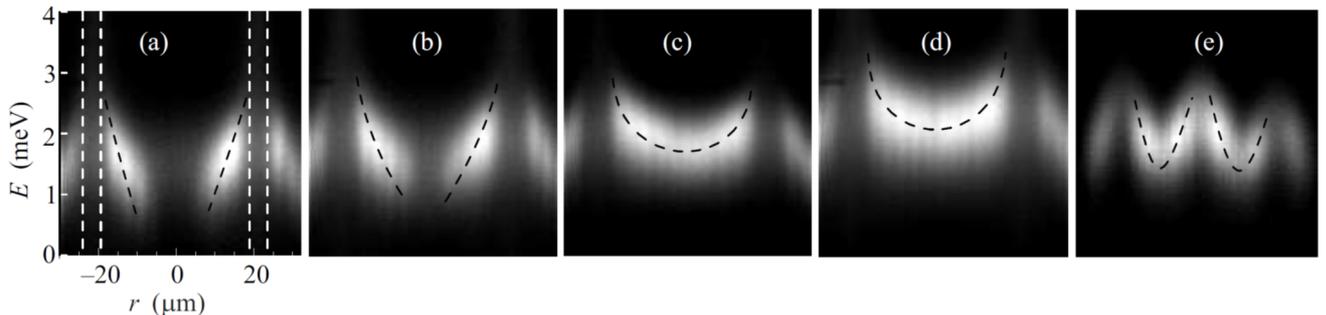


Рисунок 43 [130]. Спектры фотолюминесценции с пространственным разрешением. (а)-(d) – Кольцевое возбуждение непрерывным подбарьерным лазером ($\lambda = 658$ нм, кольцо $\varnothing 40$ мкм, мощность накачки $P = 47, 69, 110$ и 130 мкВт, соответственно). По вертикали – энергия фотона E , по горизонтали – координата r вдоль диаметра кольца. Область кольцевой лазерной накачки – внутри двух пар белых пунктирных отрезков. Темный пунктир – траектории дрейфа экситонов в координатах “ r ” – “ E ”; (e) Возбуждение двумя надбарьерными лазерами ($\lambda = 405$ нм): непрерывным – в кольцо $\varnothing 40$ мкм, мощность $P_{\text{out}} = 10$ мкВт, и импульсным ($t_p = 80$ пс, $f_p = 100$ МГц) – в пятно $\varnothing 5$ мкм, средняя мощность $P_{\text{in}} = 3$ мкВт. Напряженность поля $F = 14$ кВ/см.

Рисунок 43 демонстрирует спектры люминесценции диполярных экситонов при кольцевом фотовозбуждении, снятые с пространственным разрешением. Они получены проецированием на входную щель спектрометра увеличенного изображения аксиально-симметричной картины люминесценции, так что щелью вырезается узкая центральная полоска вдоль диаметра кольца. На рисунке 43а вдоль вертикальной оси отложена энергия E испускаемых фотонов (отсчитываемая от нижней кромки кадра), вдоль горизонтальной – пространственная координата r

с нулем отсчета в центре лазерного кольца. Таким образом, эти спектры несут информацию о возникающем потенциальном профиле для экситонов. В серии спектров на рисунках 43(a-d) увеличивается мощность накачки (от 47 до 130 мкВт) при постоянной напряженности поля $F = 14$ кВ/см. Границы области лазерного кольца показаны на рисунке 43а белым вертикальным пунктиром. Серыми пунктирными отрезками отмечена траектория дрейфа экситонов в координатах « r »–« E ».

Траектория эта становится замкнутой, когда длина пробега экситонов достигает величины радиуса лазерного кольца (см. рисунки 43c,d). Рост накачки и увеличение длины пробега приводят к двум эффектам: а) радиальное распределение интенсивности люминесценции становится более однородным и б) глубина потенциального профиля заметно уменьшается. Действительно, если на рисунке 43а перепад энергии между началом и концом траектории экситонного дрейфа составляет ≤ 2 мэВ, то на рисунке 43d глубина прогиба пунктирной кривой не превышает 1.2 мэВ. Дальнейшее увеличение накачки делает этот профиль совсем плоским. Эволюция потенциального профиля ловушки с ростом напряженности электрического поля при фиксированной накачке происходит совершенно так же: кольцо превращается в однородно излучающий диск, а перепад потенциала от края к центру уменьшается до нуля. В частности, при мощности $P = 110$ мкВт и увеличении напряженности поля F от 12 до 15 кВ/см с шагом 1 кВ/см получают картины, очень близкие к рисункам 43(a-d), соответственно. Разумеется, при этом надо учесть монотонный сдвиг линии люминесценции в сторону низких энергий с ростом поля.

Спектральная ширина линии максимальна непосредственно в области лазерного возбуждения и составляет 1.4-1.5 мэВ, а минимальна – в пятнах наибольшей яркости внутри лазерного кольца – 1.0-1.1 мэВ. В центре кольца она составляет 1.4-1.5 мэВ, пока люминесценция сама имеет кольцевой вид, и уменьшается до 0.9 мэВ, когда кольцо только что превратилось в диск (рисунок 43c). При последующем уменьшении глубины ловушки линия снова начинает уширяться. Максимально достижимая глубина зависит от размера лазерного кольца: чем больше его диаметр, тем более глубокую (но и более широкую в латеральном направлении) ловушку можно реализовать. В частности, при $\varnothing 40$ мкм глубину ловушки удастся сделать ≥ 1 мэВ (см. рисунок 43d).

Для создания электрооптической ловушки можно использовать непрерывное фотовозбуждение: как подбарьерное, так и надбарьерное, – качественных отличий при этом не наблюдается. Кроме того, ловушку удавалось реализовать, формируя кольцевое пятно от импульсного надбарьерного лазера с частотой следования импульсов $f_p = 1$ МГц и выше. Серия спектров люминесценции в зависимости от внешнего электрического поля в центре именно такой ловушки была приведена выше, на рисунке 26а. Спектры в ней отличаются от случая непрерывного возбуждения однородным лазерным пятном заметно меньшей шириной линии непрямого экситона

$\Delta E_{ie} \leq 1.1$ мэВ при $F \leq 20$ кВ/см. Кроме того, наличествует пара слабых линий со стороны высоких энергий при $F \geq 0$, которых нет при непрерывном надбарьерном возбуждении.

Время излучательной рекомбинации в электрооптической ловушке, создаваемой импульсным лазером, зависит от электрического поля в целом так же, как и при однородном пятне фотовозбуждения (рисунок 26b). Измерения кинетики люминесценции с пространственным разрешением показали, что вариации времени жизни невелики: при $F = 14.3$ кВ/см непосредственно в лазерном кольце $\tau_r \approx 25$ нс, вне кольца – 32 нс, а внутри, в центре ловушки, – 30 нс.

Совместив кольцевую лазерную подсветку с фокусировкой в центр кольца излучения от второго лазера, можно сформировать *кольцевую электрооптическую ловушку*: при определенной комбинации величины приложенного электрического поля и мощностей лазеров непрямые экситоны концентрируются вдоль периметра окружности, в промежутке между лазерным кольцом и лазерным пятном в центре. На рисунке 43е показан пример ловушки с кольцевым потенциальным профилем глубиной около 1.5 мэВ.

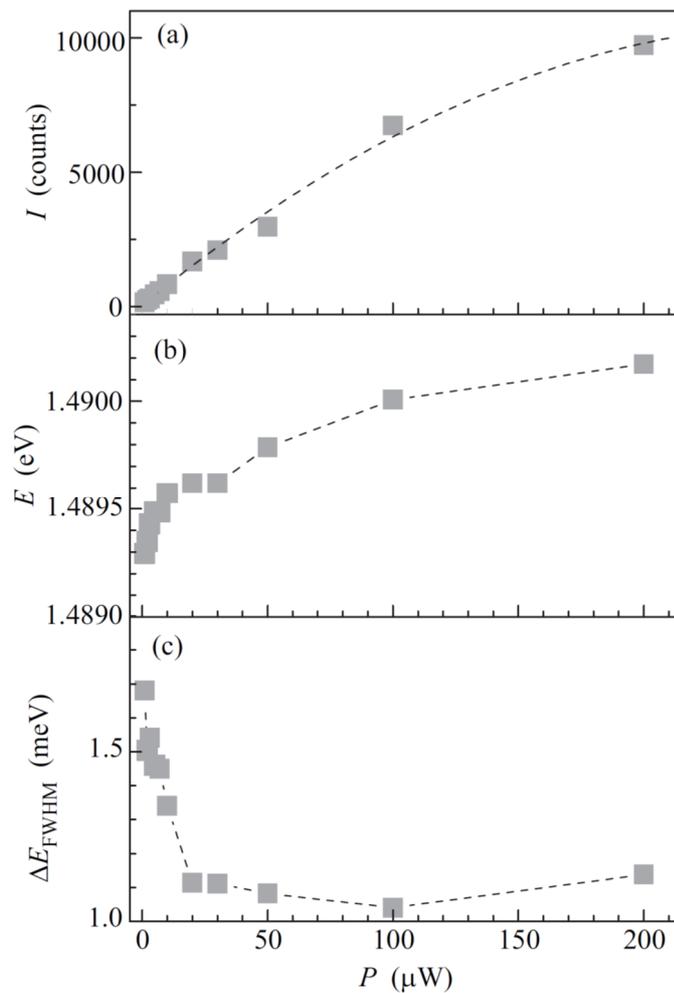


Рисунок 44 [130]. (a) Интенсивность I , (b) энергия E и (c) ширина ΔE_{FWHM} линии фотолюминесценции непрямого экситона в зависимости от мощности накачки P в кольцевой оптической ловушке, соответствующей рисунку 43(е).

Спектральные параметры экситонной люминесценции из этой ловушки приведены на рисунке 44. Накопление экситонов в кольцевой ловушке в диапазоне мощностей накачек $P \leq 20$ мкВт сопровождается сужением линии от 1.7 до 1.1 мэВ и одновременным сдвигом в сторону высоких энергий на 0.3 мэВ. С дальнейшим ростом накачки сдвиг замедляется и достигает 0.9 мэВ при $P = 200$ мкВт. Сужение также становится более медленным, а при $P \geq 100$ мкВт сменяется слабым уширением. Для сравнения, при однородном пятне фотовозбуждения и в том же диапазоне накачек ширина линии вырастает к 30 мкВт от 1.3 до 1.7 мэВ и далее остается в пределах 1.7-1.8 мэВ, а темп сдвига в синюю сторону остается приблизительно постоянным.

Кольцевая оптическая ловушка была экспериментально реализована и с помощью только одного лазера. Для этого использовалась маска-трафарет в виде кольца с кругом в центре или двух концентрических колец. В этом случае нельзя независимо менять интенсивности накачки в наружной и внутренней областях фотовозбуждения, а для оптимизации условий накопления экситонов в кольцевой области требуется подбор геометрических параметров.

Таким образом, в структуре с одиночной КЯ GaAs/AlAs шириной 40 нм удается достичь времен излучательной рекомбинации непрямого экситона в десятки и сотни нс. При этом наблюдается быстрый дрейф экситонов из области фотовозбуждения на расстояния в десятки мкм. Максимальная наблюдавшаяся скорость движения экситонов составляет $5 \cdot 10^4$ см/с.

К электрической нейтральности квантовая яма наиболее близка в режиме плоских зон, при $F \geq 0$: только при этом в спектре наблюдаются более высокие по энергии линии, очевидно, связанные с возбужденными состояниями экситона [113, 129]. В случае надбарьерного фотовозбуждения они есть только в импульсном режиме, в центре ловушки. При этом относительная интенсивность «синей» линии гораздо выше, чем при возбуждении непрерывным лазером. Можно предположить, что линия, наблюдаемая при подбарьерном возбуждении, а также «синяя» компонента дублета при надбарьерном – отвечают нейтральной ситуации, а «красная» – связана с заряженным экситонным комплексом.

Формирование потенциальной ловушки для дипольных экситонов внутри лазерного кольца с очевидностью следует из спектров, измеренных с пространственным разрешением (рисунок 43). Но даже при $\varnothing 40$ мкм сделать ловушку глубже 1.5 мэВ не удастся: мешают экранирование внешнего поля неравновесными носителями и диполь-дипольное отталкивание между экситонами, также приводящее к увеличению энергии фотона. Как только длина пробега экситонов приближается к радиусу кольца и концентрация их на дне ловушки начинает заметно расти, энергия испускаемых фотонов начинает увеличиваться, а глубина ловушки – уменьшаться. Применение пятна фотовозбуждения более сложной формы, либо двух лазеров качественно новых результатов не дает: от того, что экситоны накапливаются не в круговой, а в кольцевой области ничего существенно не меняется. Регулярной структуры пятен люминесценции, подоб-

ной наблюдавшейся в кольцевой электростатической ловушке [126, 129, 158, 162, 163], не образуется. Однако следует заметить, что там все интересные коллективные эффекты проявлялись при диаметре ловушки 5-7 мкм и глубине 3-5 мэВ – параметрах, которые непросто реализовать с электрооптической ловушкой.

Наиболее заметным эффектом, отличающим экситоны в электрооптической ловушке от экситонов при однородном фотовозбуждении, является сужение линии люминесценции и сдвиг в сторону высоких энергий при малых мощностях оптической накачки. Качественно и количественно эти эффекты одинаковы как в кольцевой электрооптической ловушке, так и в круговой: сужение линии от 1.5-1.7 мэВ до ≈ 1 мэВ и ее сдвиг на ≈ 0.3 мэВ. Уменьшение ширины линии с накачкой, т.е. с увеличением концентрации экситонов, говорит о сужении распределения непрямых экситонов в k -пространстве, что может быть свидетельством начала фазового перехода.

Времена жизни экситонов заметно отличаются внутри и снаружи электрооптической ловушки. Можно предположить, что τ снижается с ростом экситонной концентрации из-за возрастания роли экситон-экситонного рассеяния. Однако на фоне экспоненциальной зависимости от внешнего электрического поля эта зависимость слабая. Поэтому в первом приближении для оценки времени жизни в ловушке можно пользоваться результатами измерений для однородного пятна фотовозбуждения.

Все измерения, описанные в данном разделе, выполнены при температуре $T \sim 1.6$ К. Этого вполне достаточно, чтобы реализовать электрооптическую ловушку глубиной ≤ 1.5 мэВ. Очевидно, что для достижения условий экситонной БЭК целесообразно дальнейшее понижение температуры. Здесь стоит отметить, что, поскольку оптический криостат с откачкой паров ^3He имеет большее количество экранных окон, через которые проходит сходящийся лазерный пучок, качество изображения кольцевого лазерного пятна, передаваемого на поверхность образца внутри криостата, будет неизбежно ухудшено из-за дополнительного возрастания аберраций.

3.3. Выводы главы 3

Сопоставление свойств исследованных выше видов латеральных потенциальных ловушек для диполярных экситонов приводит к следующим результатам:

1. Вблизи острия, приведенного в контакт с поверхностью гетероструктуры, действительно удается сформировать потенциальную ловушку для диполярных экситонов в неоднородном электрическом поле. При использовании n-i-n-структуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs размер этой ловушки в плоскости КЯ вместо желаемых нескольких микрон составил сотни микрон. Возможно, использование структуры без верхнего n^+ -слоя приведет к кардинальному уменьшению размера, однако имеется еще один и, по-видимому, более существенный недостаток. Неоднородное электрическое поле, формирующееся вокруг острия, проникает внутрь полупроводниковой

гетероструктуры только при наличии гальванического контакта между острием и поверхностью. В противном случае происходит полная экранировка внешнего поля за счет перераспределения остаточных зарядов в полупроводнике. При наличии контакта через острие протекает постоянный электрический ток, плотность которого непосредственно под острием настолько высока, что вызывает недопустимо большой локальный разогрев. Дополнительно стоит упомянуть техническую сложность эксперимента и ограниченный ресурс использования кантилевов для СТМ.

2. Реализованный вариант электростатической ловушки для диполярных экситонов под полупрозрачным «пяточком» – затвором Шоттки микронных размеров – отличается, напротив, относительной простотой с точки зрения техники электронной литографии. Эта простота оборачивается дополнительными сложностями в эксперименте: излучение люминесценции из-под «пяточка» наблюдается на фоне мощной засветки из ближайшей окрестности, от ДКЯ, не закрытой металлической пленкой. Действительно, разумнее было удалить структуру вокруг «пяточка» с помощью химического травления, но при этом пришлось бы столкнуться с проблемой подведения к «пяточку» электрического контакта. Несмотря на трудности технического характера, проведенных экспериментов было вполне достаточно, чтобы убедиться в бесперспективности этого типа ловушек. Хотя при уменьшении размера «пяточка» и при наращивании мощности фотовозбуждения хорошо заметен «синий сдвиг», связанный с экситон-экситонным взаимодействием: диполь-дипольным отталкиванием, - однако ни сужения спектральной линии непрямого экситона, ни нелинейного роста ее интенсивности с накачкой не наблюдается. По всей видимости, при данных размерах ловушек и температуре эксперимента не удастся приблизиться к критической для БЭК концентрации диполярных экситонов.

3. Результаты, полученные при исследовании свойств электрооптической ловушки, образованной с использованием кольцевого лазерного пятна фотовозбуждения, с одной стороны, обнадеживают: удастся подобрать такие параметры эксперимента, при которых наблюдается заметное сужение линии диполярных экситонов с ростом накачки. С другой стороны, продвинуться еще дальше, т.е. приблизиться к критическим условиям для экситонной БЭК пока не получается. Скорее всего, связано это также с тем размером ловушки, который пока удалось реализовать: он остается достаточно большим – 30-40 мкм. Остается либо попытаться понизить температуру до ~ 0.5 К, используя с криостат с откачкой паров ^3He , либо уменьшить размер кольцевого пятна фотовозбуждения на образце. В обоих случаях потребуется существенно улучшить параметры оптической системы, в первую очередь, с точки зрения качества изображения лазерного кольца на поверхности образца, что является технически весьма непростой задачей. Кроме того, наблюдаемый эффект уменьшения глубины ловушки при заполнении ее эк-

ситонами, связанный, очевидно, с межэкситонным отталкиванием, внушает опасения по поводу возможного ограничения на максимально достижимую плотность экситонов в ловушке.

4. Образование столь эффективной кольцевой ловушки на краю отверстия в непрозрачном затворе Шоттки – факт несколько неожиданный, поскольку из соображений чистой электростатики можно было ожидать «затягивания» рожденных светом экситонов из отверстия под металл в результате их дрейфа в неоднородном электрическом поле. Очевидно, что в этой ситуации чрезвычайно существенно наличие в полупроводнике под отверстием фотовозбужденных носителей. Особенно впечатляет тот факт, что даже когда на дне отверстия имеется полупрозрачная металлическая пленка и темновое распределение электрического поля в структуре заведомо должно быть однородным, эксперимент показывает, что при типичных условиях измерений эффективное распределение потенциала качественно то же самое, что и в случае сквозного отверстия: с сильно неоднородным электрическим полем. Аналитический либо численный расчет условий реального эксперимента, т.е. анализ распределения потенциала в полупроводниковой гетероструктуре вблизи отверстия в условиях оптического возбуждения, представляется самостоятельной и весьма непростой задачей. Несмотря на это, полученные результаты по наблюдению узкой спектральной линии, пороговым образом вырастающей с накачкой и быстро исчезающей с температурой, т. е. по сути аналогичные тому, что было обнаружено ранее для ДКЯ с крупномасштабными флуктуациями потенциала [26, 157], внушают определенный оптимизм. В особенности перспективным представляется исследование свойств экситонов в такой ловушке при использовании структуры с широкой одиночной 25 нм КЯ GaAs/AlGaAs, главным образом, из-за ее более высокой однородности.

Глава 4. Диполярные экситоны в кольцевой электростатической ловушке

Все экспериментальные результаты этой главы относятся к диполярным экситонам в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм, если только это не оговорено специально. Еще раз нужно отметить, что фотовозбуждение осуществлялось одновременным действием двух непрерывных лазеров с разными длинами волн. У одного из лазеров энергия фотона меньше ширины запрещенной зоны в барьере AlGaAs (длина волны $\lambda_{sb} \approx 780$ нм), и с его помощью производилось "подбарьерное" возбуждение. У другого – энергия фотона больше ширины запрещенной зоны в барьере ($\lambda_{об} = 633$ нм либо 659 нм) и такое возбуждение называется "надбарьерным". Излучение лазеров фокусировалось на образец в пятна близкого размера, $\varnothing 20-30$ мкм, которые как можно точнее совмещались пространственно. Комбинацией излучения таких лазеров и экспериментально подобранным соотношением их мощностей достигалась максимально возможная компенсация избыточных зарядов в ловушке, и сама система экситонов поддерживалась максимально нейтральной. При изучении свойств диполярных экситонов в кольцевой ловушке было установлено, что нейтральность фотовозбужденной электронно-дырочной системы чрезвычайно важна для наблюдения эффектов экситонной бозе-конденсации [129, 158]. Поэтому во всех экспериментах вопросу зарядового баланса уделялось отдельное внимание. Контроль нейтральности проводился по двум спектральным особенностям. Во-первых, по возникновению ниже по энергии на ~ 1 мэВ от линии свободного нейтрального hh-экситона на тяжелой дырке линии связанного (заряженного) hh-экситона (триона), которая при слабом отклонении от нейтральности может выглядеть как плечо на красном склоне основной линии. Во-вторых, по присутствию в спектре люминесценции линии экситона на легкой дырке (lh-exciton), которая в десятки раз слабее основной линии hh-экситона на тяжелой дырке и расположена выше по энергии на несколько мэВ. При увеличении в квантовой яме концентрации нескомпенсированных носителей заряда линия lh-экситона сдвигается в красную сторону, ближе к линии hh-экситона, уменьшается по интенсивности и, в конце концов, полностью пропадает [49]. Связано это с тем, что, во-первых, релаксация "горячих" экситонов на легкой дырке в нижайшее состояние за счет рассеяния на нескомпенсированных зарядах происходит гораздо быстрее, чем на нейтральных экситонах. Во-вторых, наличие свободных носителей приводит к экранированию кулоновского взаимодействия и уменьшению энергии связи экситона [49].

4.1. Фазовая диаграмма

Фазовая диаграмма экситонной БЭК в латеральной ловушке в координатах «накачка (экситонная плотность) – температура» исследовалась с целью определения равновесной фазовой границы, очерчивающей область, где происходит конденсация. Для этого анализировались

спектры люминесценции при вариации оптической накачки в температурном интервале 0.45÷4.2 К. При достижении критических условий конденсации: температуры и мощности оптического возбуждения, – в спектре люминесценции пороговым образом вырастает узкая линия дипольных экситонов, соответствующая макроскопическому заполнению нижайшего состояния в ловушке и возникновению экситонного конденсата [129, 158]. На рисунке 45а продемонстрировано, как ведут себя спектры люминесценции дипольных экситонов, детектируемые непосредственно из кольцевой ловушки, при вариации непрерывной накачки и при фиксированной температуре $T = 0.46$ К. Накачка осуществлялась одновременным действием надбарьерного и подбарьерного лазеров с длинами волн, соответственно, $\lambda_{ob} = 659$ нм и $\lambda_{sb} = 782$ нм. При этом варьировалась только мощность надбарьерного лазера.

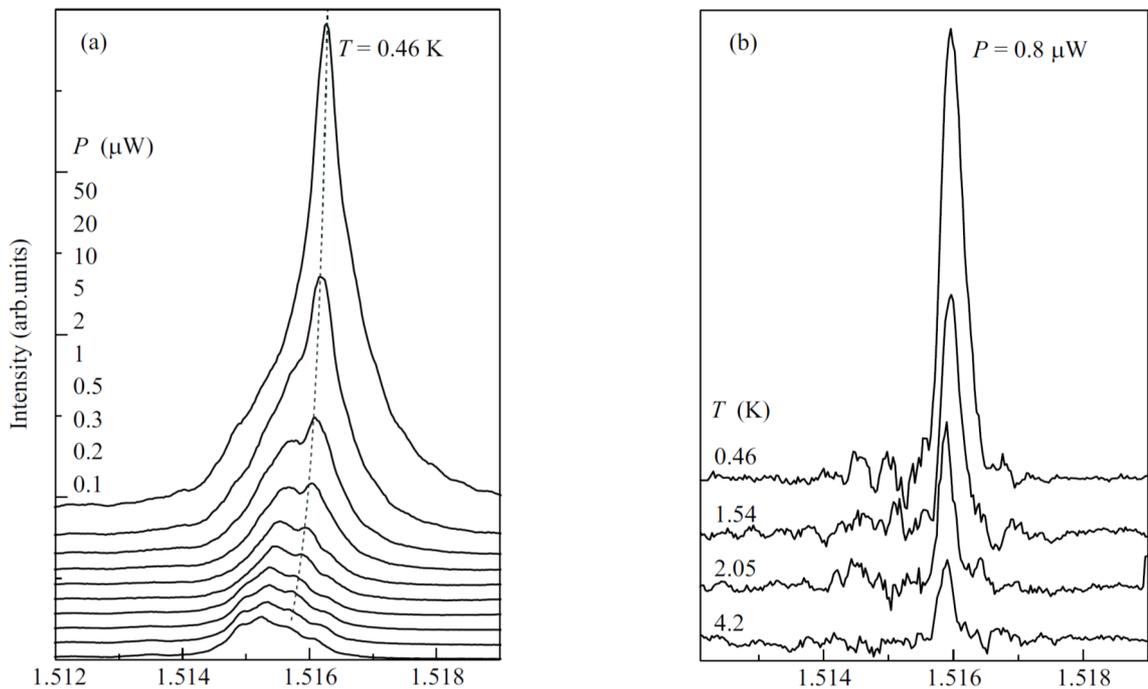


Рисунок 45 [164]. Спектры фотолюминесценции дипольных экситонов в кольцевой латеральной ловушке. (а) Пороговое возникновение и рост узкой спектральной линии при увеличении мощности P надбарьерного лазера ($\lambda = 659$ нм). Мощность подбарьерного лазера $P_{782\text{nm}} = 10$ мкВт. Температура $T = 0.46$ К. (б) Рост линии (фон от локализованных состояний вычтен) с понижением T при фиксированной мощности возбуждения: $P_{659\text{nm}} = 0.8$ мкВт, $P_{782\text{nm}} = 10$ мкВт.

При очень малых накачках в спектре видна бесструктурная и асимметричная полоса люминесценции шириной ≤ 1.3 мэВ. Форма этой полосы при уменьшении накачки не меняется. Эта полоса неоднородно уширена и имеет происхождение, связанное с локализацией экситонов на флуктуациях случайного потенциала из-за остаточных заряженных примесей и структурных дефектов в самой ловушке и в ее ближайшей окрестности. При увеличении мощности возбуждения на фиолетовом крае широкой полосы пороговым образом начинает появляться и затем растет по интенсивности узкая линия, соответствующая конденсированному состоянию дипольных экситонов [129, 158]. Ширина этой узкой линии составляет вблизи порога ~ 200 мкэВ, а

ее интенсивность в этой области увеличивается с накачкой сверхлинейно. Зависимость интенсивности линии от накачки становится линейной при дальнейшем увеличении мощности возбуждения. При больших накачках линия доминирует в спектре в сравнении с бесструктурным континуумом под ней. С ростом накачки линия несколько уширяется и сдвигается в сторону больших энергий. Такое поведение связано с отталкивательным взаимодействием диполярных экситонов при возрастании их концентрации, что подробно проанализировано в работах [55, 112]. Спектральный сдвиг и уширение линии имеют близкий масштаб. В частности, в интервале накачек, соответствующих рисунку 45а, отношение спектрального сдвига центра тяжести линии (спектральный момент M_1) к ее ширине (спектральный момент M_2) составляет $M_1/M_2 \leq 1.25$. По величине спектрального сдвига узкой линии с ростом накачки (≤ 300 мкэВ) можно оценить сверху концентрацию экситонов: она не превышает $2 \cdot 10^{10}$ см⁻².

Интенсивность линии люминесценции, соответствующей экситонному конденсату, очень чувствительна к температуре. При фиксированной накачке интенсивность этой линии уменьшается с ростом температуры по линейному закону вплоть до полного ее исчезновения на фоне бесструктурного континуума вблизи порога экситонной конденсации. Температурное поведение узкой линии экситонного конденсата иллюстрирует рисунок 45b. В интервале температур $T = 0.45 \div 4.2$ К интенсивность $I(T)$ этой линии при фиксированной накачке и вариации температуры спадает с температурой по закону: $I(T) \sim (1 - T/T_0)$, где критическая температура, выше которой узкая спектральная линия исчезает, $T_0 \approx 10$ К.

С целью построения фазовой диаграммы при каждой заданной температуре в изученном интервале $T = 0.45 \div 4.2$ К исследовалась зависимость спектров люминесценции от мощности фотовозбуждения. В результате определялась пороговая величина мощности P_{thr} , при которой в спектре начинает появляться/исчезать узкая линия экситонного конденсата. Фазовая диаграмма строилась в координатах « P » – « T », и для ее построения использовалась нелинейная область зависимости интенсивности узкой линии от мощности лазерного возбуждения. Результирующая фазовая диаграмма изображена на рисунке 46. Видно, что фазовая граница, очерчивающая область, где происходит бозе-конденсация, близка к прямой, проходящей через начало координат, что и следует ожидать для двумерной системы. Как уже упоминалось выше, в ловушке площади S для бозе-частиц с фактором спинового вырождения g_s и при концентрации N_{2D} выражение для критической температуры имеет вид: $T_c \approx 2\pi\hbar^2 N_{2D}/mg_s k_B \ln(SN_{2D}/g_s)$ [24], – что близко к линейной зависимости от N_{2D} в области больших плотностей.

Ранее подобные измерения такой фазовой диаграммы были выполнены для диполярных экситонов в структуре с ДКЯ GaAs/AlGaAs в работе [157]. В такой структуре из-за большого содержания дефектов и, как следствие, слишком высокого порога подвижности экситонов, не удалось провести измерения с достаточно низкими плотностями свободных экситонов при $T < 1$

К. В исследуемой структуре с одиночной КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм дефектов оказалось существенно меньше. Поэтому в данном случае удалось вести работу со свободными экситонами, т. е. выше порога подвижности, вплоть до 0.45 К. Как следствие, линейная экстраполяция фазовой границы в область еще более низких температур и малых экситонных плотностей на рисунке 46 оказывается непосредственно в начале координат. На рисунке 46, кроме аппроксимации прямой линией, приведена кривая, которая представляет собой результат подгонки по формуле:

$$T_c = 2\pi\hbar^2(N_{ex} - N_{me})/mk_B W(2S(N_{ex} - N_{me})/\pi). \quad (15)$$

Здесь N_{me} – концентрация на краю подвижности (mobility edge), которая соответствует заполнению всех потенциальных минимумов, связанных с флуктуациями случайного потенциала и выше которой экситоны становятся подвижными. $W(x)$ – функция Ламберта – специальная функция, описывающая решение уравнения $x = W(x)e^{W(x)}$. Ее приходится использовать при малых значениях аргумента x . При больших значениях x выражение (15) переходит в хорошо известную формулу (3). Найденные величины для двух подгоночных параметров: линейный размер ловушки $\sqrt{S} \approx 0.2$ мкм и $N_{me} \approx 2 \cdot 10^9$ см⁻², – представляется разумными, однако значение результатов расчета, в котором совершенно не учитывается межэкситонное взаимодействие, не стоит переоценивать.

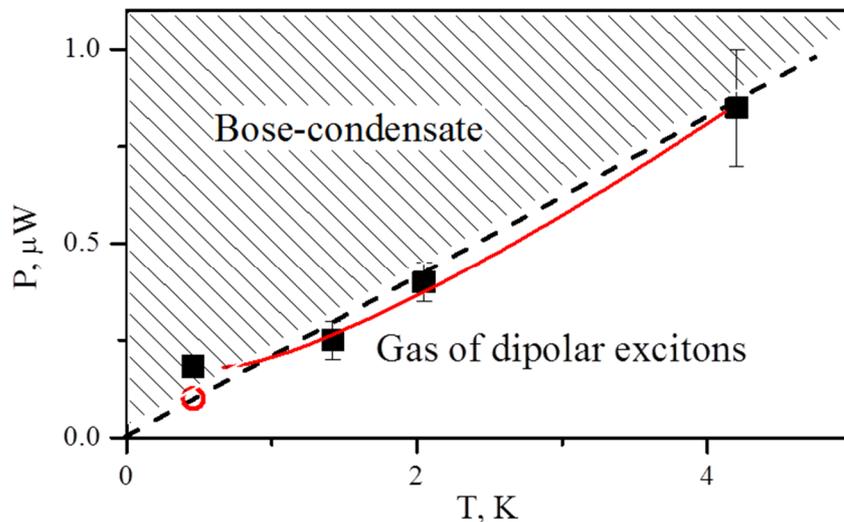


Рисунок 46. Фазовая диаграмма бозе-конденсации диполярных экситонов в кольцевой ловушке в координатах «мощность фотовозбуждения $P_{659\text{nm}}$ – температура T ». Мощность подбарьерного лазера $P_{782\text{nm}} = 10$ мкВт. Квадраты отвечают порогу конденсации, найденному по вырастанию узкой спектральной линии. При $T = 0.45$ К кружком показан порог, оцененный по положению максимума 2-фотонного коррелятора в функции накачки (см. раздел 4.3.3). Пунктир – аппроксимация прямой, сплошная кривая – результат подгонки с применением функции Ламберта.

На рисунке 47 сведены вместе в двойных логарифмических координатах результаты измерения фазовой диаграммы для диполярных экситонов в ДКЯ из работы [157] и в широкой одиночной КЯ из данной работы. Качественно они в этом виде очень похожи. Основное разли-

чие состоит в том, что в широкой КЯ зависимость гораздо ближе к ожидаемому линейному закону (пунктирная прямая), тогда как в ДКЯ – это скорее $T^{3/2}$, как уже было замечено в [157].

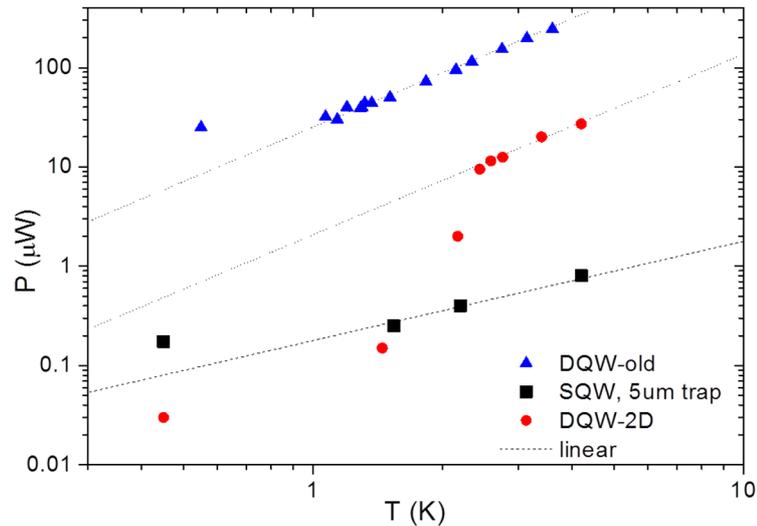


Рисунок 47. Фазовая диаграмма БЭК дипольных экситонов в широкой одиночной КЯ и кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм (квадраты), в ДКЯ и естественной ловушке [157] (треугольники), в ДКЯ без ловушки – однородное пятно фотовозбуждения, полупрозрачный затвор Шоттки (кружки).

Показательно сравнение с результатами подобных измерений, полученными для дипольных экситонов в ДКЯ без применения латеральной ловушки, в однородном пятне фотовозбуждения $\varnothing 30$ мкм через полупрозрачный затвор Шоттки. В этом случае наблюдается гораздо более резкий рост пороговой мощности накачки в области температур 1.5-2 К с последующим переходом к наклону $\sim T^{1.8}$ (точечные прямые). Можно предположить, что в отсутствии ловушки фиксированного размера повышение температуры ведет к заполнению носителями все большего количества сообщающихся между собой доменов в структуре случайного потенциала. Фактически, размер резервуара, в котором накапливаются экситоны, растет с температурой, а вместе с ним растет пороговая концентрация и пороговая мощность накачки.

4.2. Пространственное распределение экситонной люминесценции

На рисунках 48(a-e) и 48(d-h) показано, как симметричная структура пятен люминесценции дипольных экситонов, наблюдаемая в окне $\varnothing 5$ мкм, меняется при варьировании, соответственно, мощности накачки и температуры. Видно, что при минимальном фотовозбуждении, когда средняя концентрация экситонов ниже 10^9 см $^{-2}$, распределение люминесценции почти бесструктурно и интенсивность практически однородно распределена в пределах окна (рисунок 48a). При увеличении накачки появляется дискретная структура из 4-х пятен, расположенных эквидистантно вдоль периметра окна (рисунок 48b). Размеры пятен близки к пространственному разрешению оптической системы, ~ 1.5 мкм, а их геометрическая конфигурация привязана к кристаллографии: пары пятен расположены на противоположных концах диаметров, ориенти-

рованных вдоль направлений $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ в плоскости структуры – (001) . С ростом накачки, выше 2-3 мкВт, интенсивность люминесценции перераспределяется между парами пятен вдоль диаметра (рисунок 48с): видно, что пара пятен, расположенная вдоль вертикали, менее яркая, чем горизонтальная пара. При еще больших накачках пятна свечения размываются вдоль края окна (рисунок 48d) и постепенно превращаются в бесструктурное светящееся кольцо (рисунок 48е). Увеличение температуры выше 4 К приводит к ослаблению контраста пятен (рисунки 48g,h), а при $T > 6$ К вся структура пятен постепенно исчезает и остается только распределение в виде однородного бесструктурного кольца (рисунки 48i,j).

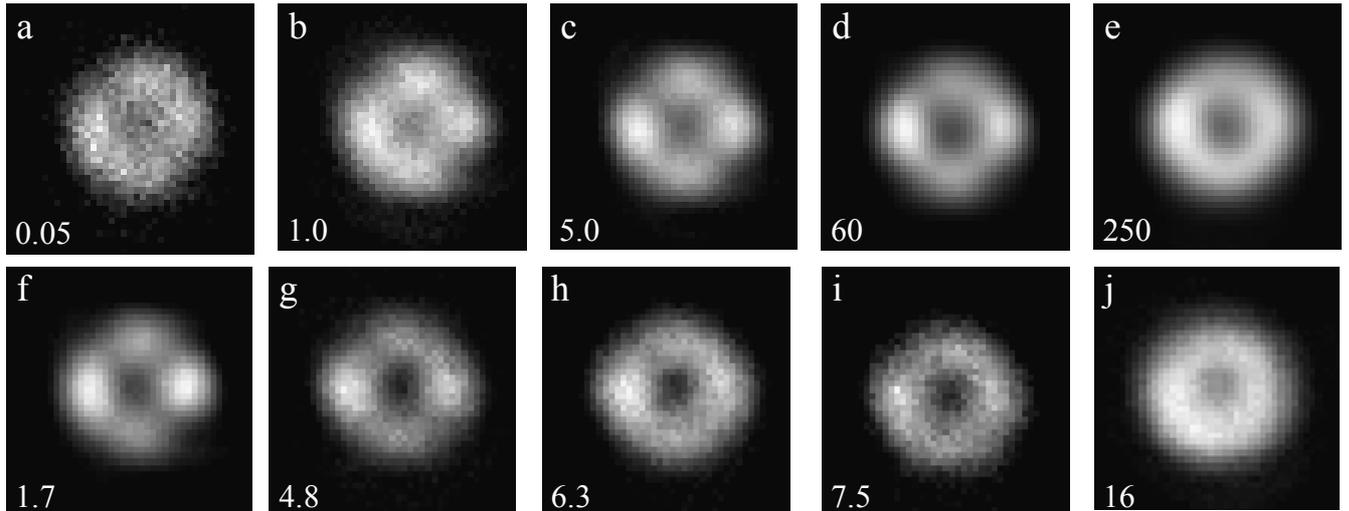


Рисунок 48. Эволюция пространственного распределения люминесценции дипольных экситонов внутри окна $\varnothing 5$ мкм в непрозрачном затворе Шоттки в зависимости от мощности накачки P_{He-Ne} [мкВт] при постоянной температуре $T = 1.7$ К (a - e) и в зависимости от температуры T [К] при постоянной накачке $P_{He-Ne} = 5$ мкВт (f - j). Напряжение на затворе $U = +1.46$ В. Ориентация краев кадра соответствует направлениям типа $\langle 110 \rangle$ в плоскости $\{001\}$.

Контраст пятен в обнаруженных пространственно-периодических структурах люминесценции в условиях БЭК дипольных экситонов оказался очень чувствительным к температуре.

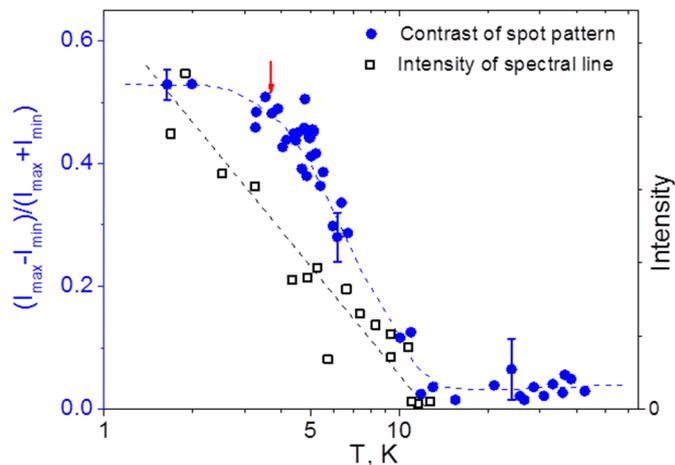


Рисунок 49. Спадание видности пятен люминесценции (кружки) и интенсивности спектральной линии люминесценции дипольных экситонов (квадраты) в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм с ростом температуры T .

Количественно контраст удобно характеризовать видностью, определяемой по стандартной формуле $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$, где I_{\max} и I_{\min} – максимальная интенсивность люминесценции, внутри пятен, и минимальная интенсивность по периметру кольца, в области между пятнами, соответственно. При температуре выше критической T_c , когда узкая линия диполярных экситонов полностью исчезает, видность также становится близкой к нулю (см. рисунок 49) – пространственно-периодические структуры люминесценции полностью размываются и распределение экситонов по периметру ловушки становится однородным.

Пространственно-периодические структуры люминесценции в условиях БЭК диполярных экситонов можно наблюдать не только в круглой кольцевой электростатической ловушке, но и в окнах иной формы. На рисунке 50 представлены изображения пространственно-периодических структур пятен свечения, полученные при фиксированной накачке P с относительно небольшим превышением над порогом и температуре $T = 1.6$ К в ловушках, формирующихся вдоль периметра квадрата, треугольника, прямоугольника, а также касающиеся друг друга пар фигур. Легко заметить, что при наличии углов в них обязательно находятся более яркие пятна люминесценции, и это связано, по-видимому, с дополнительной электростатической концентрацией поля в таких местах. В парах касающихся фигур явно заметны эффекты взаимодействия: яркость пятна в области соприкосновения может оказаться как подавленной (см. рисунок 50e), так и, наоборот, усиленной (50g). Не исключено, что взаимодействие происходит через поля упругих напряжений вблизи отверстий, но это предположение требует специальной проверки. Никаких спектральных аномалий в точках соприкосновения отверстий не наблюдалось. Пятна на протяженных однородных участках периметра либо вообще отсутствуют (рисунки 50b,d), либо менее яркие (рисунок 50c). В случае круглых отверстий наибольший контраст пятен наблюдается при $\phi 5-7$ мкм, а с увеличением размера ≥ 10 мкм видность пятен быстро ослабевает. Основная часть экспериментов данной главы выполнена именно с кольцевой ловушкой $\phi 5$ мкм, в некоторых случаях – $\phi 7$ мкм. Структура эквидистантно расположенных пятен свечения наблюдается только в условиях электрической нейтральности. При нарушении оптимального соотношения мощностей над- и подбарьерного лазеров, а также и при больших приложенных напряжениях, когда в системе накапливается большое количество нескомпенсированных зарядов, картина люминесценции превращается в бесструктурное кольцо.

Приведенные выше пространственные конфигурации пятен люминесценции в окнах микронных масштабов (2-20 мкм) всегда воспроизводятся при измерениях в идентичных условиях. При этом нельзя отрицать воздействия на эти картины случайного потенциала, присутствующего в исследованных образцах. Различие между индивидуальными ловушками одного и того же размера чаще всего выражается в асимметрии пространственного распределения яркости при сохранении общего числа пятен, реже – в смещении положения пятен вдоль периметра

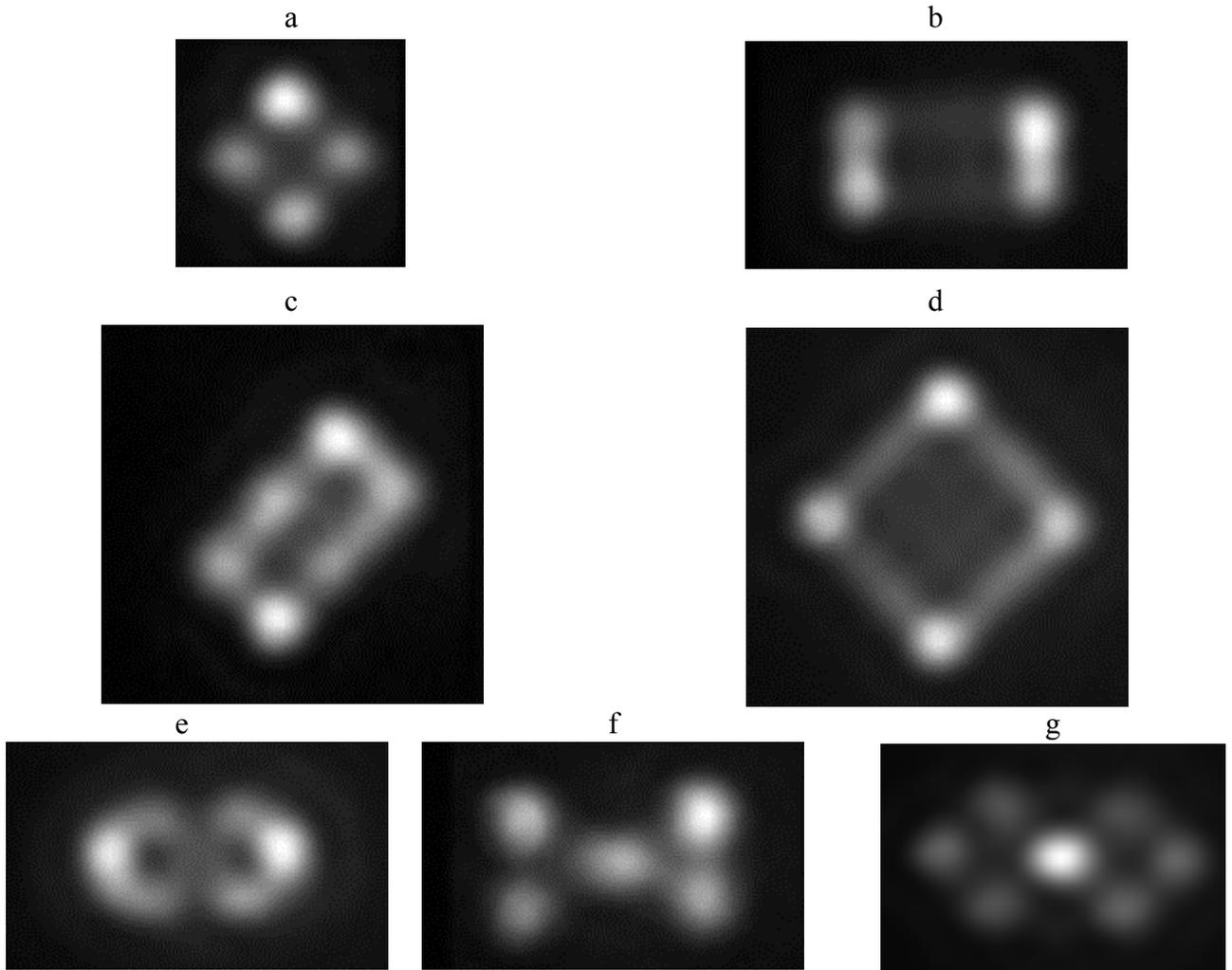


Рисунок 50 [162]. Пространственно-периодические картины люминесценции в условиях БЭК дипольных экситонов в латеральных ловушках, образованных по периметру различного вида отверстий в затворе Шоттки на поверхности гетероструктуры: квадрат 5 мкм (а), прямоугольник 5x10 мкм (b) и (c), квадрат 10 мкм (d), пары касающихся кругов \varnothing 5 мкм (e), треугольников со стороной 7 мкм (f) и квадратов 5 мкм (g).

и уж совсем редко – в появлении дополнительных пятен. Роль случайного потенциала гораздо сильнее проявляется в структурах с ДКЯ. В образцах с одиночной КЯ шириной 25 нм конфигурации пятен отличаются большей регулярностью и симметрией, хотя индивидуальные отличия конкретных ловушек все равно присутствуют. Совершенно очевидно, что случайный потенциал не является определяющей первопричиной закономерного формирования пространственно-периодических структур люминесценции вдоль периметра отверстий в затворе Шоттки.

Пространственные распределения люминесценции межъямных экситонов в форме, близкой к кольцевой, с фрагментарной аксиальной структурой по кольцевому контуру наблюдалась ранее в ДКЯ [66], а совсем недавно и в одиночной широкой КЯ [106]. Такие кольцевые структуры свечения появлялись при достаточно мощном сфокусированном лазерном возбуждении, а размеры структур достигали сотен микрон. Их происхождение связано с процессами обеднения

электронами и экранирования приложенного электрического поля в области лазерной накачки, а также встречным дрейфом электронов и дырок, который возникал в этих условиях. Поэтому между результатами [66, 106] и экспериментальными наблюдениями пятен люминесценции в кольцевой ловушке вряд ли имеется прямая связь.

Далее, в экспериментах с фокусированной лазерной накачкой всегда возникает поток неравновесных фононов (фононный ветер) из области фотовозбуждения, который увлекает носители заряда и экситоны [165]. В этих условиях возникают центросимметричные, пространственно-протяженные картины люминесценции, отражающие линейные размеры фононного увлечения в кристаллической среде, и эти размеры отличаются в различных кристаллографических направлениях [166]. В нашем случае накачки невелики, и, самое главное, в рамках концепции фононного ветра непонятна критичность наблюдаемого явления к температуре.

Наконец, на прохождение люминесценции через малые отверстия могут оказывать влияние поверхностные плазмоны металлической маски (поляритонный эффект). Однако при увеличении размера окна это влияние должно быстро ослабевать, и, кроме того, должно отсутствовать критическое поведение от накачки и температуры.

4.3. Угловое распределение экситонной люминесценции

Результаты оптического фурье-преобразования – преобразования из реального пространства (r -пространство) в импульсное (k -пространство) – для экситонной люминесценции внутри окна $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки приведены на рисунке 51. Разумеется, здесь речь идет о компоненте импульса (или волнового вектора) в плоскости КЯ: $k_{\parallel} = |k| \cdot \sin\phi$, где ϕ – угол между направлением распространения волны и нормалью. На рисунке 51 показаны попарно пространственное и угловое распределения люминесценции с края (рисунки 51a,b) и из центра (рисунки 51c,d) отверстия. Угловое распределение люминесценции из центра отверстия – однородно и заполняет, фактически, всю апертуру объектива, принимающего излучение от образца. В фурье-образах пространственно-периодической структуры из 4-х пятен люминесценции для диполярных экситонов в кольцевой ловушке на краю отверстия отчетливо видны результаты деструктивной и конструктивной интерференции. Распределение люминесценции в дальней зоне напоминает «негатив» от распределения интенсивности свечения в реальном пространстве – налицо явная корреляция, что свидетельствует в пользу крупномасштабной когерентности в системе.

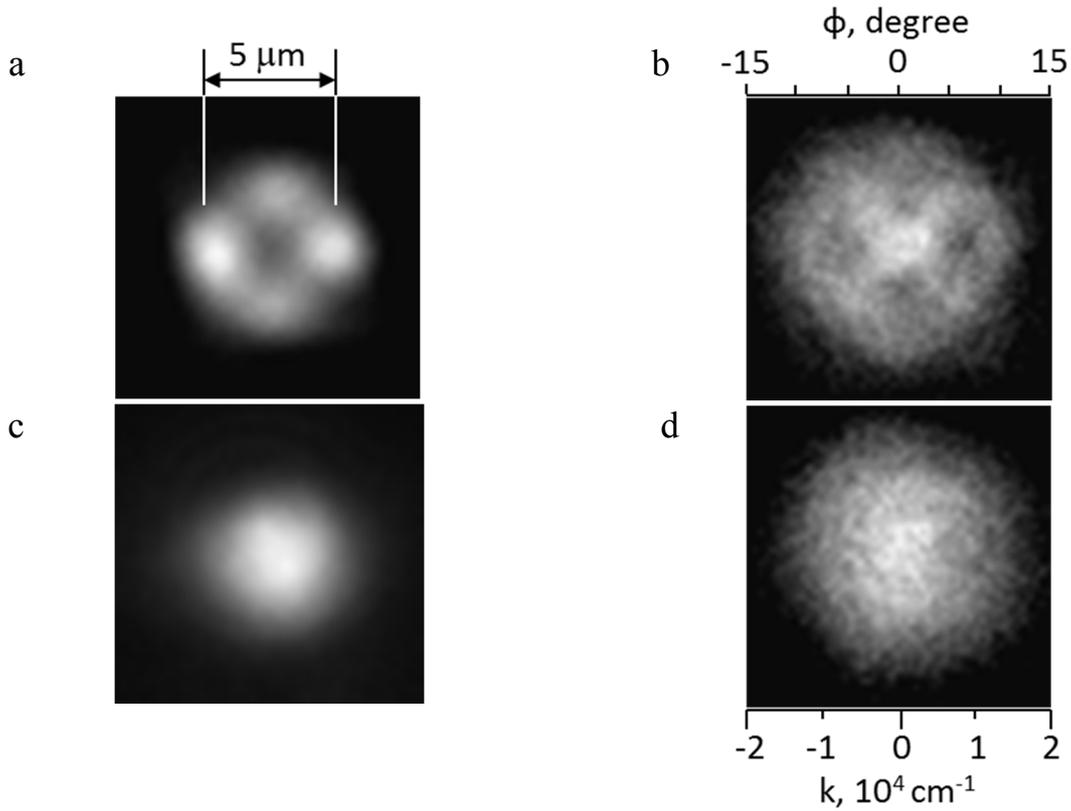


Рисунок 51. Распределение в реальном (a, c) и импульсном (b, d) пространстве экситонной люминесценции на краю (a, b) и в центре (c, d) отверстия $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки.

Рисунок 52 иллюстрирует, как эволюционируют распределения в r - и k -пространстве при повышении интенсивности оптической накачки. Видно, что, пока сохраняется картина пятен люминесценции по периметру кольцевой ловушки, остается и «комплементарная» картина, имеющая вид креста с максимумом в центре – в угловом распределении. Естественно также, что Фурье-образ пространственно-периодической структуры люминесценции при увеличении температуры $T \geq 5K$ размывается и становится бесструктурным.

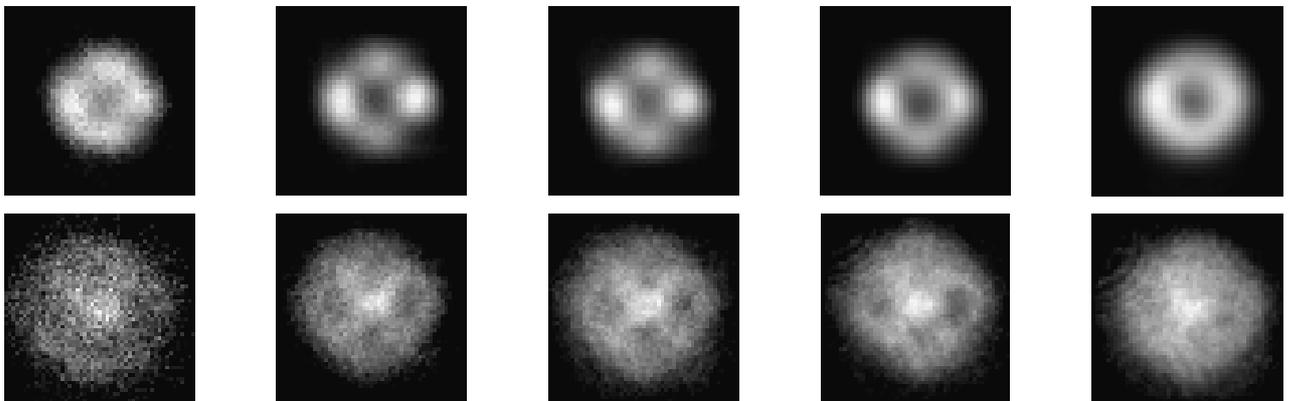


Рисунок 52. Распределение в реальном (верхний ряд) и импульсном (нижний ряд) пространстве люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм при мощности накачки (слева направо) $P_{\text{HeNe}} = 0.5, 5, 10, 50$ и 250 мкВт.

Максимум в центре свидетельствуют о концентрации излучения вблизи нормали к поверхности – можно говорить о пространственной направленности люминесценции из кольцевой ловушки. На рисунке 53 показано, как профиль углового распределения этой люминесценции меняется с ростом мощности оптической накачки. При самых малых накачках он имеет колоколообразный вид и заполняет угловую апертуру объектива, использовавшегося для оптического Фурье-преобразования, $\approx 28^\circ$. С наращиванием накачки вблизи нормали вырастает максимум с угловой шириной $\approx 9^\circ$. В случае когерентного светового источника диаметром D угловая апертура $\Delta\phi$, характеризующая направленность излучения, по порядку величины должна быть близка к λ/D . В нашем случае, когда длина волны излучения $\lambda \approx 0.8$ мкм, а диаметр излучающего кольца $D \approx 5$ мкм, получается $\Delta\phi \approx 0.16$, т. е. те же 9° , что также является доводом в пользу крупномасштабной когерентности, хотя точное совпадение, скорее всего, является случайным. Кроме того, нужно заметить, что ширина вырастающего углового максимума дает ширину в пространстве импульсов $\Delta k_{||} \approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, что, с одной стороны, близко по порядку величины к обратному размеру излучателя и заставляет вспомнить о соотношении неопределенности ($\Delta k \cdot \Delta r \sim 1$), а с другой – гораздо меньше теплового импульса $k_{th} = (2mk_B T)^{1/2}/\hbar \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ при $T = 2 \text{ К}$. Таким образом, обнаруженное угловое распределение на качественном уровне вполне соответствует картине конденсации части экситонов вблизи нулевых значений импульса. Правда, доля этих экситонов невелика: основная часть люминесценции излучается в виде фона с широким угловым распределением, - но это согласуется и со спектральными данными. Действительно, из рисунка 45а видно, что интенсивность узкой спектральной линии, пороговым образом выра-

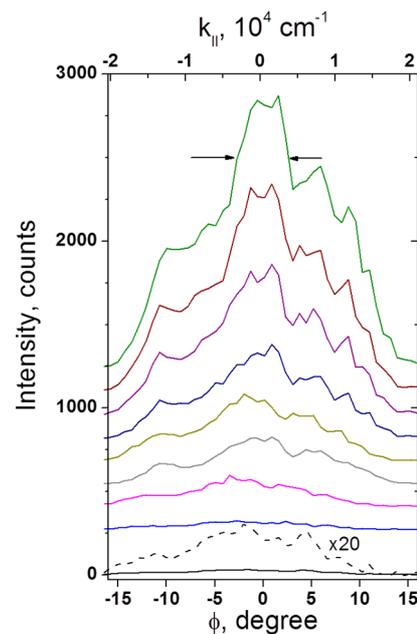


Рисунок 53 [158]. Угловое распределение в дальней зоне излучения дипольных экситонов из кольцевой ловушки при мощности накачки (снизу вверх) $P_{\text{HeNe}} = 3, 5, 10, 15, 20, 30, 50, 70$ и 100 мкВт.

тающей с накачкой, в лучшем случае равна интенсивности фона, на котором она наблюдается, а по соотношению площадей под спектральными контурами ее вклад еще меньше. Другими словами, конденсат сильно обеднен и основную часть составляют надконденсатные частицы.

В теоретической работе [167] было показано, что при бозе-конденсации межъямных экситонов в латеральной ловушке в особенностях углового распределения интенсивности люминесценции благодаря деструктивной и конструктивной интерференции может проявиться вихревой характер конденсата. Приведенные в этой статье соотношения картин конфигурации вихрей в реальном пространстве и распределения люминесценции в дальней зоне практически совпадают с наблюдаемым в нашем случае соотношением конфигурации четырех ярких, эквидистантно расположенных по периметру 5-микронного окна, пятен люминесценции и углового распределения, полученного в результате оптического фурье-преобразования. Нельзя исключить, что обнаруженные пространственно-периодические конфигурации пятен люминесценции отражают вихревой характер сильно взаимодействующей бозе-системы диполярных экситонов. С другой стороны, вблизи окна могут существовать заметные механические напряжения. Их анизотропия приведет к модуляции профиля ловушки вдоль периметра кольца и формированию минимумов потенциала, положение которых естественным образом будет привязано к выделенным кристаллографическим направлениям в плоскости КЯ.

4.4. Линейная поляризация

С люминесценцией диполярных экситонов в кольцевой ловушке около отверстия в затворе Шоттки связано еще одно интересное явление. Оказалось, что люминесценция пятен частично линейно поляризована: плоскость поляризации перпендикулярна поверхности структуры и ориентирована в окне радиально. Возможное объяснение этого явления основывается на радиальной асимметрии формы потенциальной ловушки: профиль потенциала со стороны отверстия и со стороны металла, скорее всего, разный. В этих условиях статические экситонные диполи могут отклоняться от нормали и оказываться несколько наклоненными в радиальном направлении. При этом, естественно, возникает радиальная проекция дипольного момента в плоскости, что может быть одним из объяснений линейной поляризации люминесценции. Кроме того, вблизи края металла направления вдоль края и параллельно ему неэквивалентны, и это тоже может объяснять, почему интенсивнее оказывается радиальная компонента электромагнитной волны, у которой компонента электрического поля направлена по нормали к металлу.

На рисунке 54 показано, как выглядит пространственное распределение люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке в двух ортогональных линейных поляризациях, причем на рисунках 54a,b представлены «плоские» топограммы, а на рисунках 54c,d – соответствующие 3-х мерные псевдоизображения. Направления линейной поляризации привязаны к

ориентации подложки гетероструктуры: они параллельны кристаллографическим направлениям типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$ в плоскости (001). Плоскости типа (110) являются в GaAs плотноупакованными плоскостями спайности, вдоль которых возможно механическое скалывание кристалла. Соответственно, края исследуемых (прямоугольных) образцов всегда были ориентированы вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$. Из рисунка 54 видно, что при направлении линейного поляризатора вдоль $\langle 110 \rangle$ излучение ориентированной вдоль вертикали пары пятен подавлено, а в поляризации вдоль $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$ – обе пары имеют примерно одинаковую интенсивность. Причина такой неэквивалентности может быть связана с поляризующим эффектом наклонного металлического зеркала (см. схему на рисунке 5). Возможно, есть и другие факторы (например, внутренние напряжения в образце), выяснение которых выходит за рамки данной работы.

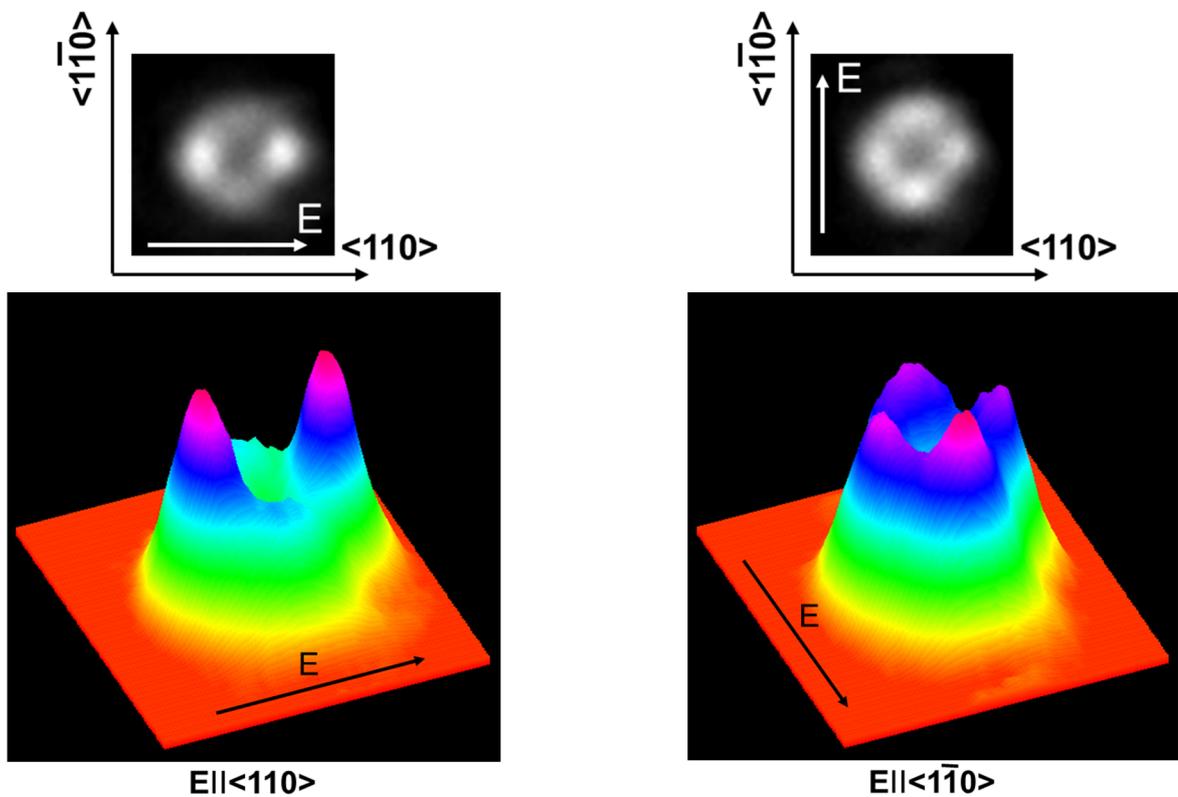


Рисунок 54. Пространственное распределение люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке $\varnothing 5\text{мкм}$ при двух ортогональных направлениях линейного поляризатора: вдоль $\langle 110 \rangle$ и $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$. $P_{TiSp}=140\text{ мкВт}$, $P_{He-Ne}=50\text{ мкВт}$, $U=+1.46\text{ В}$, $T=1.7\text{ К}$.

Рисунки 54с,d еще раз демонстрируют обедненность экситонного конденсата в кольцевой ловушке: максимумы интенсивности, соответствующие ярким пятнам в картине люминесценции, наблюдаются на фоне однородного кольцевого фона. В результате при попытке измерения угловой индикатрисы – зависимости интенсивности спектральной линии дипольного экситона от угла поворота линейного поляризатора – для каждого из пятен люминесценции в отдельности получается результат, приведенный на рисунке 55а. Извлекаемая отсюда степень

линейной поляризации не превышает 20% и очевидно, что для получения более корректных значение нужно уметь правильным образом учесть вклад практически неполяризованного фона.

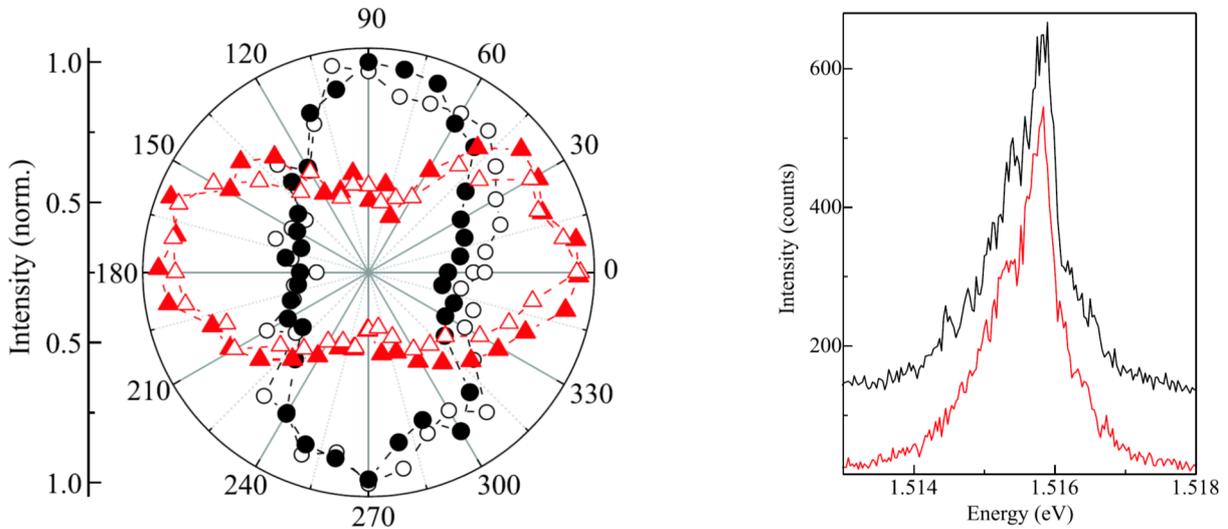


Рисунок 55 [168]. (а) Полярная диаграмма интенсивности люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм – зависимость от угла поворота линейного поляризатора – для верхнего и нижнего (треугольники) и левого и правого (кружки) пятен люминесценции на рисунке 10; угол 0° отвечает направлению $\langle 110 \rangle$ – вдоль спектральной щели. (б) Спектры люминесценции, измеренные отдельно для верхнего и нижнего пятен люминесценции. $P_{TiSp}=70$ мкВт. $P_{He-Ne}=50$ мкВт. $U=+1.46$ В. $T=1.7$ К.

Для этого нужно перейти к измерению линейно поляризованных спектров люминесценции, но прежде стоит подчеркнуть, что спектры люминесценции, измеренные в идентичных условиях из разных пятен в каждой паре, ориентированной вдоль вертикали или горизонтали, совпадают с большой точностью. Такое сравнение спектров для двух пятен люминесценции, пространственно разнесенных вдоль вертикального диаметра окна, приведено на рисунке 55b. Измерения спектров выполнялось в условиях, когда из увеличенного ($\times 20$) изображения одиночного пятна люминесценции с помощью круглой диафрагмы $\varnothing 20$ мкм вырезалась только центральная часть, соответствующая дну ловушки. Эта процедура позволяла минимизировать вклад рассеянной люминесценции от областей вне ловушки. Полная идентичность сравниваемых спектров означает, что диполярные экситоны, накапливаемые в пространственно разнесенных областях кольцевой ловушки, тождественны. Следует помнить, что тождественность бозе-частиц – это условие, принципиально необходимое для осуществления бозе-эйнштейновской конденсации.

На рисунке 56 показано, как ведут себя при вариации мощности фотовозбуждения спектры люминесценции экситонов внутри отверстия в затворе Шоттки: как в ярких пятнах свечения диполярных экситонов, накапливаемых в латеральной кольцевой ловушке (линия I), так и в центральном пятне – спектры «прямых» экситонов (D-линия). Совпадение спектров от разных пятен в вертикальной или горизонтальной паре (рисунок 55b) позволило проводить измерения

таким образом, что спектральная щель вырезала из спроецированного на нее изображения пару пятен, ориентированную вдоль щели, а спектры регистрировались для двух линейных поляризаций: (\parallel) – параллельной и (\perp) – перпендикулярной щели. Ориентация образца была такова, что в плоскости КЯ этому соответствовали кристаллографические направления $\langle 110 \rangle$ и $\langle 1\bar{1}0 \rangle$.

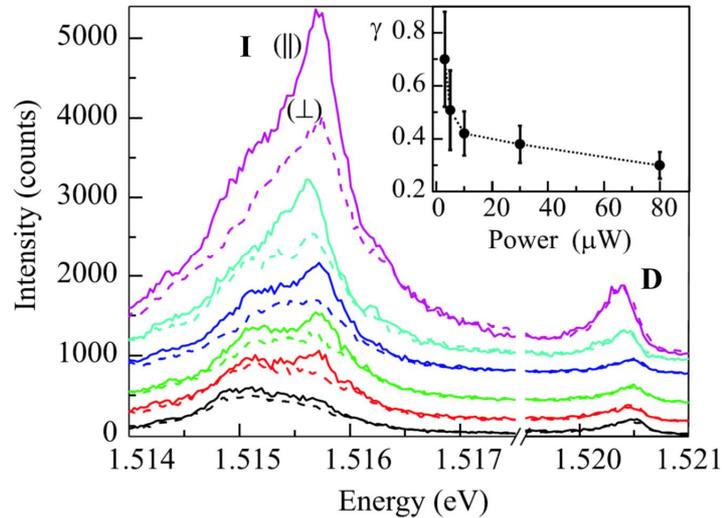


Рисунок 56 [168]. Спектры люминесценции из пары пятен внутри отверстия $\varnothing 5 \mu\text{м}$ (верхнее и нижнее на рисунке 10) с линейной поляризацией параллельно (\parallel) - сплошные кривые) и перпендикулярно (\perp) - пунктирные кривые) спектральной щели. Фотовозбуждение одновременно Ti-Sp- (мощность $P_{\text{Ti-Sp}}=70 \mu\text{Вт}$) и He-Ne-лазерами ($P_{\text{He-Ne}} = 1.5, 3, 5, 10, 30$ и $80 \mu\text{Вт}$ снизу вверх, соответственно). Диаметр лазерного пятна на образце $\approx 50 \mu\text{м}$. Приложенное напряжение $U = +1.46 \text{ В}$. $T = 1.7 \text{ К}$.

Как уже было показано выше, БЭК дипольных экситонов проявляется в спектрах люминесценции в пороговом вырастании в спектрах узкой линии при увеличении мощности фотовозбуждения, которая вблизи порога конденсации растет сверхлинейно [26, 126, 129]. На рисунке 56 видно, что ниже порога в спектрах люминесценции дипольных экситонов, измеренных для двух состояний линейной поляризации: (\parallel) и (\perp), – наблюдается только бесструктурная полоса, шириной около 1 эВ, которая связана с локализованными экситонами в самой ловушке и вблизи нее. Эта бесструктурная полоса около порога, в пределах экспериментальной точности, не поляризована. При увеличении накачки на фиолетовом крае бесструктурной полосы пороговым образом вырастает узкая линия I, в данном случае шириной $< 300 \text{ мкэВ}$, соответствующая бозе-конденсату дипольных экситонов (см. также [129, 158]). Из рисунка 56 с очевидностью следует, что эта линия сильно линейно поляризована: компонента (\parallel), параллельная кристаллографическому направлению $\langle 110 \rangle$, много сильнее перпендикулярной компоненты (\perp), параллельной $\langle 1\bar{1}0 \rangle$. В то же время измеренная в таких же экспериментальных условиях линия люминесценции прямых экситонов D вблизи 1.5205 эВ не поляризована. Для определения степени линейной поляризации узкой линии, соответствующей экситонному конденсату, использовалась стандартная процедура разделения спектральных контуров этой линии и бес-

структурного континуума под ней. На вставке к рисунку 5б показана зависимость от мощности фотовозбуждения степени линейной поляризации γ линии экситонного конденсата, которая, как обычно, вычислялась по формуле: $\gamma = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$, – где I_{\parallel} и I_{\perp} – интенсивности линии \mathbf{I} в одной и другой поляризациях. Наибольшая степень линейной поляризации наблюдается вблизи порога конденсации: $\gamma \approx 70\%$. В этой области из-за малой величины сигнала ошибка измерений наибольшая. При увеличении мощности возбуждения степень поляризации уменьшается, что естественно связать с ростом температуры при возрастании накачки и дополнительным обеднением конденсата вследствие тепловых возбуждений.

Таким образом, кратко полученные результаты, связанные с обнаружением линейной поляризации экситонной люминесценции в эквидистантной структуре пятен свечения в кольцевой ловушке в условиях, отвечающих БЭК дипольных экситонов, сводятся к следующему: 1) ниже порога конденсации люминесценция не поляризована; 2) выше порога БЭК по накачке люминесценция линейно поляризована со степенью поляризации γ до 70%; 3) плоскость линейной поляризации в каждом пятне ориентирована радиально, вдоль кристаллографического направления типа $\langle 110 \rangle$ в плоскости $\{001\}$; 4) возникающая спонтанным образом линейная поляризация никоим образом не связана с состоянием поляризации возбуждающих лазеров (нерезонансное фотовозбуждение гораздо выше ширины запрещенной зоны).

Для объяснения природы наблюдаемого явления необходимо вспомнить, что в GaAs состояния экситонов на тяжелых дырках, если пренебречь обменным электронно-дырочным взаимодействием, являются четырехкратно вырожденными по угловому моменту. Проекция полного углового момента вдоль направления Z , перпендикулярного гетерослоям, составляют $m = S_{e,z} + J_{h,z} = \pm 1$ для оптически активных «светлых» (*bright*) экситонов и $m = \pm 2$ для оптически неактивных в дипольном приближении «темных» (*dark*) экситонов. Спиновый гамильтониан для экситонов в GaAs квантовых ямах, согласно [169-171], можно записать в следующем виде:

$$\hat{H} = a_Z \mathbf{J}_{h,z} \cdot \mathbf{S}_{e,z} + \sum b_i \mathcal{J}_{h,i}^3 \cdot \mathbf{S}_{e,i} \quad (16)$$

Во втором слагаемом гамильтониана индекс i характеризует направления X , Y и Z . Излучательные состояния с $m = \pm 1$ и безызлучательные состояния с $m = \pm 2$ расщеплены в соответствии со слагаемым обменного взаимодействия $E_{ex} = 1.5a_Z + 3.375b_Z$ (аналог синглет-триплетного расщепления). Если удерживающий потенциал в 2D-плоскости асимметричен ($b_X \neq b_Y$), то такая асимметрия, согласно второму слагаемому в гамильтониане, приводит к анизотропному обменному электрон-дырочному взаимодействию. Анизотропное обменное взаимодействие расщепляет дипольные экситонные состояния с проекциями углового момента $m = \pm 1$ (в принципе, по этой же причине должны расщепляться состояния с проекциями момента $m = \pm 2$). В результате анизотропного обмена оптически активные расщепленные состояния оказы-

ваются линейной комбинацией состояний с проекциями углового момента $m = \pm 1$, а именно: $|L_{1/2}\rangle = (\alpha|+1\rangle \pm \beta|-1\rangle) / \sqrt{2}$, при этом отношение $\alpha/\beta \cong 1$. Смешивание состояний, в конечном итоге, приводит к тому, что вырождение основного экситонного состояния с проекциями углового момента $m = \pm 1$ снимается, а расщепленные компоненты проекций соответствующего углового момента оказываются в спектрах линейно поляризованными взаимно перпендикулярно. Анизотропный удерживающий потенциал в GaAs/AlGaAs гетероструктурах (в квантовых ямах, квантовых точках) оказывается ориентированным вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ или $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$ в кристаллографической плоскости $\{001\}$. Поэтому расщепленные компоненты должны быть линейно поляризованы вдоль ортогональных направлений: $\langle 110 \rangle$ либо $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$, – что и наблюдается экспериментально.

Эффект анизотропного обменного электрон-дырочного взаимодействия и связанного с ним расщепления основного экситонного состояния на тяжелых дырках на две линейно поляризованные ортогональные компоненты наблюдался ранее в одиночных InGaAs квантовых точках [172]. В случае GaAs/AlGaAs квантовых ям шириной 25 нм это расщепление чрезвычайно мало, менее 50 мкэВ, т. е. в обсуждаемых экспериментах существенно меньше $k_B T$ [173]. Поэтому из-за неоднородного уширения спектров такое расщепление и связанная с ним линейная поляризация спиновых компонент не должны наблюдаться ниже порога бозе-конденсации. Однако выше порога конденсации в системе взаимодействующих диполярных экситонов начинает преимущественно заполняться нижайшее из расщепленных состояний. Как следствие макроскопического заполнения нижнего отщепленного состояния люминесценция бозе-конденсата, наблюдаемая в спектрах, должна быть линейно-поляризованной с преимущественной ориентацией вдоль направления типа $\langle 110 \rangle$. При увеличении температуры из-за “обеднения” конденсата вследствие термических возбуждений степень поляризации линии люминесценции, соответствующей экситонному конденсату, должна уменьшаться. Это соответствует экспериментальным наблюдениям, представленным на вставке к рисунку 56: с ростом оптической накачки, которая всегда приводит к возрастанию температуры в экситонной системе [127, 158], степень поляризации люминесценции экситонного конденсата уменьшается.

Бозе-конденсация в рассматриваемом случае происходит спонтанно в резервуаре взаимодействующих межъямных экситонов. В этой связи можно предположить, что обнаруженная линейная поляризация в спектрах люминесценции конденсированной фазы является одним из проявлений спонтанного нарушения симметрии в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов в латеральной ловушке. Такое же явление резкого возрастания степени линейной поляризации в спектрах люминесценции характерно для двумерных экситонных поляритонов в микрорезонаторе при превышении порога бозе-конденсации по накачке [99, 100]. В объемном

GaN-микрорезонаторе с пониженной степенью оптической анизотропии удалось наблюдать хаотическое поведение во времени направления линейной поляризации в конденсате поляритонов – явное выражение спонтанного нарушения симметрии в исходно изотропной системе [174].

4.5. Кинетика

Результаты измерения кинетики люминесценции экситонов из окна $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки с помощью скоростной стрик-камеры приведены на рисунке 57. Из него следует, что при нулевых задержках относительно лазерного импульса накачки наблюдается люминесценция только прямого экситона на тяжелой дырке (1s HH) и слабый сигнал “горячей” люминесценции прямого экситона на легкой дырке (1s LH). Хотя данные измерения проводились без пространственного разрешения, из предыдущих разделов известно, что эта люминесценция наблюдается из центральной части окна, где электрическое поле минимально. Люминесценция дипольных экситонов (линия I) происходит из кольцевой ловушки вдоль периметра окна. Эта линия появляется в спектре и достигает своей максимальной интенсивности при задержке около 0.5 нс, что связано, по-видимому, с процессами диффузии таких экситонов в кольцевую ловушку и их релаксацией по энергии. Согласно прямым измерениям кинетики в условиях ис-

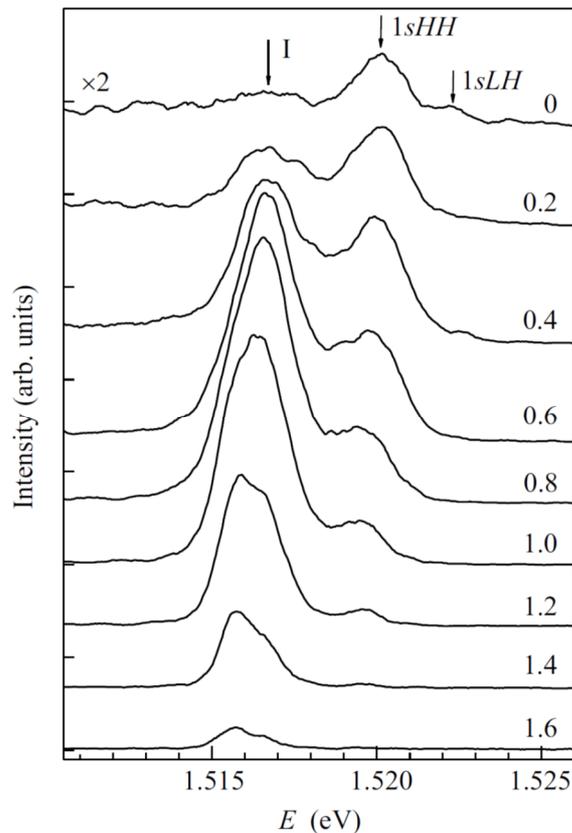


Рисунок 57 [127]. Эволюция во времени спектров люминесценции дипольных (линия I) и прямых (1sHH, 1sLH) экситонов в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм при импульсном фотовозбуждении. Справа – величины задержек в нс. Длительность лазерного импульса – 200 пс, средняя мощность лазера – 1 мкВт, частота – 10 МГц, $U = +1.46$ В, $T = 2$ К.

пользованных электрических смещений, соответствующих работе [129], время жизни дипольных экситонов в одиночной КЯ составляет около 1 нс, что в несколько раз короче времени жизни таких экситонов в случае ДКЯ при эквивалентных приложенных напряжениях. Это связано с отсутствием туннельного барьера, разделяющего электрон и дырку в дипольном экситоне в широкой КЯ, а, следовательно, большему перекрытию волновых функций электрона и дырки по сравнению с дипольными экситонами в ДКЯ с туннельным барьером.

4.6. Когерентность экситонной люминесценции

Обнаружение признаков высокой пространственной когерентности люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке при сопоставлении пространственного и углового распределения экситонного излучения (см. раздел 4.2.2.) потребовало проведения всестороннего исследования когерентных свойств дипольных экситонов. Классическим экспериментом по определению степени когерентности света является эксперимент Юнга с интерференционным сложением амплитуд электромагнитных волн от двух источников (см., например, [33]). В опыте

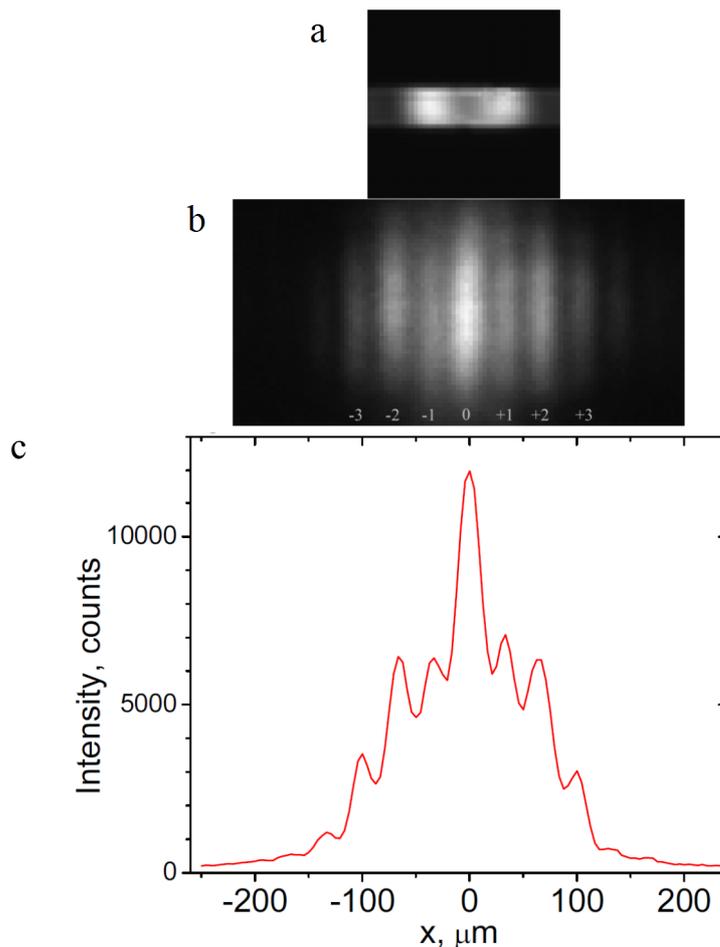


Рисунок 58 [158]. Интерференция излучения из двух пятен люминесценции внутри окна $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки. (а) Два диаметрально противоположных пятна, выделенные с помощью скрещенных щелей. (б) Картина интерференции света от выбранной пары пятен. (с) Профиль интенсивности в картине интерференции $T = 1.7$ К. $P_{He-Ne} = 10$ мкВт. $U = +1.46$ В.

Юнга свет от одного источника пропускается через две пространственно разнесенные щели и анализируется картина двулучевой интерференции на удаленном экране от двух вторичных источников, которыми служат две щели. В нашем случае двумя источниками может служить пара пятен свечения, расположенных на противоположных концах диаметра окна. Для отбора такой пары пятен в плоскости промежуточного увеличенного ($\times 20$) изображения окна помещались две пары скрещенных щелей, с помощью которых можно было выделить как любое из пятен, так и вертикальную либо горизонтальную пару пятен, как это показано на рисунке 58а. Тогда в плоскости, удаленной от плоскости промежуточного изображения на расстояние $L = 5.5$ мм, наблюдается картина интерференционных полос, приведенная на рисунке 58b, а на рисунке 58с – соответствующий профиль интенсивности. В получаемой картине всегда присутствует интенсивный максимум нулевого порядка и максимумы более высоких порядков, расположенные симметрично справа и слева. Из симметрии картины можно предположить, что фаза света в эквидистантно расположенных пятнах одинакова, а это, в свою очередь, может означать, что состояние экситонного конденсата в кольцевой ловушке пространственно когерентно и описывается единой волновой функцией. При этом следует подчеркнуть, что глубина модуляции в картине интерференционных полос не превышает 20% и это опять подтверждает, что в условиях реализованных экспериментов экситонный конденсат заметно обеднен.

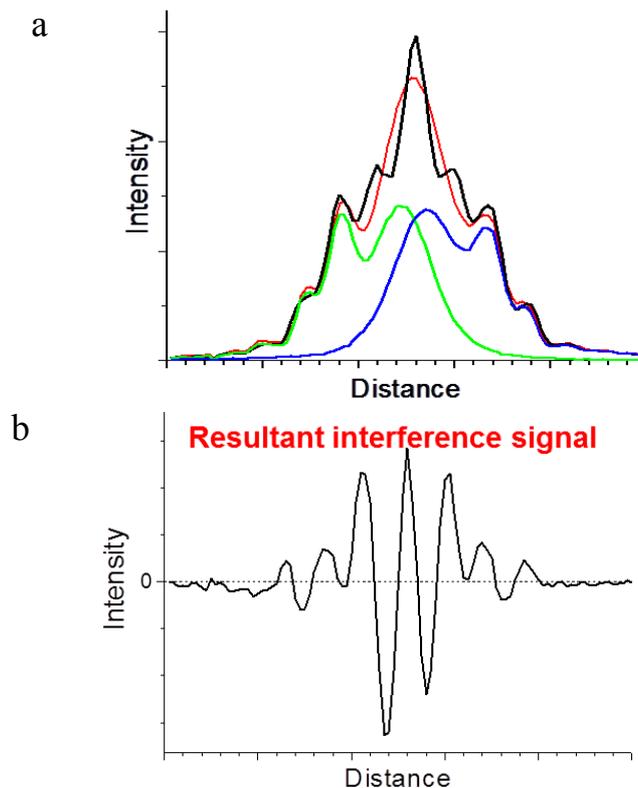


Рисунок 59. (а) Профили интенсивности в плоскости интерференционной картины: отдельно для левого (зеленая кривая) и правого (синяя кривая) пятен люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм, их суммы (красная кривая) и полной картины (черная кривая). (б) Профиль интерференционной картины за вычетом эффектов дифракции.

Профиль интерференционных полос на рисунке 58с вызывает, однако, ряд вопросов и, в первую очередь, почему интенсивность максимумов 1-го порядка ниже, чем 2-го. Для выяснения были сняты по-отдельности для левого и правого пятна картины распределения интенсивности в плоскости интерференционной картины. Выяснилось, что имеет место сильная дифракция на краю отверстия, которая также служит источником полос, параллельных краю. Профили распределения интенсивности для каждого из пятен, а также их сумма показаны на рисунке 59а вместе с профилем полной интерференционной картины. На рисунке 59б приведен результат вычитания дифракционного вклада из полной картины. Он имеет более правильный вид: интенсивность полос монотонно спадает с номером порядка интерференции. Вместе с тем, корректность такой процедуры вычитания остается под вопросом. Очевидно, что более строгий анализ когерентных свойств экситонной люминесценции необходимо выполнять с применением техники оптической интерферометрии, а результаты экспериментов по интерференции света от разных пятен имеет смысл интерпретировать на качественном уровне и с определенной осторожностью.

Так, в частности, рисунок 60 иллюстрирует поведение интерференционной картины, получаемой в результате сложения амплитуд волн от двух пятен люминесценции на противоположных сторонах отверстия, при варьировании мощности фотовозбуждения. Видно, что только при очень высоком уровне фотовозбуждения, превышающем порог на 3 порядка, интерферограмма на рисунке 60 начинает размываться: $g^{(1)}(r) \rightarrow 0$. Можно предположить, что в этой области сильного фотовозбуждения экситонный бозе-конденсат разрушается из-за усиливающихся процессов фазовой декогерентности (предположительно, из-за сильного отталкивательного диполь-дипольного экситонного взаимодействия), но есть и тривиальное объяснение. Видность

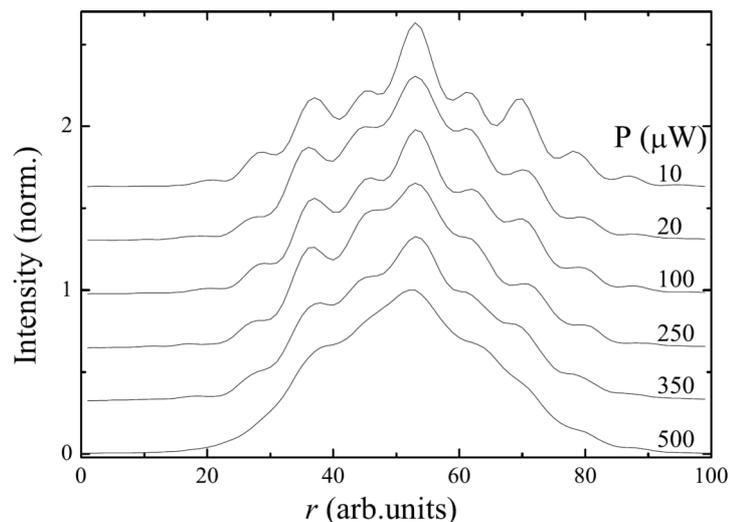


Рисунок 60 [163]. Интерференция при перекрытии света люминесценции из двух диаметрально противоположных пятен люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм при различных значениях мощности фотовозбуждения P ($\lambda = 633$ нм). Интерферограммы сдвинуты по вертикали для удобства. $T = 1.7$ К.

интерференционной картины зависит от угловой ширины источника света [33] и, если с ростом мощности накачки ширина кольца люминесценции увеличивается (см. правый верхний снимок на рисунке 52), то картина полос интерференции будет становиться все более размытой.

4.6.1. Временная когерентность 1-го порядка

Временная когерентность экситонного излучения определялась из спада видности полос $V = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min}) \sim g^{(1)}$, наблюдаемых при интерференции света люминесценции экситонного конденсата из кольцевой ловушки, с увеличением разности хода Δ в плечах интерферометра Майкельсона, как это описано выше, в разделе 1.4.1.1.

Для проведения интерферометрических измерений излучение люминесценции дипольных экситонов, накапливаемых в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм, селективно с помощью узкополосного интерференционного светофильтра ($\lambda_{max} = 820$ нм, $\Delta\lambda_{FWHM} = 1.1$ нм). Спектр анализируемого излучения приведен на вставке к рисунку 61. Здесь же показан результат разложения спектра на 2 спектральных контура: широкий гауссиан – для «подставки», связанной с фоном от локализованных состояний, и узкий лоренциан – для экситонной линии. В данном случае ширина линии дипольных экситонов ΔE_{ie} близка к 0.3 мэВ, а ширина подставки $\Delta E_{bg} = 1.6$ мэВ.

Кривая видности $g^{(1)}(\Delta)$ на рисунке 61 также состоит из двух компонент: узкой и широкой. Разложение на два контура дает значения ширины $l_{c1} \approx 0.7$ мм и $l_{c2} \approx 3$ мм, соответственно.

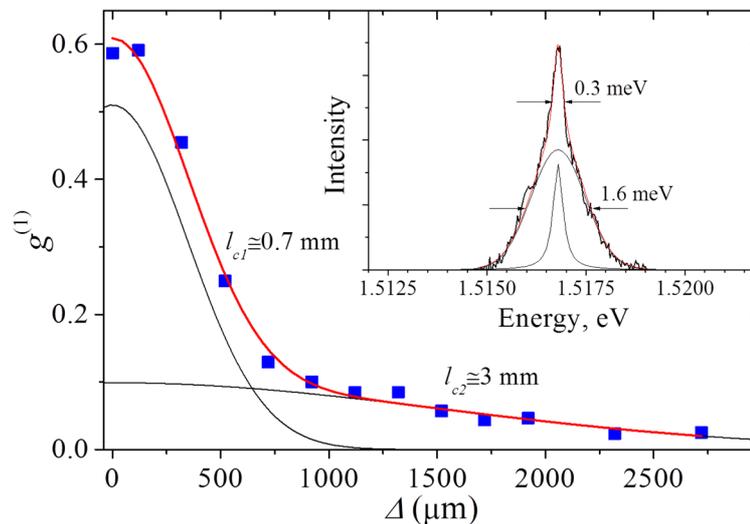


Рисунок 61. Видность интерференционной картины (квадраты), полученной в свете люминесценции дипольных экситонов из кольцевой ловушки $\varnothing 5$ мкм (спектр люминесценции показан на вставке), в зависимости от разности хода Δ в плечах интерферометра. Как для спектра, так и для видности показаны результаты разложения на 2 контура.

Очевидно, что более узкий контур на основном рисунке связан с вырезанной интерференционным фильтром частью фоновой подставки. Для длины волны в максимуме $\lambda = 817$ нм и ширины

полосы фильтра $\Delta\lambda = 1.1$ нм длина когерентности, определенная как $\lambda^2/\Delta\lambda$, должна составить 0.61 мм. Для экспериментально определенной, несколько меньшей, ширины подставки 1.6 мэВ получается $c\cdot h/\Delta E_{bg} \cong 0.78$ мм (здесь c – скорость света, h – постоянная Планка). Оба значения близки к полученному из интерферометрии $l_{cl} \approx 0.7$ мм.

Широкая же составляющая обусловлена интересующей нас линией люминесценции диполярных экситонов. Следует заметить, что при ширине спектральной линии около 0.3 мэВ определяемая из нее длина когерентности $l_c \approx 4.1$ мм, а время когерентности $l_c/c \approx 13.7$ пс. Таким образом, измеренное напрямую продольное время когерентности для диполярных экситонов $\tau_c = l_c/c \approx 10$ пс близко по величине к обратной ширине спектральной линии $\Delta\nu^{-1} = h/\Delta E_{ie}$ в соответствии с известным соотношением: $\tau_c \Delta\nu \geq 1/4\pi$ (см, например, [33]).

4.6.2. Поперечная когерентность 1-го порядка

Детальные исследования пространственной когерентности 1-го порядка [175, 176] были проведены с помощью двухлучевого интерферометра Майкельсона, как это описано в разделе 1.4.1.2. Свет люминесценции от образца в виде параллельного пучка пропускаться через интерферометр и анализировался с помощью высокочувствительной охлаждаемой CCD-камеры на выходе спектрографа: в нулевом порядке дифракционной решетки регистрировалось увеличенное изображение кольцевой ловушки с накопленными в ней экситонами. Спектральная селекция экситонной люминесценции проводилась с помощью узкополосного интерференционного светофильтра ($\Delta\lambda \approx 0.7$ нм). Поступательным перемещением зеркала в одном из плеч интерферометра менялась продольная разность хода Δ , а качанием зеркала в другом плече – одно из двух изображений ловушки смещалось относительно другого, прошедшего через другое плечо интерферометра, т.е. менялась поперечная разность хода δ – сдвиг в плоскости изображения.

На рисунке 62 показаны картины интерференции для прямого и непрямого экситона в случае ловушки $\varnothing 7$ мкм, а также соответствующие профили интенсивности вдоль центрального горизонтального сечения. Видно, что полученные интерферограммы сильно отличаются. Если для прямого экситона картина выглядит вполне регулярной, то для непрямого – она весьма далека от картины сложения амплитуд двух плоских волн, когда фаза вдоль фронта волны постоянна. Более сложная картина для диполярного экситона связана с вариациями фазы волны в поперечном направлении. Причина кроется в малом угловом размере этого источника света. Действительно, люминесценция непрямого экситона происходит из кольца вдоль края отверстия, причем его поперечный размер в радиальном направлении – «толщина» кольца – неизвестен: он не больше пространственного разрешения оптической системы (~ 1.5 мкм). Известно, что про

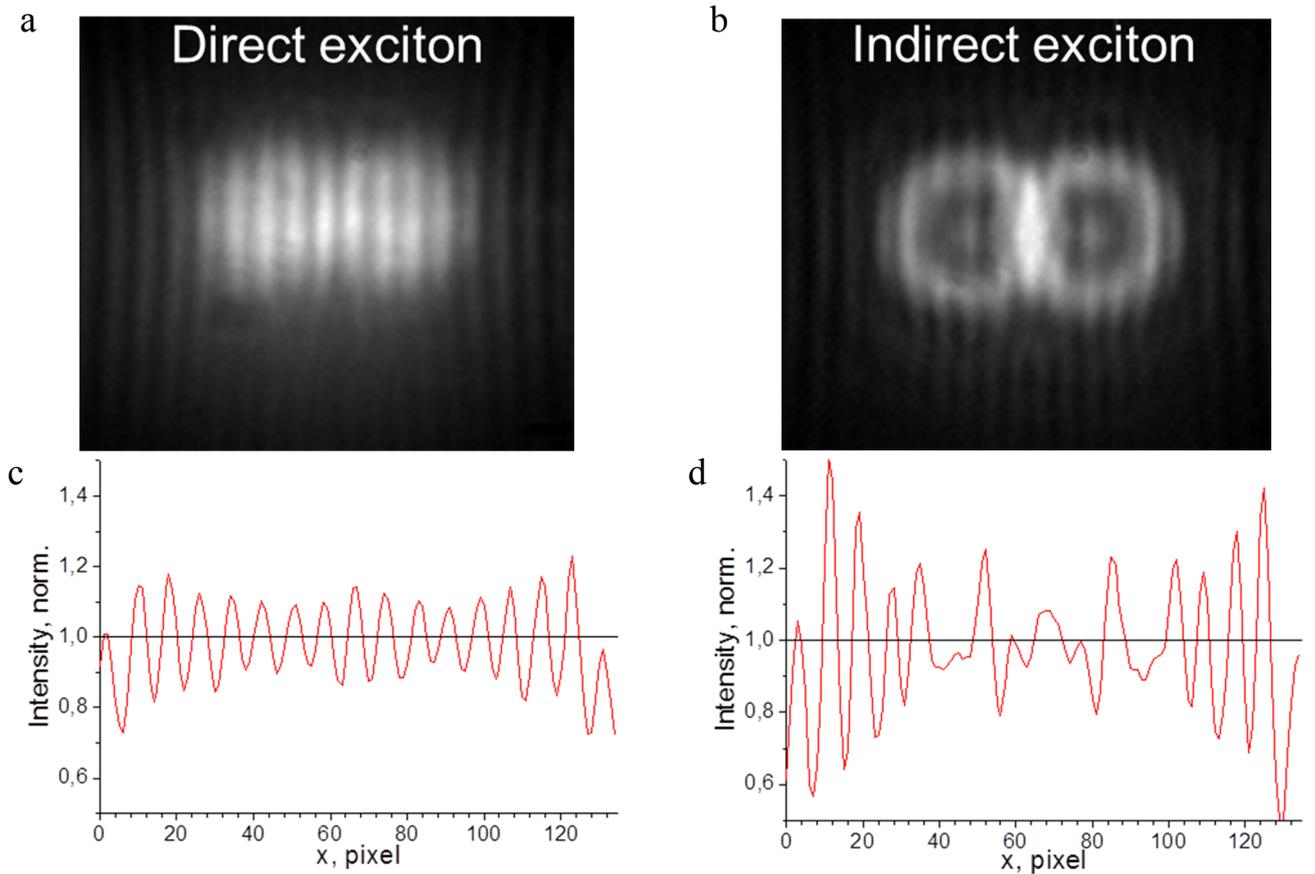


Рисунок 62. Картины интерференции в свете люминесценции прямого (а) и непрямого (б) дипольного экситона из ловушки $\varnothing 7$ мкм и соответствующие профили интенсивности $I(x)$, нормированные на их средние значения $I_{avg}(x)$ (с,d). Продольная разность хода $\Delta \approx 0$, поперечное смещение $\delta \approx 6$ мкм (в пересчете в плоскость образца).

тяженный некогерентный световой источник размером $d_o \leq 2r_{coh} = 0.16\lambda/n \cdot \sin\alpha$, где n – показатель преломления среды, $\sin\alpha$ – числовая апертура (N.A.) приемной оптической системы, будет действовать как когерентный [33]. В нашем случае $\lambda \approx 0.8$ мкм, N.A.=0.28 и $2r_{coh} \approx 0.48$ мкм, т.е. свет люминесценции из окна $\varnothing 5$ мкм должен быть некогерентным. Это выполняется в случае пространственно-прямого экситона, излучение которого наблюдается из центра окна в затворе Шоттки и имеет вид однородного диска с размером, близким к диаметру отверстия.

Профиль интенсивности люминесценции непрямого экситона вдоль диаметра отверстия $\varnothing 5$ мкм, измеренный выше и ниже порога БЭК, приведен на рисунке 63. Обращает на себя внимание большая относительная амплитуда боковых дифракционных максимумов как в отсутствии узкой спектральной линии, ниже порога конденсации, так и выше порога. Для некогерентного светового источника так может быть только в случае достаточно малой толщины кольца: с ростом этого размера вторичные максимумы быстро размоются. По всей видимости, излучение не прямых экситонов исходит от самой кромки отверстия, поперечная толщина источника близка к d_o и в радиальном направлении его действие мало отличается от когерентного.

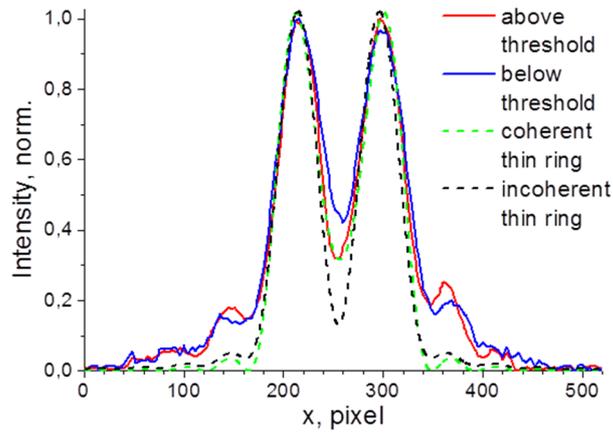


Рисунок 63. Профиль интенсивности люминесценции непрямого экситона в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм вдоль ее диаметра: красная кривая – выше порога БЭК, синяя – ниже порога, зеленый и черный пунктир – расчет для бесконечно тонкого кольцевого источника, когерентного и некогерентного, соответственно.

Соответственно, анализ эволюции интерференционной картины при поперечном сдвиге изображений в свете люминесценции дипольных экситонов оказывается сильно усложненным.

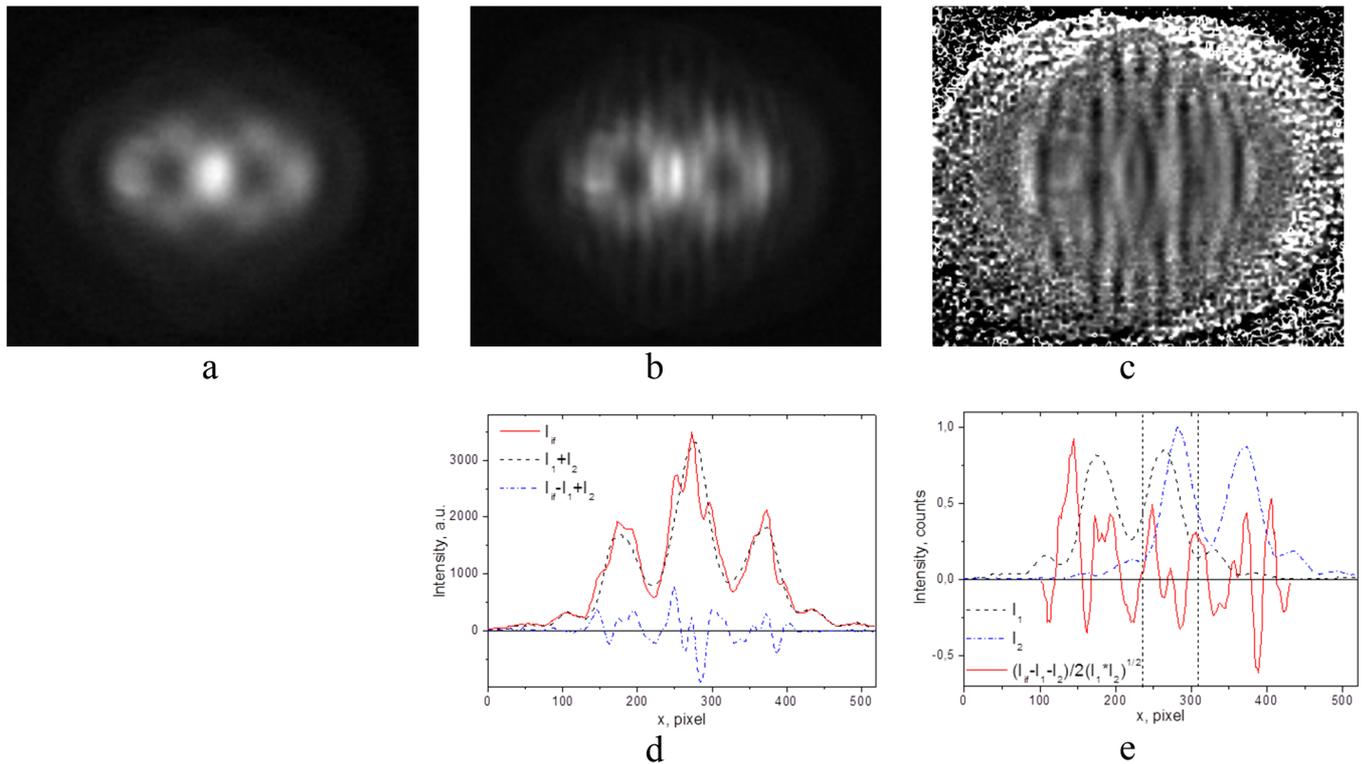


Рисунок 64. Пример измерения пространственной когерентности люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм. (a) Картина интерференции $I_{ii}(\mathbf{r})$. (b) Сумма распределений интенсивности в каждом плече: $I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r})$. (c) Результат вычисления $[I_{ii}(\mathbf{r}) - I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r})] / 2[I_1(\mathbf{r})I_2(\mathbf{r})]^{1/2}$. (d) Профили (центральные горизонтальные сечения) картин интерференции $I_{ii}(x)$ (красная кривая), суммарной интенсивности $I_{sum}(x)$ (пунктир) и их разность (штрихпунктир). (e) Профили распределения интенсивности в каждом из плеч: $I_1(x)$ (пунктир) и $I_2(x)$ (штрихпунктир), а также $g^{(1)}(x)\cos[\Phi(x)]$ (сплошная), где $\Phi(x)$ – разность фаз. Смещение изображений $\delta = 4.6$ мкм. Фотовозбуждение выше порога БЭК: $P_{635nm} = 10$ мкВт. $T = 1.6$ К.

Некоторый оптимизм внушает, правда, то обстоятельство, что основные максимумы при накачке выше порога становятся чуть уже, а амплитуда первых боковых максимумов – заметно больше, чем при накачке ниже порога. Наконец, сравнение экспериментальных профилей с расчетными, которые также показаны на рисунке 63, демонстрирует заметную роль оптических aberrаций: 1) величина вторичных дифракционных максимумов больше расчетных, 2) боковые «крылья» размывают изображение.

На рисунке 64 приведен пример обработки экспериментальных интерферограмм. Сравнение картин интерференции при накачках ниже и выше порога конденсации показывает, что на качественном уровне они очень похожи. Количественное определение величины коррелятора 1-го порядка $g^{(1)}(x)$ затруднено неизвестным распределением разности фаз $\Phi(x)$. Для того, чтобы не принимать во внимание интерференцию со вторичными дифракционными максимумами, видность интерференционных полос определялась всегда в области основных максимумов – на рисунке 64е в центре, между двумя вертикальными пунктирными отрезками.

Результаты измерений $g^{(1)}(\delta)$ приведены на рисунке 65. Сплошной кривой здесь показана аппаратная функция для используемой оптической системы $g^{(1)}(\delta) = 2J_1(v)/v$, где $J_1(x)$ – функция Бесселя первого рода и первого порядка, а $v = 2\pi\delta \sin\alpha/\lambda$. Это учет когерентности, получающейся за счет дифракционного размывания изображения точечного источника проецирующей оптической системой. Синие квадраты – результат измерений люминесценции без ловушки, в

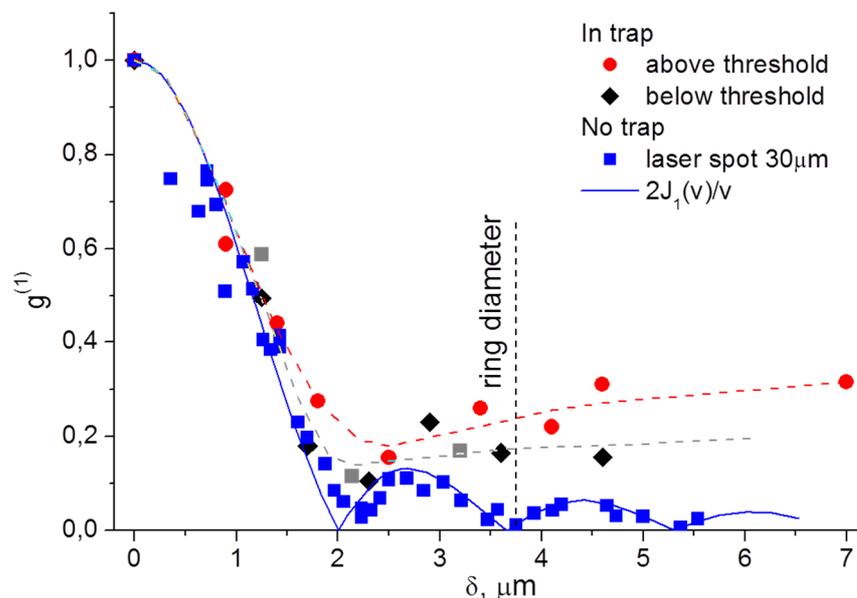


Рисунок 65. Пространственный коррелятор 1-го порядка $g^{(1)}$ в зависимости от поперечного смещения δ изображений в плечах интерферометра для разных видов экситонной люминесценции: синие квадраты – экситоны вне ловушки, черные и серые квадраты – дипольные экситоны в ловушке при накачке ниже порога БЭК, красные кружки – дипольные экситоны в ловушке при накачке выше порога ($P_{659\text{нм}} = 10$ мкВт). Сплошная кривая – аппаратная функция – зависимость $g^{(1)}(\delta)$ для изображения протяженного некогерентного источника, образованного с помощью оптической системы с числовой апертурой $N.A. = 0.28$.

однородном пятне фотовозбуждения $\varnothing 30$ мкм для прямого или непрямого экситона. Они неплохо ложатся на аппаратную функцию. Черные и серые квадраты относятся к люминесценции не-прямых экситонов ниже порога конденсации, а красные кружки – выше порога. При малых $\delta \leq 1.5$ мкм – как ниже, так и выше порога конденсации – коррелятор 1-го порядка спадает с δ так же, как и в случае 2D-экситонов, что напрямую связано с пространственным разрешением используемой оптической системы. При $\delta > 1.5$ мкм коррелятор $g^{(1)}$ в случае кольцевой ловушки всегда выше, чем без нее. Это эффект малой угловой ширины в радиальном направлении исследуемого кольцевого светового источника. Несмотря на большой разброс экспериментальных точек, видно, что степень пространственной когерентности экситонов в конденсате – выше. Определение длины когерентности из результатов, показанных на рисунке 65, требует выпол-

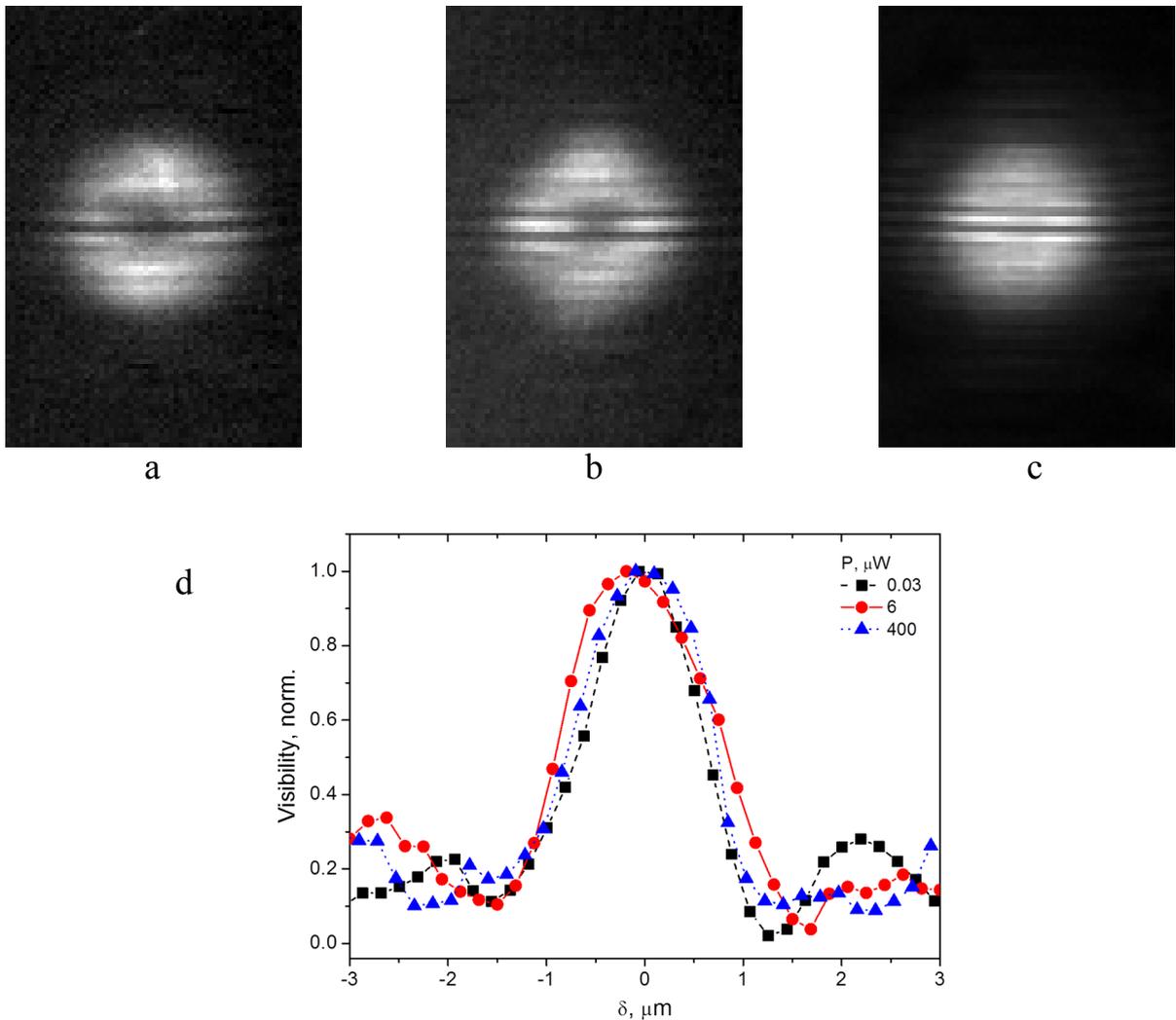


Рисунок 66. Интерферограммы для люминесценции непрямого экситона в ловушке $\varnothing 5$ мкм при мощностях оптической накачки $P_{633\text{nm}} = 0.03$ (a), 6 (b) и 400 мкВт (c), а также (d) нормированная на максимум видность интерференционных полос в зависимости от поперечной координаты δ : черные квадраты и пунктир – 0.03 мкВт, красные кружки и сплошная кривая – 6 мкВт, синие треугольники и точечная кривая – 400 мкВт.

нения деконволюции с учетом аппаратной функции регистрирующей системы. При имеющемся разбросе экспериментальных данных эта процедура вряд ли целесообразна.

Для изучения поведения коррелятора 1-го порядка при больших мощностях накачки, т.е. при высоких экситонных плотностях, был использован еще один вариант интерферометра Майкельсона. В нем плоское зеркало в одном из плеч заменено на 90° -призму, которая работает как угловой отражатель: отраженный луч идет строго назад, параллельно падающему лучу, а изображение перевернуто на 180° относительно ребра призмы. В результате изображение в фокальной плоскости объектива на выходе интерферометра складывается со своим зеркальным отражением. В этой ситуации не нужно специально сдвигать изображения друг относительно друга: поперечная разность хода δ равна нулю на горизонтальной оси симметрии картины и линейно растет с увеличением расстояния от нее. При обработке такой интерферограммы можно сразу получать видность полос как функцию $V(\delta)$. Для примера на рисунке 66d показаны результаты измерения видности в левом ярком пятне на рисунках 66(a-c), т.е. для трех разных накачек: в 5 раз ниже порога БЭК, с превышением порога в 40 раз и в ≈ 2700 раз. Видно, что наименьшая ширина пика видности вблизи $\delta = 0$ и, следовательно, самая малая поперечная длина когерентности l_c^\perp наблюдается при допороговой накачке. Эта длина когерентности максимальна при 40-кратном превышении порога БЭК, а при еще большем наращивании мощности фотовозбуждения l_c^\perp снова начинает уменьшаться. Последнее обстоятельство коррелирует со снижением видности полос при интерференции света от двух противоположных пятен в кольцевой ловушке в диапазоне самых больших накачек (см. выше рисунок 60).

Таким образом, получены экспериментальные подтверждения повышенной когерентности излучения люминесценции диполярных экситонов при конденсации их в кольцевой электростатической ловушке. Это еще одно свидетельство в пользу формирования единого квантового когерентного состояния экситонного конденсата при превышении накачки над порогом. Обнаруженные столь большие масштабы пространственной когерентности конденсированной фазы – событие неожиданное и нетривиальное. Длина волны де Бройля $\lambda_{dB} \sim h/(2mk_B T)^{1/2}$ для экситона в GaAs при массе $M_{ex} = 0.3m_0$ и температуре $T = 2$ К составляет ~ 170 нм. Из экспериментов с оптическим фурье-преобразованием следует, что длина поперечной когерентности l_c^\perp должна быть не меньше диаметра кольцевой ловушки 4-5 мкм. Результаты сдвиговой интерферометрии свидетельствуют о том, что l_c^\perp во всяком случае превышает пространственное разрешение оптической системы – 1.5-2 мкм.

Хотя исследуемая система диполярных экситонов очень слабо взаимодействует со светом, тем не менее, даже слабая экситон-фотонная связь может послужить первопричиной таких больших масштабов когерентности. Изучение этого вопроса применительно к описанным экс-

периментам имеет самостоятельный интерес. В работах [177, 178] изучаемая экспериментальная конфигурация с дипольными экситонами в кольцевой ловушке исследовалась с точки зрения возможности возникновения в ней лазерной генерации. Зеркалами резонатора здесь служат затвор Шоттки на поверхности и встроенный нижний электрод, а экситоны в КЯ между ними представляют собой активную лазерную среду. Анализ устойчивости возникающих поляритонных мод [177] показал, что некоторые из них близки к порогу лазерной генерации в реализуемых экспериментальных условиях и могут достичь его, если ширина экситонной линии станет еще уже вблизи порога БЭК. Причина такого сужения может быть связана с необычным контуром неоднородно уширенной линии надконденсатных экситонов, подчиняющихся не классическому – бальцмановскому, а квантовому – бозе-распределению [178]. Реализация такого лазера представляется интересной еще и потому, что с точки зрения лазерной науки он представляет собой совершенно необычный «лазер класса D» [179], характеризующийся тем, что в нем время жизни фотона в резонаторе гораздо меньше времени жизни поляризации в активной среде. Создать такой лазер до сих пор еще не удалось. С точки зрения экситонной БЭК возможность возникновения лазерной генерации дает еще один дополнительный инструмент для диагностики свойств исследуемой экситонной системы.

4.6.3. Временная когерентность 2-го порядка

Коррелятор интенсивностей $g^{(2)}(\tau) = \langle I_1(r,t)I_2(r,t+\tau) \rangle / \langle I_1(r,t) \rangle \langle I_2(r,t) \rangle$ для излучения люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке определялся путем измерения парных фотонных корреляций с использованием двулучевого интерферометра интенсивностей по известной классической схеме Хэнбери Брауна - Твисса [35], как это описано в разделе 1.4.2. Корреляционные измерения интенсивности люминесценции выполнялись для узкой спектральной области, в которой находилась линия экситонного конденсата. Эта область вырезалась из

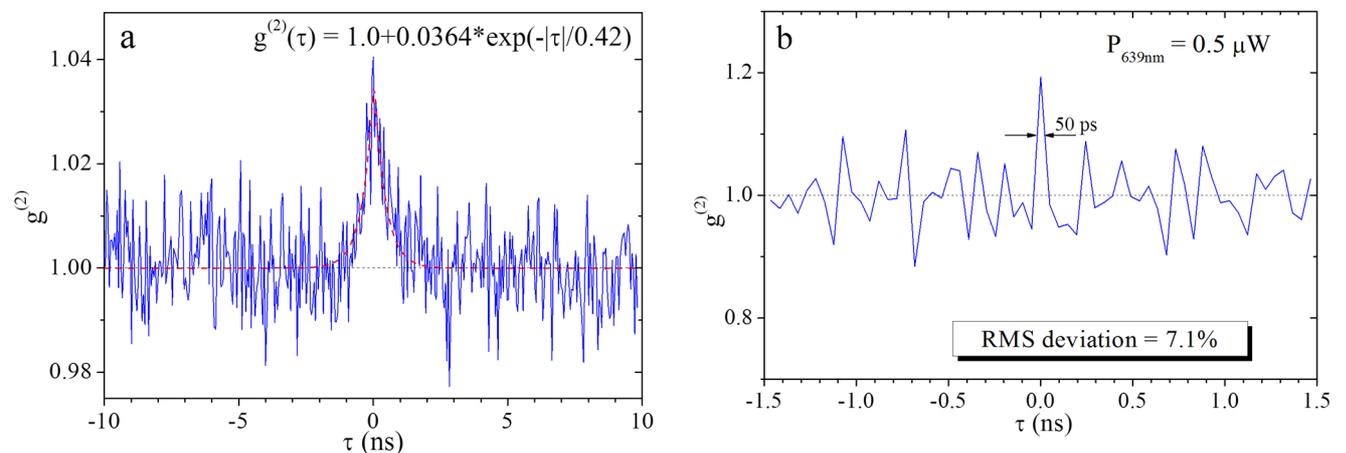


Рисунок 67. Примеры измерения $g^{(2)}(\tau)$ для люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм с помощью «медленных» (а) и «быстрых» (б) детекторов.

спектра люминесценции с помощью интерференционного фильтра с шириной полосы ≈ 2 мэВ. Такая спектральная селекция, разумеется, не позволяла избавиться от бесструктурного фона люминесценции, расположенного непосредственно под узкой линией экситонного конденсата.

Типичные временные диаграммы $g^2(\tau)$, полученные при измерениях с использованием более чувствительных «медленных» ($\tau_d \approx 450$ пс), и менее чувствительных «быстрых» ($\tau_d \approx 40$ пс) лавинных фотодиодов – детекторов одиночных фотонов (см. описание методики в разделе 1.4.2) приведены на рисунке 67. В обоих случаях временного разрешения недостаточно для определения времени когерентности данного излучателя, но время накопления на рисунке 67а составило 1.5 часа, а на рисунке 67b – в общей сложности 11 часов.

Результаты измерений $g^2(\tau)$ при различных накачках и минимальной температуре, $T = 0.45$ К, показаны на рисунке 68. При накачках существенно ниже порога конденсации распределение парных фотонных корреляций отвечает пуассоновскому распределению: $g^{(2)}(\tau) = 1$.

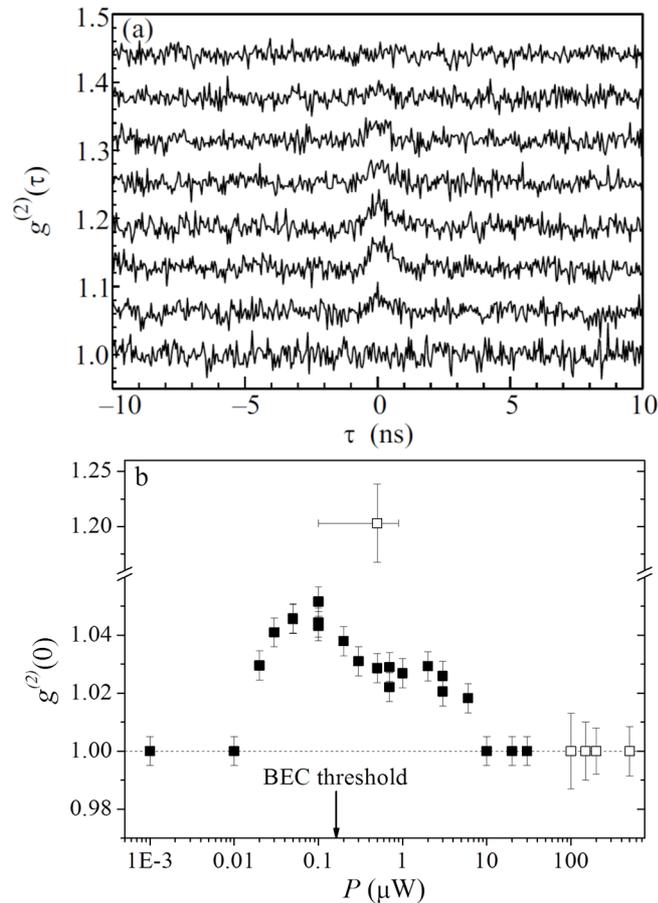


Рисунок 68 [164]. (а) Коррелятор второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ для люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке в зависимости от мощности фотовозбуждения $P_{659\text{nm}}$. (а) Временные диаграммы $g^{(2)}(\tau)$ при $P_{659\text{nm}} = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.3, 2, 6$ и 30 мкВт снизу вверх, соответственно, сдвинутые по вертикали для удобства. (b) Величина $g^{(2)}(0)$ в зависимости от мощности. Черные квадраты – результаты измерений с «медленными» детекторами, светлые – с «быстрыми». Стрелкой указан порог конденсации в соответствии с фазовой диаграммой на рисунке 46. $P_{782\text{nm}} = 10$ мкВт. $T = 0.45$ К.

В этой области накачек в спектре люминесценции наблюдается только бесструктурная полоса шириной около 1.3 мэВ, отвечающая локализованным экситонным состояниям. При приближении к порогу конденсации начинает наблюдаться и увеличиваться с ростом оптической накачки эффект группировки фотонов вблизи $\tau = 0$ (*bunching*). При этом сама функция парных фотонных корреляций демонстрирует суперпуассоновское распределение: $g^{(2)}(\tau) > 1$.

Измеренное значение эффекта фотонной группировки – величину превышения $g^{(2)}(\tau)$ над единицей – ограничивают два фактора. Первый из них связан с тем, что, помимо сигнала от узкой линии люминесценции диполярных экситонов, фиксируется также широкая спектральная область континуума, обусловленного локализованными состояниями.

Второй фактор обусловлен конечной разрешающей способностью по времени использованной регистрационной системы. Из результатов прямых измерений продольной длины когерентности l_c (см. раздел 4.3.1.) следует, что при ширине линии диполярных экситонов $\Delta E_{ie} \approx 0.3$ мэВ величина $l_c \approx 3$ мм, а время когерентности $\tau_c = l_c/c \approx 10$ пс. Таким образом, время τ_c существенно короче времен отклика не только «медленных», но и «быстрых» детекторов (450 пс и 40 пс, соответственно), использовавшихся при корреляционных измерениях в интерферометре интенсивностей. В результате эффективная чувствительность при измерении величины коррелятора интенсивностей оказывается сильно заниженной из-за недостаточного быстродействия ЛФД и максимальная измеренная величина $g^{(2)}(0)$ составляет всего 1.05 вместо теоретического предела $g^{(2)}(0) = 2$. Только достаточно большая светосила оптической системы позволила проводить надежные измерения при такой небольшой величине полезного эффекта. Поскольку ниже порога БЭК спектральная ширина линии люминесценции больше еще в 5-6 раз и во столько же раз короче время когерентности τ_c , не удивительно, что при помощи фотоприемников со временем отклика $\tau_d \approx 450$ пс никакой группировки не наблюдается: $g^{(2)}(0)$ не отличается от 1. Применение на порядок более быстрых детекторов не решает проблему. Их низкая чувствительность не позволяет провести надежные измерения $g^{(2)}(\tau)$ в области малых накачек при разумных временах накопления: именно та точка на рисунке 68b, что соответствует накачке 5 мкВт, получена в результате измерения суммарной продолжительностью в 11 часов.

С увеличением накачки выше порога появления узкой экситонной линии P_{thr} эффект группировки фотонов ослабевает – величина $g^{(2)}(0)$ постепенно приближается к единице. При мощности $P \approx 60P_{thr}$ распределение парных фотонных корреляций становится пуассоновским, $g^{(2)}(0) = 1$, отражающим, как можно предположить, единое квантовое когерентное состояние экситонного конденсата. Это заключение подтверждается прямыми наблюдениями в данном диапазоне накачек, когда в спектрах люминесценции доминирует узкая линия экситонного конденсата, крупномасштабной когерентности (распределение фотолюминесценции в дальней

зоне) и измерениями коррелятора $g^{(1)}(r)$: 1) двулучевая интерференция от пространственно-разнесенных пятен в картине люминесценции (рисунок 60), 2) серия интерферограмм при высоких накачках (рисунок 66). В диапазоне накачек, где двухфотонный коррелятор приближается к единице, $g^{(2)}(\tau) \rightarrow 1$, т.е. где группировка фотонов полностью исчезает, измеренная величина пространственного коррелятора 1-го порядка остается вполне заметной: $g^{(1)}(r) \approx 0.2$. Только при очень высоком уровне фотовозбуждения, превышающем порог на 3 порядка, интерферограмма на рисунке 60 начинает размываться: $g^{(1)}(r) \rightarrow 0$.

Обнаруженный эффект группировки фотонов оказался очень чувствительным к температуре. Величина эффекта уменьшается в несколько раз при увеличении температуры в интервале 0.45-4.2 К (см. рисунок 69). Это наблюдение может косвенно свидетельствовать о разрушении параметра порядка с ростом температуры. Подчеркнем также, что измеренная при различных температурах максимальная величина группировки фотонов в функции накачки достаточно хорошо коррелирует с найденной фазовой диаграммой (см. рисунок 46). Это означает, что максимальная двухфотонная группировка происходит в области, где наиболее сильны флуктуации плотности дипольных экситонов, т.е. вблизи фазовой границы. В таких же экспериментальных

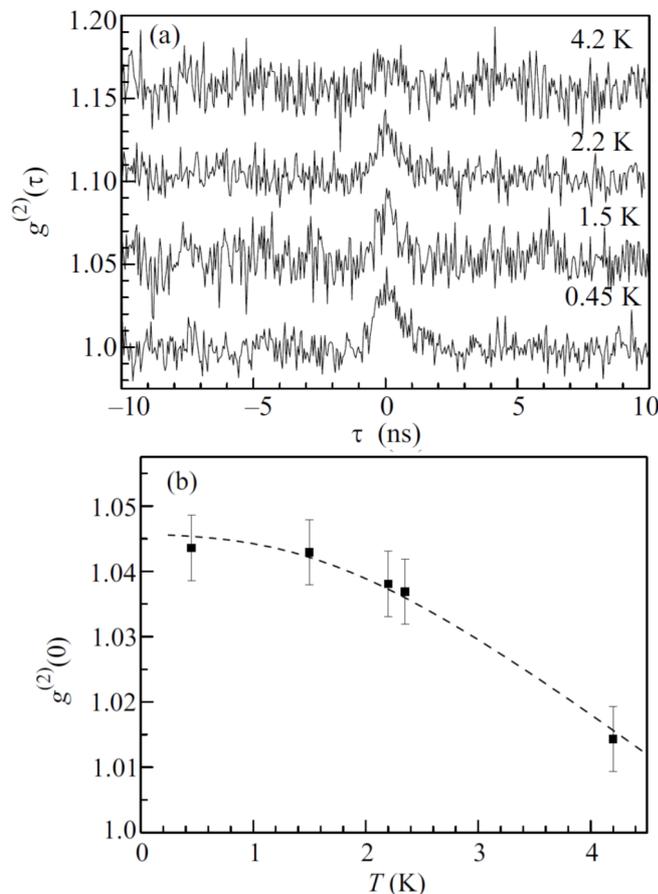


Рисунок 69 [164]. Температурная зависимость коррелятора второго порядка $g^{(2)}(\tau)$ для люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке. (a) Временные диаграммы $g^{(2)}(\tau)$. (b) Величина $g^{(2)}(0)$ в зависимости от T . $P_{659\text{nm}} = 0.1$ мкВт, $P_{782\text{nm}} = 10$ мкВт.

условиях в спектральной области, где происходит люминесценция прямых экситонов, группировка фотонов не наблюдается.

В рамках предположения, что люминесценция дипольных экситонов прямым образом передает когерентные свойства газа взаимодействующих экситонов, обнаруженная группировка испускаемых фотонов в области порога конденсации, где наиболее существенны флуктуации экситонной плотности, и, следовательно, интенсивности люминесценции, свидетельствует о фазовом переходе во взаимодействующем экситонном бозе-газе и является независимым способом детектирования экситонной бозе-конденсации.

Следует отметить, что все измерения коррелятора 2-го порядка проводились без пространственного разрешения: на приемные площадки детекторов попадал полный сигнал люминесценции из окна в затворе Шоттки. Конечно, было бы интересно исследовать в условиях бозе-конденсации дипольных экситонов пространственный коррелятор интенсивности люминесценции $g^{(2)}(r)$, который непосредственно связан с недиагональным параметром порядка. В этом случае, однако, предвидятся технические проблемы: соотношение сигнал-шум может оказаться недостаточно высоким для разумных времен накоплений.

4.7. Люминесценция в магнитном поле

Для исследования спин-поляризационных свойств пространственно-непрямых дипольных экситонов были проведены измерения спектров их фотолюминесценции в перпендикулярном магнитном поле B_{\perp} в электростатической ловушке вблизи круглого отверстия $\varnothing 7$ мкм в затворе Шоттки. Пространственно-неоднородное электрическое поле ловушки F содержит не только перпендикулярную компоненту F_{\perp} , нормальную поверхности, но и латеральную F_{\parallel} , параллельную плоскости КЯ. В скрещенных полях: магнитном B и электрическом F , – возникает движение экситонов в направлении $F \times B$, – дисперсионная кривая для экситона, $E(k)$, сдвигается так, что минимальной энергией обладают экситоны с конечным импульсом $k \neq 0$. Поэтому оптический переход с испусканием фотона становится непрямым в импульсном пространстве и следует ожидать увеличения радиационного времени жизни экситона и более глубокого охлаждения экситонной подсистемы. Для пространственно-непрямых межъямных экситонов в скрещенных однородных полях: перпендикулярном электрическом F_{\perp} и параллельном магнитном B_{\parallel} , – этот эффект был исследован теоретически [92] и экспериментально [93, 94]. Поведение прямого внутриямного экситона в параллельном электрическом поле F_{\parallel} и перпендикулярном магнитном поле B_{\perp} изучалось теоретически в работах [88, 180].

В нашем случае не прямые экситоны экспериментально также исследуются в скрещенных полях: в однородном перпендикулярном магнитном B_{\perp} и в неоднородном параллельном

электрическом $F_{||}$. Кроме того, в силу симметрии в круглом отверстии у латеральной компоненты электростатического поля $F_{||}$ есть только радиальная составляющая F_r , которая максимальна вблизи края отверстия и спадает до нуля в точно центре. В такой геометрии возникает возможность движения экситонов по аксиально-симметричным кольцевым траекториям вокруг центра отверстия (см. рисунок 70а), т. е. возможно создание магнитоэлектрической ловушки для дипольных экситонов. Фактически, та же идея, но только за счет использования точечного контакта на плоском торце цилиндрического образца вместо круглого окна в металлической пленке была предложена ранее в работе [96] в качестве чрезвычайно перспективной с точки зрения экспериментальной реализации экситонной БЭК.

а

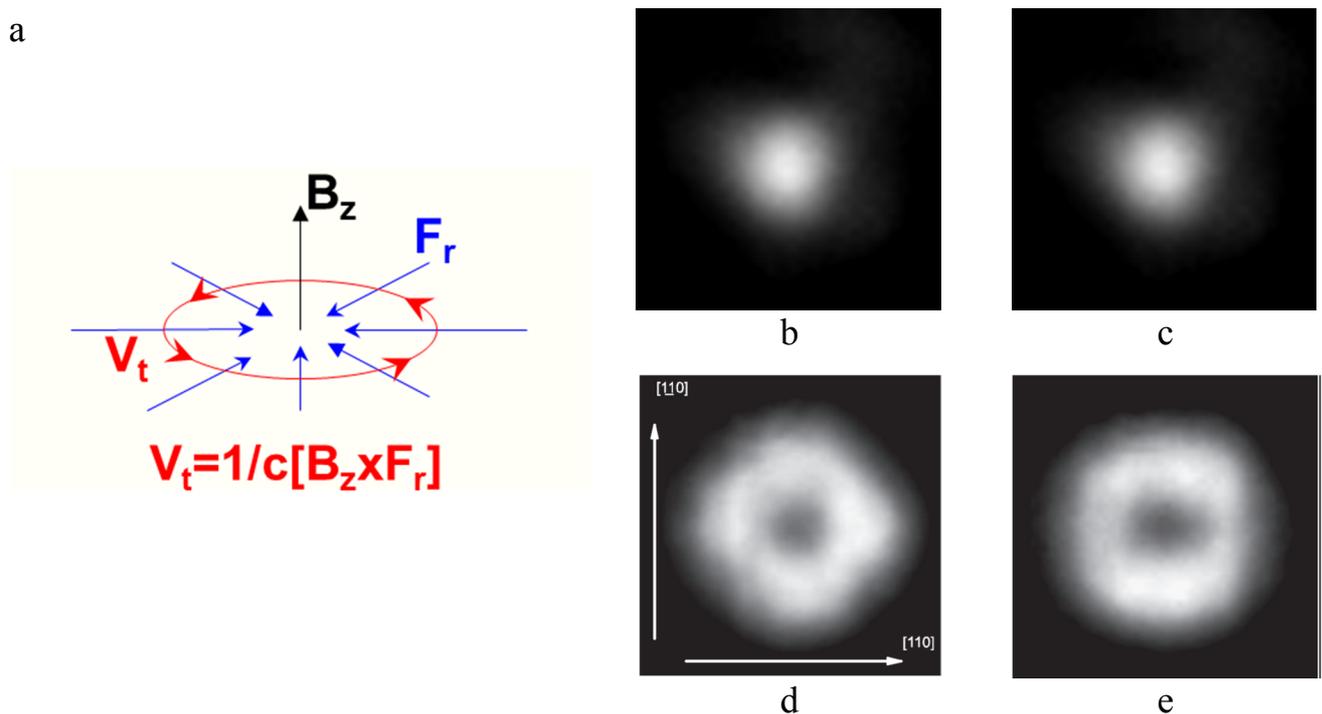


Рисунок 70. (а) Схема формирования магнитоэлектрической ловушки в скрещенных полях внутри отверстия. (b - e) Картины люминесценции в центре и на краю отверстия $\varnothing 7$ мкм: без магнитного поля, $B = 0$ (b,d), и в магнитном поле $B = 3$ Тл (e) и $B = 4$ Тл (c).

Селективная по спектру регистрация изображения ловушки в свете люминесценции показала, что включение магнитного поля сильно меняет пространственное распределение люминесценции дипольных экситонов на краю отверстия. Без магнитного поля наблюдается типичное кольцо с двумя парами ярких пятен, расположенными вдоль направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. Из-за недостаточного пространственного разрешения распределение напоминает в данном случае квадрат со сторонами вдоль $[100]$ и $[010]$ (см. рисунок 70d). В магнитном поле пятна размываются вдоль периметра отверстия и наблюдается картина в виде квадрата со сторонами вдоль $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ (см. рисунок 70e). Размер пятна люминесценции в центре отверстия (см. рисунок 70b,c) слегка возрастает (на $\approx 25\%$) при увеличении поля B от 0 до ≤ 1 Тл, но при его дальнейшем росте монотонно уменьшается и к $B = 6$ Тл практически возвращается к исходному диаметру

≈ 4.5 мкм. Одновременно интенсивность линии дипольного hh-экситона на тяжелой дырке в центре отверстия возрастает в магнитном поле в несколько раз – до 10-кратного увеличения в поле 6 Тл при $P_{ob} = 200$ мкВт. В тех же условиях амплитуда линии экситона на краю отверстия меняется слабо. Без потенциальной ловушки, в однородном пятне фотовозбуждения, интенсивность линии дипольного экситона увеличивается не более, чем в 1.5 раза, а в линия прямого экситона – вообще практически не меняется. Таким образом, подтверждается предположение о формировании вблизи центра отверстия магнитоэлектрической ловушки: концентрация дипольных экситонов в этой области растет с магнитным полем.

4.7.1. Компенсация спинового расщепления

На рисунке 71 представлена серия спектров люминесценции из отверстия $\varnothing 7$ мкм при варьировании магнитного поля. В магнитном поле спиновое (парамагнитное) расщепление линии непрямого hh-экситона на σ^+ и σ^- компоненты происходит совершенно по-разному в центре и на краю отверстия (спектральные измерения были изначально проведены с пространственным разрешением, что и позволило произвести пространственную привязку).

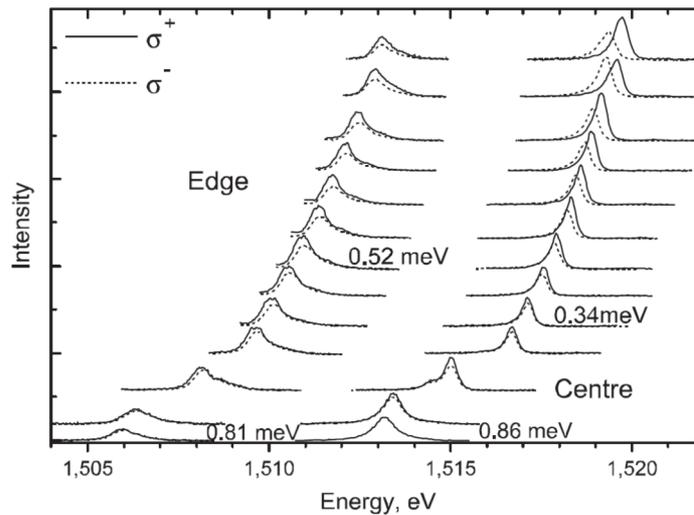


Рисунок 71 [181]. Циркулярно поляризованные спектры фотолюминесценции на краю (левая серия) и в центре (правая серия) отверстия $\varnothing 7$ мкм в затворе Шоттки. Магнитное поле растет снизу вверх от 0 до 6 Тл с шагом 0.5 Тл. Приведены некоторые ширины спектральных линий. Мощности накачки: $P_{ob} = 11.5$ мкВт, $P_{sb} = 118$ мкВт. $F = 7.6$ кВ/см. $T = 1.6$ К.

Основной целью исследований в магнитном поле было изучение поведения спинового (парамагнитного) расщепления. Первые полученные результаты показаны на рисунке 72. Из него видно, что на краю отверстия (см. рисунок 72а) в диапазоне $0 \leq B \leq 1.5$ Тл расщепление ΔE_Z растет линейно по полю с эффективным g-фактором экситона $g_x \approx +0.9$ (выше по энергии σ^- -компонента). В области $1.5 \leq B \leq 4$ Тл величина расщепления постоянна, $\Delta E_Z \approx 0.07$ мэВ, а при дальнейшем увеличении поля уменьшается, приближаясь к нулю. Такое поведение спинового расщепления обычно для широких квантовых ям GaAs и объясняется смешиванием дырочных

состояний в валентной зоне. В центре отверстия зеемановское расщепление для hh -экситона ведет себя, напротив, совершенно необычно: вплоть до ≈ 2 Тл оно скомпенсировано (с точностью ± 20 мкэВ), а при $B > 2$ Тл ΔE_Z растет линейно по полю с $g_x \approx -1.5$ (выше по энергии σ^+ -компонента).

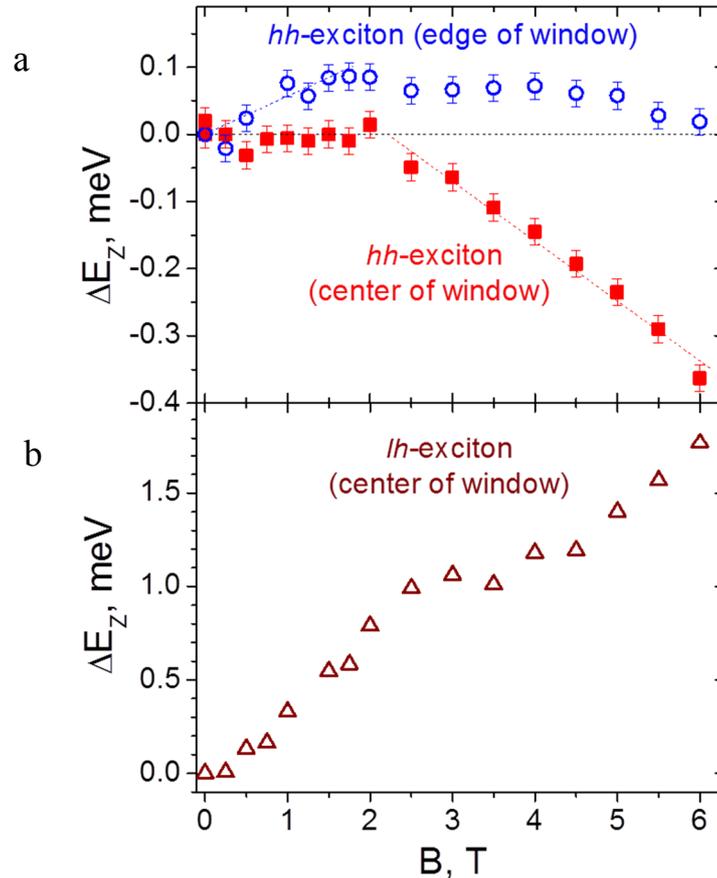


Рисунок 72 [181]. Зеемановское расщепление для дипольных hh -экситонов (а) на краю (кружки) и в центре (квадраты) отверстия 7 мкм в затворе Шоттки, а также для lh -экситонов (б) в центре отверстия (треугольники). $P_{ob} = 11.5$ мкВт, $P_{sb} = 118$ мкВт. $F = 7.6$ кВ/см. $T = 1.6$ К.

Одновременно и в том же самом месте расщепление для lh -экситона на легкой дырке (см. рисунок 72b) монотонно увеличивается при $B \geq 0$ с большим эффективным $g_x \approx +7$, что совершенно обычно для квантовой ямы GaAs/AlGaAs шириной 25 нм.

Хотя ранее, без магнитного поля, эффекты бозе-эйнштейновской конденсации наблюдались именно для hh -экситонов, накапливаемых в электростатической ловушке вблизи края отверстия, признаков компенсации зеемановского расщепления в магнитном поле для этих экситонов не обнаружено. Очевидно, в результате движения экситонов по кольцевым траекториям в скрещенных магнитном B_{\perp} и электрическом F_{\parallel} полях нарушаются условия для накапливания их в кольцевой ловушке и достижения критической для БЭК концентрации (см. рисунок 70d,e).

В центре отверстия, наоборот, без магнитного поля никаких признаков БЭК для hh -экситонов ранее не наблюдалось. Но в магнитном поле именно в центре отверстия спиновое

расщепление ведет себя так, как это предсказано для спинорного бозе-конденсата: оно отсутствует в малом магнитном поле, $0 \leq B \leq B_c \approx 2$ Т, и растет линейно с инкрементом поля при $B > B_c$. Сужение в магнитном поле линии люминесценции в этой области в 2.5 раза (см. рисунок 71) свидетельствует о достижении высокой плотности hh-экситонов с образованием вырожденного газа взаимодействующих бозе-частиц. В данных экспериментах приложенное внешнее электрическое поле на порядок больше, чем ранее, при $B = 0$. Поэтому эффективная напряженность поля вблизи центра отверстия также заметно выше и экситоны здесь также являются пространственно-непрямыми, хотя и с меньшим дипольным моментом, чем на краю. Кроме того, именно вблизи центра реализуется, по-видимому, магнитоэлектрическая ловушка для дипольных экситонов за счет их «закручивания» в скрещенных полях. Очевидно, концентрация «горячих» lh-экситонов на легкой дырке в тех же самых условиях меньше на 1-2 порядка. В результате в этой, гораздо менее плотной, экситонной подсистеме вырождение не достигается, коллективные эффекты слабы и никаких неожиданностей со спиновым расщеплением не наблюдается.

Степень циркулярной поляризации $\rho_c = (I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}) / (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-})$ для дипольного hh-экситона на тяжелой дырке в центре и на краю отверстия ведет себя одинаково (см. рисунок 73): она монотонно возрастает с магнитным полем от 0 до ≈ 0.2 при 6 Т. В обоих случаях интенсивнее σ^+ -компонента. Различие состоит в том, что при наличии спинового расщепления в центре отверстия σ^+ -компонента всегда выше по энергии, чем σ^- -компонента, а на краю отверстия – всегда ниже. Т. е. термодинамическое равновесие в спиновой системе в центре отверстия отсутствует и с ростом магнитного поля степень неравновесности возрастает. На краю отверстия более интенсивная σ^+ компонента ниже по энергии, чем σ^- компонента, и ситуация ближе к равновесной. Тем не менее, в достаточно больших магнитных полях равновесие также нарушается, т. к. степень поляризации с ростом поля увеличивается, а величина расщепления ΔE_Z уменьшается.

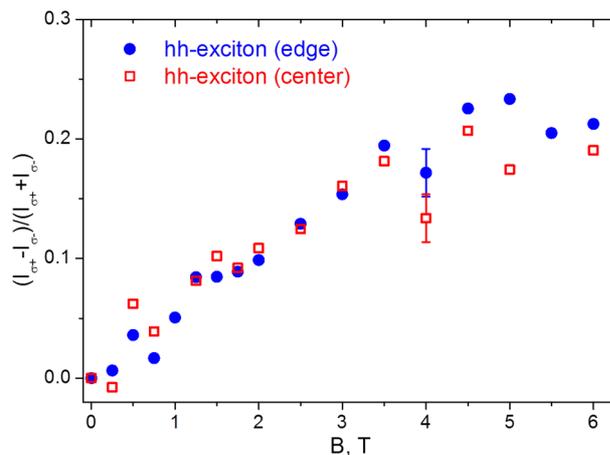


Рисунок 73 [181]. Степень циркулярной поляризации люминесценции дипольных экситонов с края (кружки) и из центра (квадраты) отверстия $\varnothing 7$ мкм в затворе Шоттки. $P_{ob} = 11.5$ мкВт, $P_{sb} = 118$ мкВт. $F = 7.6$ кВ/см. $T = 1.6$ К.

Вопрос о возможном подавлении спинового расщепления в магнитном поле в коллективе непрямых экситонов, которые не являются спинорами с проекциями спина $S_z = \pm 1$, а имеют 4 компоненты с $S_z = \pm 1, \pm 2$, исходно выглядел весьма неоднозначно (см. раздел 2.1.). Поэтому экспериментальное обнаружение эффекта компенсации зеемановского расщепления для дипольных экситонов в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм при их накапливании в потенциальной ловушке вблизи отверстия в затворе Шоттки [181] оказалось событием неожиданным. Необходимость выяснения условий, при которых для бозе-газа дипольных экситонов в широкой одночной КЯ реализуется компенсация спинового расщепления, потребовало, в первую очередь, определения характера зависимости от экситонной концентрации. При подготовке экспериментов по управлению экситонной плотностью обнаружилось, что непосредственно связанная с ней интенсивность линии люминесценции в центре отверстия I_m нетривиальным образом меняется с мощностью надбарьерного фотовозбуждения P_{ob} . Из рисунка 74 видно, что при фиксированных подбарьерном фотовозбуждении P_{sb} и приложенном к образцу внешнем напряжении U в области мощностей накачек P_{ob} от 3 до 30 мкВт наблюдается немонотонная зависимость интенсивности линии $I_m(P_{ob})$ с максимумом в районе 10 мкВт (точки в этой области показаны светлыми кружками). Оказалось, что именно в этом диапазоне P_{ob} в спектре люминесценции в центре отверстия: а) вместо линии свободного hh-экситона наблюдается линия связанного экситона и б) отсутствует линия lh-экситона. Отсюда был сделан вывод, что в этих условиях в центре ловушки имеется значительное отклонение от электрической нейтральности. Поэтому для дальнейших исследований был выбран диапазон мощностей надбарьерного лазера, состоящий из двух областей: $1 \text{ мкВт} \leq P_{ob} \leq 3 \text{ мкВт}$ и $30 \text{ мкВт} \leq P_{ob} \leq 200 \text{ мкВт}$. Соответствующие экспе-

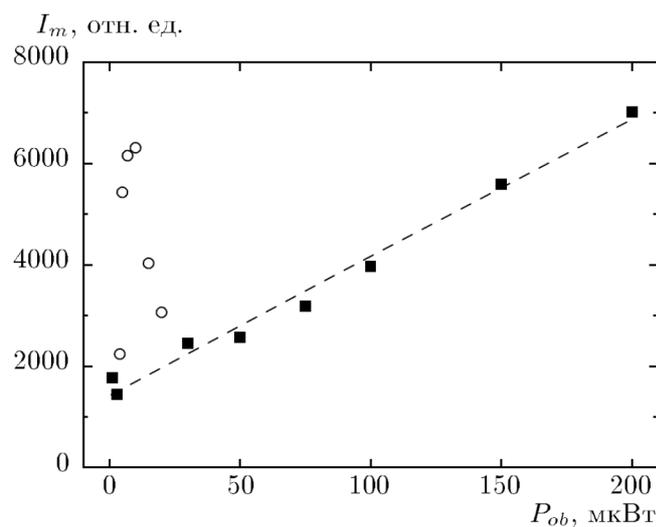


Рисунок 74 [182]. Зависимость интенсивности линии дипольного экситона I_m в центре ловушки от мощности надбарьерной накачки P_{ob} . Светлыми кружками отмечен диапазон накачек, где наблюдается значительное отклонение от электрической нейтральности. $P_{sb} = 60 \text{ мкВт}$, $F = 4.4 \text{ кВ/см}$, $B = 0$, $T = 1.7 \text{ К}$.

риментальные точки, показанные на рисунке 74 черными квадратами, неплохо ложатся на линейную зависимость. То, что при увеличении P_{ob} в 200 раз интенсивность в максимуме линии I_m вырастает не более, чем в 5 раз, а подгоночная прямая не проходит через начало координат, связано с присутствием, наряду с надбарьерным, еще и подбарьерного фотовозбуждения.

Внутри данного диапазона надбарьерных накачек были выбраны пять значений мощности лазера P_{ob} , при которых были измерены пять серий циркулярно-поляризованных спектров фотолюминесценции в зависимости от магнитного поля с шагом 0.25 Тл. Остальные параметры оставались при этом неизменными (см. подпись к рисунку 74). В результате обработки серий измеренных спектров были построены зависимости от магнитного поля величины зеемановско-

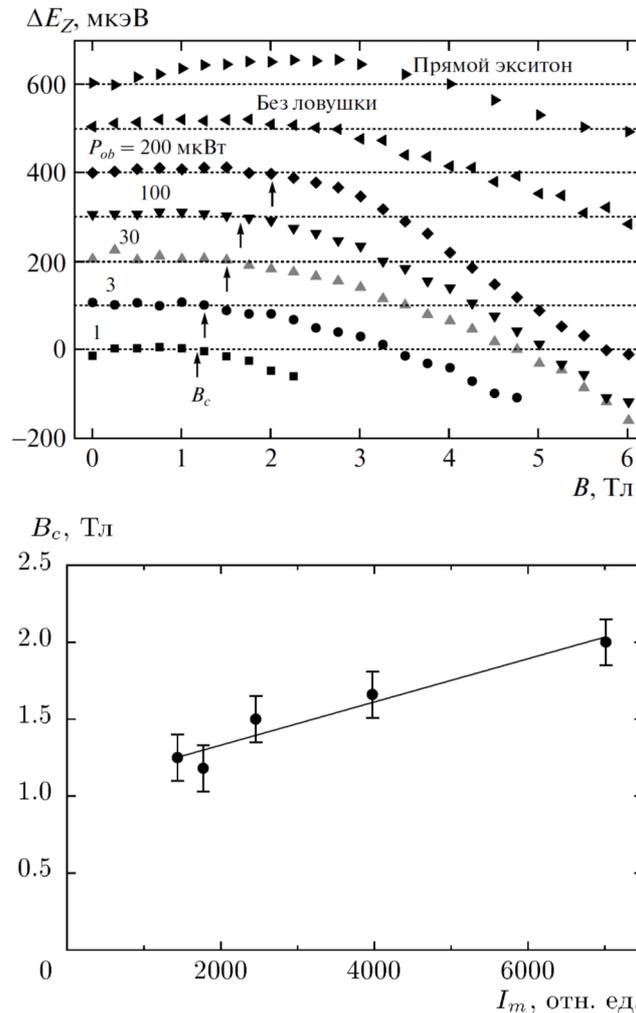


Рисунок 75 [182]. (а) Зеемановское расщепление экситонной линии $\Delta E_Z = (E_{\sigma^-} - E_{\sigma^+})$ в зависимости от магнитного поля B . Пять нижних серий соответствуют дипольному экситону в центре магнитоэлектрической ловушки при мощности надбарьерного фотовозбуждения $P_{ob} = 1, 3, 30, 100$ и 200 $\mu\text{Вт}$ снизу вверх ($P_{sb} = 60$ $\mu\text{Вт}$, $F = 4.4$ кВ/см). Верхняя серия – прямой экситон (без ловушки и затвора Шоттки, $P_{ob} = 200$ $\mu\text{Вт}$, $P_{sb} = 0$, $F = 0$). Вторая сверху серия – непрямой экситон без ловушки (полупрозрачный затвор Шоттки, $P_{ob} = 30$ $\mu\text{Вт}$, $P_{sb} = 0$, $F \approx 0.4$ кВ/см). $T = 1.7$ К. Для удобства сравнения серии вместе с пунктирными прямыми для нулевого расщепления сдвинуты по вертикали с шагом 100 $\mu\text{эВ}$. (б) Концентрационная зависимость критического магнитного поля: B_c как функция интенсивности экситонной линии I_m в центре отверстия в нулевом магнитном поле. $P_{sb} = 60$ $\mu\text{Вт}$, $F = 4.4$ кВ/см , $T = 1.7$ К.

го расщепления, определенного как разность положений центра тяжести линии в левой и правой циркулярной поляризациях: $\Delta E_Z = (E_{\sigma^-} - E_{\sigma^+})$. На рисунке 75а пять нижних серий экспериментальных точек представляют эти зависимости. На каждой из них имеется участок в области малых магнитных полей, где расщепление отсутствует: $\Delta E_Z = 0$ с экспериментальной точностью ± 10 мкэВ. Величина критического магнитного поля B_c , выше которого $\Delta E_Z \neq 0$, для каждой серии указана вертикальной стрелкой.

На рисунке 75b показана зависимость величины критического магнитного поля B_c , определенного в соответствии с положением стрелок на рисунке 75а, от интенсивности линии дипольного экситона в нулевом магнитном поле I_m , которая получена с помощью данных на рисунке 74. Обычно интенсивность пропорциональна концентрации излучателей и обратно пропорциональна их времени жизни. Поскольку вряд ли в данной ситуации время жизни заметно меняется с накачкой, то зависимость на рисунке 75b качественно отражает связь критического поля с экситонной плотностью $B_c(n)$: критическое поле растет с концентрацией экситонов.

На рисунке 75а для сравнения приведены еще две зависимости зеemanовского расщепления $\Delta E_Z(B)$, полученные при отсутствии потенциальной ловушки, в однородном пятне лазерного фотовозбуждения. Первая (самая верхняя) – для прямого экситона, измеренная вдали от шоттки-затвора, в области, свободной от металлической пленки на поверхности, т. е. в нулевом электрическом поле, $F = 0$. Вторая – для непрямого экситона – была измерена с использованием полупрозрачного затвора Шоттки. В случае прямого экситона ΔE_Z растет в положительную сторону от самых малых магнитных полей, достигает ≈ 60 мкэВ, после чего постепенно уменьшается и меняет знак вблизи $B = 4$ Тл. Подобное поведение спинового расщепления типично для GaAs/AlGaAs КЯ этой ширины [171, 183]. Такой, довольно сложный, вид зависимости $\Delta E_Z(B)$ связан со смешиванием в магнитном поле различных состояний дырки в валентной зоне GaAs: учет достаточно большого числа этих состояний при численных расчетах в приближении эффективной массы дает неплохое воспроизведение результатов эксперимента [184]. Поведение $\Delta E_Z(B)$ для непрямого экситона без потенциальной ловушки – качественно то же, что и у прямого экситона, только максимальное положительное расщепление в малых магнитных полях составляет ≈ 20 мкэВ, а знак расщепления меняется в области 2.5 Тл. Видно, что основное отличие для дипольных экситонов, накапливаемых в центре отверстия в затворе Шоттки, состоит в компенсации спинового расщепления в малых магнитных полях. Можно предположить, что для дипольных экситонов без ловушки компенсация тоже имеет место, но является неполной из-за недостаточной экситонной концентрации. В пользу более высокой плотности экситонов в центре отверстия в затворе Шоттки говорит и увеличенный темп нарастания расщепления с магнитным полем в области 3-5 Тл при больших накачках (см. рисунок 75а). Здесь может начи-

наяться заполнение экситонами следующего уровня Ландау и, как было продемонстрировано ранее на примере КЯ InGaAs/InP [185], обменное взаимодействие между полностью заполненным нулевым и частично заполненным первым уровнями Ландау приводит к росту спинового расщепления.

На рисунке 76а показано, как меняется в магнитном поле степень циркулярной поляризации ρ_c для дипольного экситона в центре отверстия при различной мощности надбарьерного фотовозбуждения. По величине степень поляризации не превышает $\pm 15\%$. Вид зависимости $\rho_c(B)$ существенно меняется при варьировании интенсивности фотовозбуждения. Тем не менее, можно обнаружить общую тенденцию, состоящую в том, что изначально отрицательная ρ_c

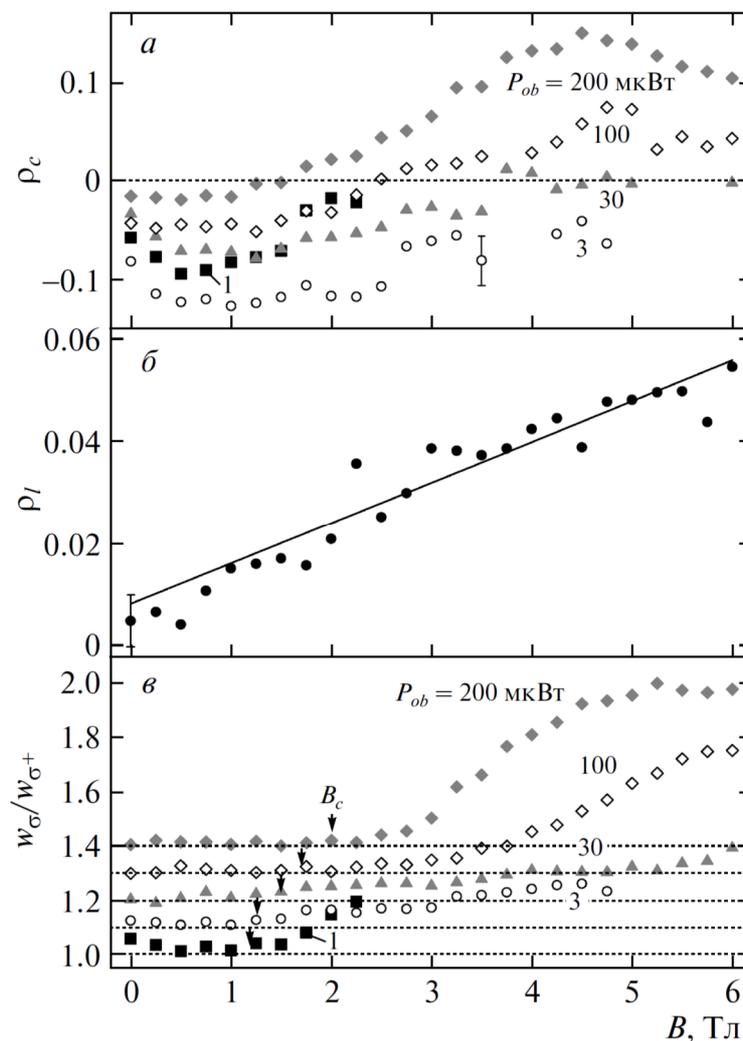


Рисунок 76 [182]. Свойства поляризации и параметры линии дипольного экситона в центре ловушки в зависимости от магнитного поля B . (а) Степень циркулярной поляризации $\rho_c = (I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}) / (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-})$, (б) степень линейной поляризации $\rho_l = (I_{[110]} - I_{[1\bar{1}0]}) / (I_{[110]} + I_{[1\bar{1}0]})$ и (в) отношение ширин линий циркулярно поляризованных компонент $w_{\sigma^-}/w_{\sigma^+}$. Для (а) и (в) значения P_{ob} указаны на рисунке, $P_{sb} = 60$ мкВт, для (б) $P_{ob} = 200$ мкВт, $P_{sb} = 0$ мкВт. $F = 4.4$ кВ/см, $T = 1.7$ К. На панели (в) серии сдвинуты по вертикали с шагом 0.1, стрелками указаны значения критических магнитных полей B_c с рисунка 75а.

уменьшается в магнитном поле по модулю, приближаясь к нулю, а в случае достаточно больших накачек становится с увеличением магнитного поля положительной и растет по абсолютной величине. Значение напряженности магнитного поля, при которой происходит смена знака ρ_c , не коррелирует с величиной критического поля B_c , выше которой появляется зеемановское расщепление. Сопоставление знаков ρ_c и ΔE_Z подтверждает полученный ранее результат [181]: система далека от равновесия во всем изученном диапазоне магнитных полей. Это означает, что время релаксации в спиновой подсистеме существенно превышает время жизни экситона. Фотовозбужденные носители, релаксируя вниз по энергии, попадают сначала на верхний спиновый подуровень и задерживаются на нем из-за низкой скорости спиновой релаксации.

Время спиновой релаксации τ_s для межъямных непрямых экситонов в ДКЯ GaAs/AlGaAs (n-i-n-структура на рисунке 17), измеренное напрямую в условиях небольших приложенных напряжений и, соответственно, не очень длинных времен жизни τ_f (несколько нс) в работах [186, 187], составило ~ 2.5 нс, т. е. того же порядка, что и τ_f . Примечательно, что скорость спиновой релаксации резко замедлялась при понижении температуры: τ_s увеличивалось в 1.5-2 раза в интервале температур $T = 2.5-3.5$ К, – что трактовалось авторами как признак формирования когерентной экситонной фазы.

Обращает на себя внимание отличная от нуля степень циркулярной поляризации без магнитного поля, $\rho_c \neq 0$, особенно заметная при низких уровнях фотовозбуждения. Без ловушки ничего подобного не наблюдается ни для дипольных, ни для прямых экситонов. Принципиальная возможность возникновения такой спонтанной циркулярной поляризации упоминается в работе [102], но только для случая конденсации на нижний зеемановский уровень. При этом ожидается еще и спонтанное спиновое расщепление, растущее в магнитном поле. Два последних условия находятся в прямом противоречии с нашими экспериментальными результатами. Действительно, помимо компенсации спинового расщепления, наблюдается еще и более интенсивное излучение с верхнего спинового подуровня, а не с нижнего. Очевидно, для определения природы эффекта спонтанной поляризации необходимы дополнительные исследования с целью выяснения условий, при которых этот эффект наблюдается.

Результаты измерений степени линейной поляризации $\rho_l = (I_{[110]} - I_{[1\bar{1}0]}) / (I_{[110]} + I_{[1\bar{1}0]})$ показаны на рисунке 76b. Как было установлено ранее [168], в центре отверстия линейная поляризация без магнитного поля отсутствует: $\rho_l \approx 0$. С ростом поля слабая поляризация появляется, линейно растет и достигает $\approx 5\%$ при $B = 6$ Тл.

Спектральная ширина линии (FWHM) дипольного экситона в центре отверстия исходно, в нулевом магнитном поле, составляет $w \approx 0.5$ мэВ во всем использовавшемся диапазоне мощностей фотовозбуждения. Включение магнитного поля приводит к быстрому сужению на

$\approx 10\%$ в малых полях, до 0.5 Тл, с последующим постепенным монотонным уширением до уровня $0.6 \div 0.9$ мэВ, который растет с накачкой. Вплоть до критического поля B_c ширина практически не зависит от направления циркулярной поляризации, но в области $B > B_c$, где наблюдается зеемановское расщепление, быстрее растет ширина линии в левой циркулярной поляризации $w_{\sigma-}$, отвечающая нижнему зеемановскому подуровню. На рисунке 76с построены отношения ширин линий $w_{\sigma-}/w_{\sigma+}$ с противоположным направлением вращения в зависимости от магнитного поля при различных интенсивностях фотовозбуждения. Вертикальными стрелками показаны критические значения магнитного поля B_c , определенные выше, на рисунке 75а. Видно, что в отличие от степени циркулярной поляризации (рисунок 76а) зависимость отношения ширин линий от магнитного поля коррелирует с поведением зеемановского расщепления (рисунок 75а), по крайней мере, на качественном уровне. Наиболее узкой спектрально всегда оказывается самая интенсивная спиновая компонента, что свидетельствует о коллективной природе этого эффекта: чем выше экситонная плотность, тем меньше спектральная ширина.

Таким образом, обнаружено, что величина критического магнитного поля B_c , ниже которого наблюдается компенсация зеемановского расщепления, действительно линейно растет с экситонной плотностью [182], как это предсказывалось теорией [97, 98]. Показательно, что при накапливании пространственно-непрямых экситонов без использования латеральной потенциальной ловушки компенсация расщепления оказывается неполной. Природа эффекта компенсации связана с обменным взаимодействием в плотной вырожденной бозе-системе – без ловушки достигаемая концентрация ниже и эффект более слабый. Компенсации не происходит при наличии в квантовой яме нескомпенсированных носителей заряда – система должна состоять из электрически нейтральных свободных экситонов.

С другой стороны, несмотря на гораздо большее по сравнению с экситонными поляритонами время жизни (~ 1 нс), исследуемая система пространственно-непрямых экситонов остается далекой от равновесия по спиновым степеням свободы: как и для поляритонов [100], верхний по энергии зеемановский подуровень демонстрирует бóльшую заселенность, чем нижний [181]. Очевидно, что в случае диполярных экситонов явление компенсации спинового расщепления вряд ли можно описать простой моделью для равновесной системы [97, 98].

4.7.2. Энергия экситона

Поведение энергии экситонных линий E в зависимости от магнитного поля на рисунке 71 в области малых полей, $B_{\perp} \leq 1.3$ Т, отличается необычно большим, квадратичным по полю, синим сдвигом: ≈ 2.2 мэВ/Т² для экситона на краю отверстия и ≈ 1.9 мэВ/Т² – в центре. Это, по крайней мере, на порядок больше, чем обычный ланжевеновский диамагнитный сдвиг, который определяется площадью диполярного экситона в плоскости ямы и в GaAs-структурах не пре-

вышает 0.1 мэВ/Гл^2 [188]. «Гигантский» синий сдвиг отсутствует: а) в режиме плоских зон, при $F \approx 0$, и б) в однородном перпендикулярном электрическом поле, при $F_r = 0$. Поэтому было бы логично связать данный эффект с присутствием в неоднородном электрическом поле радиальной компоненты. Можно предположить, например, что в скрещенных магнитном и электрическом полях нарушается центральная симметрия нижайшего экситонного состояния и к нему подмешиваются более высокие состояния с большими угловыми моментами. Величину и распределение радиальной компоненты $F_r(r)$ сложно рассчитать из-за экранировки внешнего поля фотовозбужденными носителями, но очевидно, что у края отверстия F_r того же порядка, что и F_{\perp} , и существенно уменьшается по направлению к центру. Поскольку приложенное внешнее поле довольно велико, $\approx 7.6 \text{ кВ/см}$, то наличие латеральной компоненты F_r должно быть заметно и внутри отверстия. Следует заметить, однако, что при данных параметрах эксперимента КЯ в нулевом магнитном поле должна быть заряжена (см. рисунок 74).

На рисунке 77а показано, как при различном уровне надбарьерного возбуждения, т.е. при различной экситонной плотности, меняется в магнитном поле энергия экситона $E(B)$ в условиях соблюдения электронейтральности или близких к ним. Видно, что «гигантский» синий сдвиг здесь не наблюдается. Кроме того, обращает на себя внимание немонотонная зависимость величины энергии от интенсивности накачки в отсутствии магнитного поля: с ростом мощности P_{ob} от 1 до 30 мкВт она увеличивается, а дальше – при $P_{ob} = 100 \text{ мкВт}$ и выше – уменьшается. Здесь следует отметить два основных действующих фактора. Во-первых, с нарастанием экситонной концентрации усиливается диполь-дипольное межэкситонное отталкивание, которое приводит к синему сдвигу, в сторону более высоких энергий. Во-вторых, с ростом лазерной мощности увеличивается концентрация фотовозбужденных носителей в полупроводнике и меняется распределение статического электрического поля внутри отверстия в затворе Шоттки. Действительно, из решения чисто электростатической задачи, в которой не учитывается ни генерация в структуре фотовозбужденных объемных зарядов, ни протекание фототоков, следует, что при данной геометрии электрическое поле значительно усиливается вблизи края отверстия из-за электростатической концентрации на краю металла. При этом в направлении от края к центру отверстия электрическое поле быстро спадает, так что его напряженность вблизи центра пренебрежимо мала. Другими словами, электростатическое поле в отверстие практически не проникает. Эксперимент же, проводимый в условиях стационарного фотовозбуждения, показывает, что при увеличении приложенного к структуре внешнего электрического поля в центре отверстия также наблюдается красный штарковский сдвиг, хотя и меньший, чем на краю отверстия. Естественно предположить, что при непрерывной оптической накачке на глубине проникновения света лазера ($\sim 1 \text{ мкм}$) возникает заметная концентрация неравновесных свобод

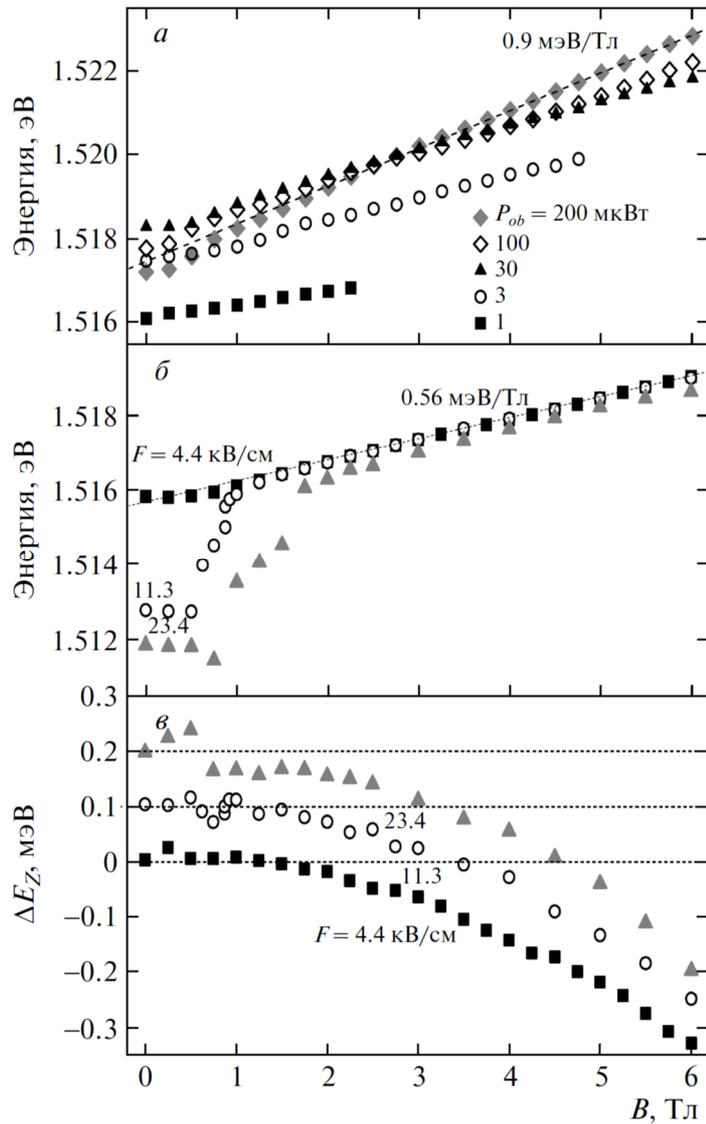


Рисунок 77 [182]. Влияние зарядового разбаланса на люминесценцию в центре отверстия в магнитном поле. (а) Энергия экситонной линии $E(B)$ в условиях, близких к нейтральности, при мощности надбарьерной накачки $P_{ob} = 1, 3, 30, 100$ и 200 мкВт, $P_{sb} = 60$ мкВт, $F = 4.4$ кВ/см, $T = 1.7$ К. (б) Энергия $E(B)$ и (в) земановское расщепление $\Delta E_z(B)$ линии люминесценции в центре ловушки при напряженности электрического поля $F = 4.4, 11.3$ и 23.4 кВ/см, $P_{ob} = 20$ мкВт. На панели (в) для удобства сравнения серии поведения спектральных расщеплений вместе с пунктирными прямыми для нулевого расщепления раздвинуты по вертикали с шагом 100 мкЭВ.

ных носителей заряда, за счет чего электрическое поле начинает проникать от края отверстия к центру. В результате увеличивается, в частности, ответственная за штарк-эффект для дипольных экситонов вертикальная компонента поля F_z , что и приводит к низкэнергетическому красному штарковскому сдвигу. Увеличение общего наклона зависимостей $E(B)$ с накачкой связано с уменьшением энергии связи экситона из-за экранировки кулоновского взаимодействия с ростом плотности фотовозбужденных носителей и возрастанием относительного вклада циклотронной энергии.

Для проверки влияния отклонения от режима электрической нейтральности были измерены спектральные серии в магнитном поле при варьировании приложенного напряжения. Ра-

нее было показано [113, 129], что компенсировать избыточные заряды в КЯ, варьируя мощности над- и подбарьерного фотовозбуждения, можно только при условии не слишком большого приложенного внешнего электрического поля. Этим, в частности, объясняется то, что при выяснении условий наблюдения компенсации спинового расщепления к структуре прикладывалось меньшее внешнее электрическое поле, чем на начальных этапах исследований: 4.4 кВ/см вместо 7.6 кВ/см: в сильных электрических полях КЯ обязательно заряжается. Иллюстрирует этот факт рисунок 77б, на котором приведены зависимости энергии экситона от магнитного поля при трех различных напряжениях. Видно, что только в достаточно сильном электрическом поле появляется «гигантский» синий скачок в малых магнитных полях – до 4 мэВ при $F = 23.4$ кВ/см. Контроль по экситону на легкой дырке показывает, что КЯ при этом заряжена: в области скачка линия lh -экситона отсутствует и появляется только при выходе на общую для всех трех зависимостей прямую с наклоном ≈ 0.56 мэВ/Тл. В поле $F = 11.3$ кВ/см это происходит вблизи $B \approx 0.9$ Тл, а при $F = 23.4$ кВ/см – в области $B \approx 1.75$ Тл. Таким образом, в магнитном поле выше 2 Тл влияние перпендикулярного электрического поля F_z на энергию lh -экситона в центре ловушки практически исчезает: судя по величине «синего» скачка, экситоны в КЯ возвращаются в режим плоских зон. Все выглядит так, будто срабатывает некий, весьма эффективный, механизм экранирования. Очевидно, в магнитном поле статическое электрическое поле перестает проникать в центр отверстия, поскольку вовлеченные в циклотронное движение фотовозбужденные носители перестают быть действительно свободными.

Обращает на себя внимание тот факт, что в области «синего» скачка рост энергии происходит немонотонно, с резкими изменениями наклона. Причины этого становятся понятными при более подробном рассмотрении эволюции спектра люминесценции в магнитном поле до 2 Тл – эта часть спектральной серии при внешнем электрическом поле $F = 23.4$ кВ/см показана на рисунке 78а. В таком сильном электрическом поле исходно, при $B = 0$, линия широкая ($w \approx 3$ мэВ) и бесструктурная, а при $B = 0.5$ и 0.75 Тл, появляется структура, связанная, очевидно, с квантованием Ландау (см. рисунок 78б). Но уже в поле 1 Тл остается заполненным только нижайший уровень Ландау, а при дальнейшем увеличении магнитного поля, в диапазоне 1.5-1.75 Тл, наблюдается еще одна трансформация. С синей стороны, выше по энергии на ≈ 0.5 мэВ, вырастает плечо, а затем и линия, которая потом становится доминирующей. Одновременно в спектре возникает линия lh -экситона (см. растянутые по вертикали фрагменты спектров в правой верхней части рисунка 78а). Естественно объяснить этот эффект превращением связанного (заряженного) экситона в свободный. Точно такая же трансформация наблюдается при переходе из заряженного состояния в нейтральное с увеличением мощности фотовозбуждения от 15 до 20 мкВт в условиях, приведенных для рисунка 74.

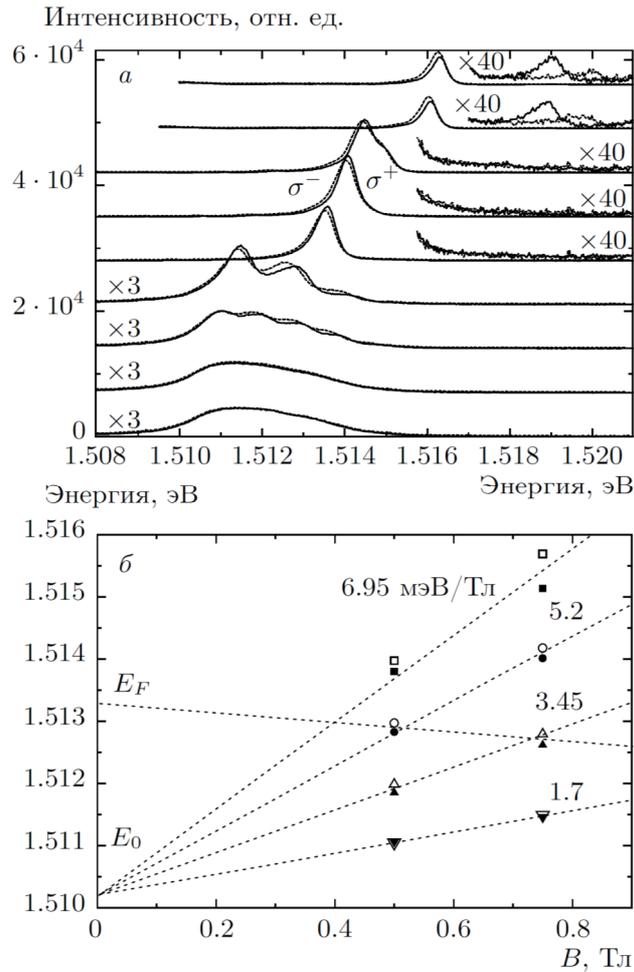


Рисунок 78 [182]. (а) Циркулярно-поляризованные спектры фотолюминесценции в центре ловушки в зависимости от магнитного поля: B растет снизу вверх от 0 до 2 Тл с шагом 0.25 Тл. Справа сверху показана дополнительно область линии экситона на легкой дырке, растянутая в 40 раз по вертикали. (б) Веер уровней Ландау на основании спектральных данных при $B = 0.5$ и 0.75 Тл. $P_{ob} = 20$ мкВт, $P_{sb} = 60$ мкВт, $F = 23.4$ кВ/см, $T = 1.7$ К.

На рисунке 78б точками показано положение максимумов линий в σ^+ - и σ^- -поляризациях, а веер уровней Ландау с $\Delta E = \hbar\omega_c = \hbar eB/m^*c$ построен в предположении, что масса частицы совпадает с массой электрона в GaAs: $m_e = 0.066m_0$, где m_0 – масса свободного электрона. Видно, что получено неплохое совпадение теории и эксперимента. То есть в данной области магнитных полей КЯ заполнена главным образом электронами. Исходя из показанных на рисунке 78б значений энергии дна зоны размерного квантования E_0 и энергии Ферми E_F , концентрация электронов составляет $n_e = 2m_e(E_F - E_0)/\pi\hbar^2 \approx 1.9 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$. Из того факта, что уже при $B = 0.5$ Тл наблюдается квантование Ландау, следует, что время электронной релаксации $\tau \geq \omega_c^{-1} \approx 6.6 \cdot 10^{-13}$ с. Поэтому оценка для подвижности электронов дает $\mu = e\tau/m^* \approx 5.3 \cdot 10^6$ см 2 /В·с, что является подтверждением высокого качества данной гетероструктуры.

Зависимости зеемановского расщепления $\Delta E_Z(B)$ от магнитного поля при выбранных напряженностях электрического поля приведены на рисунке 77в. Если в нейтральной ситуации, при $F = 4.4$ кВ/см, спиновое расщепление ниже 1.5 Тл компенсировано с точностью ± 10 мкэВ,

то в заряженной КЯ компенсация заведомо отсутствует и наблюдается более сложное поведение $\Delta E_Z(B)$, коррелирующее с особенностями в зависимости энергии $E(B)$ и с вышеописанными эволюциями в спектрах. Только в достаточно сильных магнитных полях, когда электрический баланс приближается к нейтральному (см. рисунок 77б), поведение спинового расщепления становится таким, как это показано на рисунке 30а: с компенсаций при $B < B_c$ и ростом в отрицательную сторону при $B > B_c$.

4.8. Выводы главы 4

Совокупность явлений, обнаруженных при накапливании диполярных экситонов в латеральной кольцевой электростатической ловушке, носит коллективный, когерентный характер и свидетельствует в пользу возникновения бозе-конденсата в системе взаимодействующих двумерных экситонов. С точки зрения экситонной БЭК трактовка полученных результатов выглядит следующим образом:

1. Пороговое возникновение с накачкой и быстрое исчезновение с температурой узкой спектральной линии диполярных экситонов связано с заполнением экситонами нижайшего энергетического состояния вблизи $k=0$. Линия неоднородно уширена из-за флуктуаций случайного потенциала.
2. Фазовая диаграмма в координатах «накачка-температура», построенная с помощью определения условий возникновения этой линии, согласуется с существующими представлениями о бозе-конденсации в 2D потенциальной ловушке [24, 133].
3. Со стороны низких плотностей возбуждения (малые экситонные концентрации) явление имеет очерченную границу и не наблюдается ниже порога подвижности межъямных экситонов, который определяется эффектами локализации экситонов на флуктуациях случайного потенциала. В области больших накачек явление также исчезает из-за ионизационного разрушения межъямных экситонов (переход Мотта). Динамический диапазон по накачкам (концентрациям) в пределах которого явление наблюдается, может достигать двух порядков величины. Существенное замечание: для наблюдения вышеизложенного явления в системе необходима максимальная компенсация зарядов, которые разрушают экситонные эффекты.
4. Компонента излучения диполярных экситонов, связанная с появившейся узкой спектральной линией, отличается пространственным распределением в виде симметричной структуры пятен люминесценции вдоль периметра кольцевой ловушки. Между пятнами существует когерентная связь, которая приводит к концентрации излучения вблизи нормали и распределению в дальней зоне (k -пространство), коррелирующей с распределением в r -пространстве.
5. Обнаруженное коллективное состояние характеризуется большими длинами когерентности, заметно превышающими длину волны де Бройля, и разрушается при увеличении темпера-

туры из-за флуктуаций параметра порядка. Совокупность полученных результатов по поведению корреляторов 1-го и 2-го порядка в зависимости от экситонной плотности свидетельствует о формировании в кольцевой электростатической ловушке когерентного экситонного состояния при уровне оптической накачки выше порога P_{thr} . Когерентность экситонного конденсата сохраняется в условиях превышения порога на 1-2 порядка величины и только при мощности фотовозбуждения, большей $\sim 10^3 \cdot P_{\text{thr}}$, наблюдаются такие признаки разрушения конденсата, как уменьшение степени когерентности 1-го порядка $g^{(1)}(\mathbf{r})$ и укорочение длины поперечной когерентности l_c^\perp .

6. В перпендикулярном магнитном поле условия для экситонной БЭК в ловушке вдоль края отверстия в затворе Шоттки нарушаются из-за движения экситонов по кольцевым траекториями в скрещенных электрическом и магнитном полях, но вместо этого формируется эффективная магнитоэлектрическая экситонная ловушка в центре отверстия.

7. В этой ловушке реализуется эффект подавления/компенсации спинового (зеemanовского) расщепления в слабых магнитных полях, обусловленный обменным взаимодействием в плотной вырожденной бозе-системе, состоящей из электрически нейтральных свободных дипольных экситонов. Компенсация не наблюдается при наличии в квантовой яме нескомпенсированных носителей заряда.

8. При выбранных параметрах эксперимента, оптимальных с точки зрения наблюдения обнаруженных эффектов экситонной БЭК, время жизни дипольных экситонов остается относительно коротким – 1-2 нс. В результате, экситонный конденсат оказывается обедненным: интенсивность узкой линии в лучшем случае равна амплитуде спектрально более широкой фонофой подставки, связанной с экситонами, локализованными на флуктуациях потенциала. По той же причине в спиновой подсистеме не успевает установиться термодинамическое равновесие: более высокий по энергии верхний зеemanовский подуровень остается заселенным сильнее, чем нижний.

Заключение

Представленная диссертационная работа посвящена разработке комплекса методов оптического диагностирования (измерение спектральных, пространственных, угловых, кинетических, поляризационных характеристик, а также когерентных свойств излучения экситонной люминесценции) и проведению системных экспериментальных исследований коллективных явлений, возникающих при накапливании в искусственных потенциальных ловушках квазидвумерных пространственно-непрямых диполярных экситонов в высококачественных полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs.

В результате проведенных экспериментальных исследований получены следующие основные результаты:

- 1) Оптимальной системой для наблюдения эффектов конденсации квазидвумерных диполярных экситонов является структура с одиночной КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм, расположенной между встроенным нижним электродом, которым служит проводящий двумерный электронный канал в другой КЯ, легированной с помощью кремниевого δ -слоя, и верхним электродом – металлическим затвором Шоттки на поверхности.
- 2) Вблизи края отверстия микронных размеров в непрозрачном затворе Шоттки для диполярных экситонов в КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм образуется эффективная кольцевая потенциальная ловушка глубиной до 5 мэВ.
- 3) Эффекты конденсации диполярных экситонов при накапливании их в такой кольцевой ловушке наблюдаются только при соблюдении режима, близкого к электрической нейтральности внутри КЯ. Компенсация избыточных зарядов противоположного знака в КЯ достигается в умеренных электрических полях при использовании комбинированного фотовозбуждения одновременно двумя световыми источниками: надбарьерного, с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны в барьере AlGaAs, и подбарьерного, с квантом меньше ширины барьера. Для КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм и круглого отверстия $\varnothing 5$ мкм время жизни диполярных экситонов составляет при этом ~ 1 нс.
- 4) При достаточно низкой температуре, $T < T_0 \approx 10$ К, и постепенном наращивании мощности оптической накачки P в спектре люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке пороговым образом возникает узкая спектральная линия (ширина 0.2-0.3 мэВ), интенсивность которой I растет с накачкой, а при фиксированной накачке быстро падает с повышением температуры по закону $I(T) \sim (1 - T/T_0)$. Фазовая диаграмма в координатах «накачка-температура», построенная из определения порога для появления узкой линии по накачке P_{thr} в диапазоне $T = 0.45$ К \div 4.2 К, близка к прямой, проходящей через начало координат, как и следует ожидать для 2D ловушки в бозе-системе, где критическая температура $T_c \sim N_{2D} / \ln(N_{2D})$.

- 5) В картине люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке наблюдаются две пары ярких пятен, симметрично расположенных на противоположных концах диаметров, ориентированных вдоль направлений $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ в плоскости подложки (001). Контраст пятен максимален при накачке, в несколько раз превышающей порог появления узкой спектральной линии P_{thr} , спадает с ростом температуры и исчезает вместе с этой линией: пятна размываются и кольцо люминесценции становится однородным.
- 6) Распределение излучения в дальней зоне, анализируемое с помощью оптического преобразования Фурье, коррелирует с картиной пятен в ближней зоне, демонстрируя конструктивную и деструктивную интерференцию, отвечающую излучению когерентного источника света. Вдоль нормали к плоскости КЯ наблюдается максимум, угловая ширина которого соответствует диапазону проекций волновых векторов на плоскость КЯ $\Delta k_{||} \approx 1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, что гораздо меньше величины теплового импульса $k_{th} = (2mk_B T)^{1/2}/\hbar \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ при $T = 2 \text{ К}$.
- 7) Ширина в радиальном направлении r кольцевого источника света, образованного диполярными экситонами в исследуемой потенциальной ловушке, находится за пределами пространственного разрешения оптической проекционной системы ($\sim 1.5 \text{ мкм}$), а его угловая ширина настолько мала, что даже при отсутствии когерентности между одиночными излучателями внутри кольца пространственная когерентность в направлении вдоль r остается весьма высокой. Тем не менее, с помощью сдвиговой интерферометрии установлено, что с появлением узкой линии в спектре диполярных экситонов, накапливаемых в кольцевой ловушке $\varnothing 5 \text{ мкм}$, степень поперечной пространственной когерентности увеличивается: при превышении порога по накачке, $P > P_{thr}$, пространственный коррелятор 1-го порядка $g^{(1)}(r, r')$ возрастает на $\approx 20\%$.
- 8) Ниже порога P_{thr} получаемый из анализа статистики испускаемых фотонов (измерение парных фотонных корреляций с помощью интерферометра Хэнбери Брауна – Твисса) временной коррелятор 2-го порядка $g^{(2)}(\tau)$ не достигает характерного для некогерентного хаотического источника значения $g^{(2)}(0) = 2$ из-за недостаточного временного разрешения современных однофотонных детекторов. Тем не менее, в широкой области накачек $0.1P_{thr} < P < 100P_{thr}$ обнаружено суперпуассоновское распределение или группировка фотонов (*bunching*): $g^{(2)}(0) > 1$. Коррелятор максимален вблизи порога, $g_{thr}^2(0) = 1.050 \pm 0.005$, где ожидаются максимальные флуктуации экситонной плотности. При накачках $P > 100P_{thr}$ статистика снова становится пуассоновской, $g^{(2)}(0) = 1$, как это и должно быть в когерентной системе, описываемой единой волновой функцией. С повышением температуры от 0.45 К до 4.2 К $g_{thr}^2(0)$ уменьшается до 1.015 ± 0.005 , что может служить косвенным свидетельством разрушения параметра порядка с температурой.

- 9) Выше порога по накачке излучение в двух парах ярких пятен в круглой кольцевой ловушке для дипольных экситонов линейно поляризовано в направлении вдоль соединяющих их диаметров: в одной паре – вдоль $[110]$, в другой – вдоль $[1\bar{1}0]$. Степень поляризации скачком возрастает вблизи порога, достигая значения $\rho_l \approx 70\%$, и плавно снижается с ростом $P > P_{thr}$.
- 10) В перпендикулярном магнитном поле (геометрия Фарадея) пятна люминесценции по периметру отверстия в затворе Шоттки размываются и исчезают, а в центре наблюдается яркое однородное пятно. Интенсивность излучения из центра растет с магнитным полем, увеличиваясь на порядок при $B = 6$ Тл. Вблизи центра отверстия дипольные экситоны скапливаются в магнитоэлектрической ловушке: в скрещенных полях (магнитное – перпендикулярно поверхности, а электрическое – радиально, в плоскости КЯ) электрически нейтральные экситоны движутся по кольцевым орбитам вокруг центра отверстия.
- 11) Для дипольных экситонов в магнитоэлектрической ловушке зеемановское расщепление по энергии между состояниями со спином вдоль магнитного поля и против него в слабых магнитных полях, $0 < B < B_c = 1\div 2$ Тл, практически полностью подавлено: $\Delta E_z = 0 \pm 10$ мкэВ. Величина критического магнитного поля B_c линейно растет с экситонной плотностью.

Для дальнейшего прогресса в исследовании свойств системы дипольных экситонов с точки зрения реализации в ней бозе-эйнштейновской конденсации требуется приближаться к условиям, более близким к термодинамическому равновесию, то есть понижать эффективную температуру экситонной подсистемы. В качестве возможных вариантов для продвижения в этом направлении можно упомянуть разделение фотовозбуждения и регистрации во времени и/или в пространстве. Первое предполагает импульсное возбуждение, по окончании которого и должен проводиться анализ свойств остывающего экситонного облака. Во втором случае изучаются свойства экситонов, которые диффундируют/дрейфуют из горячей области лазерного возбуждения и по пути охлаждаются, передавая свою энергию кристаллической решетке. Именно эта идея лежала в основе попыток реализации экситонной ловушки в центре кольцевого лазерного пучка. Другой вариант – переход к более долгоживущим экситонным системам. Собственно, разделение в пространстве без этого и невозможно. Проблема состоит в том, чтобы качество этих новых систем было на достаточно высоком уровне.

В заключение автор выражает свою глубокую благодарность всем сотрудникам ИФТТ РАН, без которых эта работа вряд ли могла состояться, и в первую очередь В. Б. Тимофееву – за стимулирующее, активное и плодотворное сотрудничество, В. Д. Кулаковскому и И. В. Кукушкину, а также Ю. Е. Лозовику – за живой интерес к работе и полезные обсуждения, всем сотрудникам Лаборатории неравновесных электронных процессов ИФТТ РАН – за помощь в подготовке и проведении экспериментов, ценные обсуждения как методов, так и результатов.

Литература

1. A. Einstein “Quantentheorie des einatomige idealen Gases”, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. B.22. S.261 (1924); *ibid.* B.23. S.3 (1925). Перевод: А. Эйнштейн. Квантовая теория одноатомного идеального газа // УФН. 1965. Т.86. №3. С.381-403.
2. A. J. Leggett. Superfluidity // *Rev. Mod. Phys.* 1999. V.71. No.2. P.318-323.
3. F. London. The λ -Phenomenon of Liquid Helium and the Bose-Einstein Degeneracy // *Nature*. 1938. V.141. No.3571. P.643-644.
4. F. London. On the Bose-Einstein Condensation // *Phys. Rev.* 1938. V.54. No.11. P.947-954.
5. E. A. Cornell, C. E. Wieman. Nobel Lecture: Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments // *Rev. Mod. Phys.* 2002. V.74. No.3. P.875-893.
6. W. Ketterle. Nobel lecture: When atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser // *Rev. Mod. Phys.* 2002. V.74. No.4. P.1131-1151.
7. С. А. Москаленко. Обратимые оптико-гидродинамические явления в неидеальном экситонном газе // ФТТ. 1962. Т.4. №1. С.276-284.
8. J. M. Blatt, K. W. Böer, W. Brandt. Bose-Einstein Condensation of Excitons // *Phys. Rev.* 1962. V.126. No.5. P.1691-1692.
9. R. C. Casella. On the possibility of observing a Bose-Einstein condensation of excitons in CdS and CdSe // *J. of Phys. and Chem. of Solids*. 1963. V.24. No.1. P.19-26.
10. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов. Коллективные свойства экситонов большого радиуса // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т.5. №7. С.238-242.
11. В. А. Гергель, Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис. Оптические свойства экситонного конденсата в полупроводнике // ЖЭТФ. 1967. Т.53. №2. С.544-555.
12. В. А. Гергель, Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис. Сверхтекучесть экситонов в полупроводниках // ЖЭТФ. 1968. Т.54. №1. С.298-302.
13. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов. Коллективные свойства экситонов в полупроводниках // ЖЭТФ. Т.54. №3. С.978-993 (1968).
14. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев. Возможная неустойчивость полуметаллического состояния относительно кулоновского взаимодействия // ФТТ. 1964. Т.6. №9. С.2791-2798.
15. А. Н. Козлов, Л. А. Максимов. О фазовом переходе металл-диэлектрик двухвалентный кристалл // ЖЭТФ. 1965. Т.48. №4. С.1184-1193.
16. А. А. Абрикосов. Основы теории металлов // Москва: Наука. 1987. 520 с.
17. D. Snoke, G. V. Kavoulakis Bose-Einstein Condensation of Excitons in Cu₂O: Progress Over Thirty Years // arXiv: 1212.4705 [cond-mat.quant-gas].

18. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон. О возможности сверхтекучести разделенных в пространстве электронов и дырок при их спаривании: новый механизм сверхпроводимости // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т.22. №11. С.556-559.
19. С. И. Шевченко. Теория сверхпроводимости систем со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок // ФНТ. 1976. Т.2. №4. С.505-516.
20. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, C. A. Burrus. Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures // Phys. Rev. B. 1985. V.32. No.2. P.1043-1060.
21. В. Л. Березинский. Разрушение дальнего порядка в одномерной и двумерной системах с непрерывной группой симметрии. I. Классические системы // ЖЭТФ. 1970. Т.59. №3. С.907-920.
22. В. Л. Березинский. Разрушение дальнего порядка в одномерной и двумерной системах с непрерывной группой симметрии. II. Квантовые системы // ЖЭТФ. 1971. Т.61. №3. С.1144-1156.
23. J. M. Kosterlitz, D. J. Thouless. Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems // J. Phys. C: Solid State Phys. 1973. V.6. No.7. P.1181-1203.
24. V. Bagnato, D. Kleppner. Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps // Phys. Rev. A. 1991. V.44. No.11. P.7439-7441.
25. L. V. Butov, C. W. Lai, A. L. Ivanov, A. C. Gossard, D. S. Chemla. Towards Bose-Einstein condensation of excitons in potential traps // Nature. 2002. V.417. No.6884. P.47-52.
26. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, П. А. Ни, С. В. Дубонос, И. Хвам, К. Соеренсен. Бозеконденсация межъямных экситонов в двойных квантовых ямах // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т.75. №11. С.689-694.
27. Exciton Polaritons in Microcavities (New Frontiers) // Edited by D. Sanvitto and V. Timofeev. Berlin – Heidelberg: Springer. 2012. 395p.
28. ООО “РТИ, криомагнитные системы” (Черноголовка – Москва): <http://www.cryo.ru>
29. А. В. Горбунов. Вставка в гелиевый криостат для экспериментов с острием вблизи поверхности образца в сверхтекучем гелии // ПТЭ. 2006. №1. С.155-159.
30. Зонд типа CSG01S фирмы НТ-МДТ «Устройства и материалы для нанотехнологий» (Зеленоград): <http://www.ntmdt.ru>
31. А. В. Горбунов, Е. И. Демихов, С. И. Дорожкин, К. П. Мелетов, В. Б. Тимофеев. Гелиевый криостат с откачкой паров ^3He для оптических исследований // ПТЭ. 2009. №6. С.133-138.
32. С. И. Дорожкин, В. Н. Зверев, Г. В. Мерзляков. Универсальная низкотемпературная вставка с откачкой паров жидкого ^3He криосорбционным насосом // ПТЭ. 1996. №2. С.165-166.
33. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики // Москва: Наука. 1973. 720 с.
34. Р. Лоудон. Квантовая теория света // Москва: Мир. 1976. 488 с.

35. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss. Correlation between photons in two coherent beams of light // *Nature*. 1956. V.177. No.4497. P.27-29.
36. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss. A test of a new type of stellar interferometer on Sirius // *Nature*. 1956. V.178. No.4541. P.1046-1048.
37. R. Glauber. Photon correlations // *Phys. Rev. Lett.* 1963. V.10. No.3. P.84-86.
38. A. Öttl, S. Ritter, M. Köhl, T. Esslinger. Correlations and Counting Statistics of an Atom Laser // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V.95. No.9. P.090404 (1-4).
39. M. Schellekens, R. Hoppeler, A. Perrin, J. V. Gomes, D. Boiron, A. Aspect, C. I. Westbrook. Hanbury Brown Twiss Effect for Ultracold Quantum Gases // *Science*. 2005. V.310. No.5748. P.648-651.
40. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood, C. A. Burrus. Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect // *Phys. Rev. Lett.* 1984. V.53. No.22. P.2173-2176.
41. D. A. B. Miller, J. S. Weiner, D. Chemla. Electric-field dependence of linear optical properties in quantum well structures: Waveguide electroabsorption and sum rules // *IEEE J. Quantum Electronics*. 1986. V.22. No9. P.1816-1830.
42. T. Fukuzawa, T. K. Gustafson, E. Yamada. Possibility of coherent light emission from Bose condensed states in quantum-well systems. *IEEE J. Quantum Electronics*. 1990. V.26. No.5. P.811-814.
43. T. Fukuzawa, S. S. Kano, T. K. Gustafson, T. Ogawa. Possibility of coherent light emission from Bose condensed states of SEHPs // *Surface Science*. 1990. V.228. No.1-3. P.482-485.
44. T. Fukuzawa, E. E. Mendez, J. M. Hong. Phase Transition of an Exciton System in GaAs Coupled Quantum Wells // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V.64. No.25. P.3066-3069.
45. A. Alexandrou, J. A. Kash, E. E. Mendez, M. Zachau, J. M. Hong, T. Fukuzawa, Y. Hase. Electric-field effects on exciton lifetimes in symmetric coupled GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As double quantum wells // *Phys. Rev. B*. 1990. V.42. No.14. P.9225-9228.
46. J. A. Kash, M. Zachau, E. E. Mendez, J. M. Hong, T. Fukuzawa. Fermi-Dirac Distribution of Excitons in Coupled Quantum Wells // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V.66. No.17. P.2247-2250.
47. V. B. Timofeev, A. V. Larionov, A. S. Ioselevich, J. Zeman, G. Martinez, J. Hvam, K. Sørensen. Interwell radiative recombination in the presence of random potential fluctuations in GaAs/AlGaAs biased double quantum well // *Письма в ЖЭТФ*. 1998. Т.67. №8. С.580-585.
48. Л. В. Бутов, А. В. Минцев, А. И. Филин, К. Эберл. Кинетика непрямой фотолюминесценции в двойных квантовых ямах GaAs/Al_xGa_{1-x}As с большой амплитудой хаотического потенциала // *ЖЭТФ*. 1999. Т.115. №5. С.1890-1905.
49. С. И. Губарев, О. В. Волков, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский, И. В. Кукушкин. Влияние экранирования двумерными носителями заряда на энергию связанных экситонных состояний в GaAs/AlGaAs квантовых ямах // *Письма в ЖЭТФ*. 2002. Т.76. №9. С.673-677.

50. L. Kappei, J. Szczytko, F. Morier-Genoud, B. Deveaud. Direct Observation of the Mott Transition in an Optically Excited Semiconductor Quantum Well // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V.54. No.14. P.147403 (1-4).
51. M. Stern, V. Garmider, V. Umansky, I. Bar-Joseph. Mott Transition of Excitons in Coupled Quantum Wells // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V.100. No.25. P.256402 (1-4).
52. D. Snoke. Predicting the ionization threshold for carriers in excited semiconductors // *Solid State Commun.* 2008. V.146. No.1-2. P.73-77.
53. D. Yoshioka, A.H. MacDonald. Double Quantum Well Electron-Hole Systems in Strong Magnetic Fields // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1990. V.59. No.12. P.4211-4214.
54. X. Zhu, P. B. Littlewood, M. S. Hybertsen, T. M. Rice. Exciton Condensate in Semiconductor Quantum Well Structures // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V.74. No.9. P.1633-1636.
55. C. Schindler, R. Zimmermann. Analysis of the exciton-exciton interaction in semiconductor quantum wells // *Phys. Rev. B.* 2008. V.78. No.4. P.045313 (1-10).
56. A. L. Ivanov, E. A. Muljarov, L. Mouchliadis, R. Zimmermann. Comment on “Photoluminescence Ring Formation in Coupled Quantum Wells: Excitonic Versus Ambipolar Diffusion” // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V.104. No.17. P.179701 (1).
57. B. Laikhtman, R. Rapaport. Exciton correlations in coupled quantum wells and their luminescence blue shift // *Phys. Rev. B.* 2009. V.80. No.19. P.195313 (1-12).
58. M. A. Lampert. Mobile and Immobile Effective-Mass-Particle Complexes in Nonmetallic Solids // *Phys. Rev. Lett.* 1958. V.1. No.12. P.450-453.
59. K. Kheng, R. T. Cox, M. Y. d’Aubigné, F. Bassani, K. Saminadayar, S. Tatarenko. Observation of negatively charged excitons X^- in semiconductor quantum wells // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V.71. No.11. P.1752-1755.
60. G. Finkelstein, H. Shtrikman, I. Bar-Joseph. Optical Spectroscopy of a Two-Dimensional Electron Gas near the Metal-Insulator Transition // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V.74. No.6. P.976-979.
61. A. J. Shields, M. Pepper, D. A. Ritchie, M. Y. Simmons, G. A. C. Jones. Quenching of excitonic optical transitions by excess electrons in GaAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* 1995. V.51. No.24. P.18049-18052.
62. G. Finkelstein, H. Shtrikman, I. Bar-Joseph. Negatively and positively charged excitons in GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum wells // *Phys. Rev. B.* 1996. V.53. No.4. P.1709-1712.
63. A. J. Shields, J. L. Osborne, M. Y. Simmons, M. Pepper, D. A. Ritchie. Magneto-optical spectroscopy of positively charged excitons in GaAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* 1995. V.52. No.8. P.5523-5526.

64. О. В. Волков, В. Е. Житомирский, И. В. Кукушкин, В. Е. Бисти, К. фон Клитцинг, К. Эберл. Заряженные и нейтральные экситонные комплексы в GaAs/AlGaAs квантовых ямах // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т.66. №11. С.730-735.
65. V. V. Solovyev, 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. 2009. V.79. No.23. P.233306 (1-4).
66. L. V. Butov, A. C. Gossard, D. S. Chemla. Macroscopically ordered state in an exciton system // Nature. 2002. V.418. No.6899. P.751-754.
67. D. Snoke, S. Denev, Y. Liu, L. Pfeiffer, K. West. Long-range transport in excitonic dark states in coupled quantum wells // Nature. 2002. V.418. No.6899. P.754-757.
68. A. L. Ivanov, L. E. Smallwood, A. T. Hammack, S. Yang, L. V. Butov, A. C. Gossard. Origin of the inner ring in photoluminescence patterns of quantum well excitons // Europhys. Lett. 2006. V.73. No.6. P.920-926.
69. L. V. Butov, L. S. Levitov, A. V. Mintsev, B. D. Simons, A. C. Gossard, D. S. Chemla. Formation Mechanism and Low-Temperature Instability of Exciton Rings // Phys. Rev. Lett. 2004. V.92. No.11. P.117404 (1-4).
70. R. Rapaport, G. Chen, D. Snoke, Steven H. Simon, L. Pfeiffer, K. West, Y. Liu, and S. Denev. Charge Separation of Dense Two-Dimensional Electron-Hole Gases: Mechanism for Exciton Ring Pattern Formation // Phys. Rev. Lett. 2004. V.92. No.11. P.117405 (1-4).
71. I. V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog, V. E. Kirpichev, B. N. Shepel. Reduction of the electron density in GaAs-Al_xGa_{1-x}As single heterojunctions by continuous photoexcitation // Phys. Rev. B. 1989. V.40. No.6. P.4179-4182.
72. S. Yang, L. V. Butov, L. S. Levitov, B. D. Simons, A. C. Gossard. Exciton front propagation in photoexcited GaAs quantum wells // Phys. Rev. B. 2010. V.81. No.11. P.115320 (1-6).
73. S. Yang, A. T. Hammack, M. M. Fogler, and L.V. Butov, A. C. Gossard. Coherence Length of Cold Exciton Gases in Coupled Quantum Wells // Phys. Rev. Lett. 2006. V.97. No.18. P.187402 (1-4).
74. A. A. High, J. R. Leonard, A. T. Hammack, M. M. Fogler, L. V. Butov, A. V. Kavokin, K. L. Campman, A. C. Gossard. Spontaneous coherence in a cold exciton gas // Nature. 2012. V.483. No.7391. P.584-588.
75. S. Yang, A. V. Mintsev, A. T. Hammack, L. V. Butov. Repulsive interaction in the macroscopically ordered exciton state in GaAs/Al_xGa_{1-x}As coupled quantum well structures // Phys. Rev. B. 2007. V.75. No.3. P.033311 (1-4).
76. С. Г. Тиходеев. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках // УФН. 1985. Т.145. №1. С.3-50.
77. Электронно-дырочные капли в полупроводниках // Под редакцией К. Д. Джеффриса и Л. В. Келдыша. Москва: Наука. 1988. 468с.

78. A. A. Chernyuk, V. I. Sugakov. Ordered dissipative structures in exciton systems in semiconductor quantum wells // *Phys. Rev. B*. 2006. V.74. No.8. P.085303 (1-7).
79. L. S. Levitov, B. D. Simons, L. V. Butov. Pattern Formation as a Signature of Quantum Degeneracy in a Cold Exciton System // *Phys. Rev. B*. 2005. V.94. No.17. P.176404 (1-4).
80. C. S. Liu, H. G. Luo, W. C. Wu. Pattern formation of indirect excitons in coupled quantum wells // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2006. V.18. No.42. P.9659–9668.
81. A.V. Paraskevov, T.V. Khabarova. On the microscopic theory of the exciton ring fragmentation // *Physics Letters A*. 2007. V.368. No.1-2. P.151–154.
82. A. V. Paraskevov, S. E. Savel'ev. Ring-shaped luminescence patterns in a locally photoexcited electron-hole bilayer // *Phys. Rev. B*. 2010. V.81. No.19. P.193403 (1-4).
83. A. V. Paraskevov. Ring-shaped spatial pattern of exciton luminescence formed due to the hot carrier transport in a locally photoexcited electron-hole bilayer // *ЖЭТФ*. 2012. Т.141. №6. С.1167-1182.
84. A. L. Ivanov, P. B. Littlewood, H. Haug. Bose-Einstein statistics in thermalization and photoluminescence of quantum-well excitons // *Phys. Rev. B*. 1999. V.59. No.7. P.5032-5048.
85. L. V. Butov, A. Imamoglu, A. V. Mintsev, K. L. Campman, A. C. Gossard. Photoluminescence kinetics of indirect excitons in GaAs/Al_xGa_{1-x}As coupled quantum wells // *Phys. Rev. B*. 1999. V.59. No.3. P.1625-1628.
86. Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский. К теории экситона Мотта в сильном магнитном поле // *ЖЭТФ*. 1967. Т.53. №2. С.717-722.
87. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик. Экситон Мотта в квазидвумерном полупроводнике в сильном магнитном поле // *ЖЭТФ*. 1980. Т.78. №3. С.1167-1175.
88. D. Paquet, T. M. Rice, K. Ueda. Two-dimensional electron-hole fluid in a strong perpendicular magnetic field: Exciton Bose condensate or maximum density two-dimensional droplet // *Phys. Rev. B*. 1985. V.32. No.8. P.5208-5221.
89. Ю. Е. Лозовик, А. М. Рувинский. Магнитоэкситонное поглощение в связанных квантовых ямах // *ЖЭТФ*. 1997. Т.112. №5(11). С.1791-1808.
90. L. V. Butov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, K. L. Campman, A. C. Gossard. Magneto-optics of the spatially separated electron and hole layers in GaAs/Al_xGa_{1-x}As coupled quantum wells // *Phys. Rev. B*. 1999. V.60. No.12. P.8753-8758 (1-6).
91. D. M. Whittaker, T. A. Fisher, P. E. Simmonds, M. S. Skolnick, R. S. Smith. Magnetic-Field-Induced Indirect Gap in a Modulation-Doped Quantum Well // *Phys. Rev. Lett*. 1991. V.67. No.7. P.887-890.
92. A. A. Gorbatshevich, I. V. Tokatly. Formation of k -space indirect magnetoexcitons in double-quantum-well direct-gap heterostructures // *Semicond. Sci. Technol*. 1998. V.13. No.3. P.288-295.

93. L. V. Butov, A. V. Mintsev, Yu. E. Lozovik, K. L. Campman, A. C. Gossard. From spatially indirect excitons to momentum-space indirect excitons by an in-plane magnetic field // *Phys. Rev. B*. 2000. V.62. No.3. P.1548-1551.
94. L.V. Butov, C.W. Lai, D. S. Chemla, Yu. E. Lozovik, K. L. Campman, A. C. Gossard. Observation of Magnetically Induced Effective-Mass Enhancement of Quasi-2D Excitons // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V.87. No.21. P.216804 (1-4).
95. Yu. E. Lozovik, I. V. Ovchinnikov, S. Yu. Volkov, L. V. Butov, D. S. Chemla. Quasi-two-dimensional excitons in finite magnetic fields // *Phys. Rev. B*. 2002. V.65. No.23. P.235304 (1-11).
96. A. Imamoglu. Inhibition of spontaneous emission from quantum-well magnetoexcitons // *Phys. Rev. B*. 1996. V.54. No.20. P.14285-14288.
97. Yu. G. Rubo, A. V. Kavokin, I. A. Shelykh. Suppression of superfluidity of exciton-polaritons by magnetic field // *Physics Lett. A*. 2006. V.358. No.3. P.227-230.
98. I. A. Shelykh, Yu. G. Rubo, A. V. Kavokin. Renormalized dispersion of elementary excitations in spinor polariton condensates // *Superlattices and Microstructures*. 2007. V.41. No.5-6. P.313-320.
99. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymanska, R. Andre, J.L. Staehli, V. Savona, P.B. Littlewood, B. Deveaud, Le Si Dang. Bose-Einstein condensation of exciton polaritons // *Nature*. 2006. V.443. No.7110. P.409-414.
100. A. V. Larionov, V. D. Kulakovskii, S. Höfling, C. Schneider, L. Worschech, A. Forchel. Polarized Nonequilibrium Bose-Einstein Condensates of Spinor Exciton Polaritons in a Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V.105. No.25. P.256401 (1-4).
101. P. Walker, T. C. H. Liew, D. Sarkar, M. Durska, A. P. D. Love, M. S. Skolnick, J. S. Roberts, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, D. N. Krizhanovskii. Suppression of Zeeman Splitting of the Energy Levels of Exciton-Polariton Condensates in Semiconductor Microcavities in an External Magnetic Field // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V.106. No.25. P.257401 (1-4).
102. V. L. Korenev. Optical orientation of the homogeneous nonequilibrium Bose-Einstein condensate of exciton polaritons // *Phys. Rev. B*. 2012. V.86. No.3. P.035310 (1-5).
103. M. Combescot, O. Betbeder-Matibet, R. Combescot. Bose-Einstein Condensation in Semiconductors: The Key Role of Dark Excitons // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V.99. No.17. P.176403 (1-4).
104. R. Combescot, M. Combescot. ‘Gray’ BCS Condensate of Excitons and Internal Josephson Effect // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V.109. No.2. P.026401 (1-5).
105. M. Combescot, R. Combescot, M. Alloing, F. Dubin. Optical signatures of a fully dark exciton condensate // *Europhys. Lett.* 2014. V.105. No.4. P.47011 (1-5).
106. M. Alloing, M. Beian, M. Lewenstein, D. Fuster, Y. González, L. González, R. Combescot, M. Combescot, F. Dubin. Evidence for a Bose-Einstein condensate of excitons // *Europhys. Lett.* 2014. V.107. No.1. 10012 (1-6).

107. Yu. G. Rubo, A. V. Kavokin. Increase of the chemical potential and phase transitions in four-component exciton condensates subject to magnetic fields // *Phys. Rev. B*. 2011. V.84. No.4. P.045309 (1-5).
108. В. В. Криволапчук, Е. С. Москаленко, А. Л. Жмодиков, Т. С. Ченг, С. Т. Фоксон. Проявление коллективных свойств пространственно-непрямых экситонов в асимметричных двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs // *ФТТ*. 1999. Т.41. №2. С.325-329.
109. V. V. Krivolapchuk, E. S. Moskalenko, A. L. Zhmodikov. Specific features of the indirect exciton luminescence line in GaAs/Al_xGa_{1-x}As double quantum wells // *Phys. Rev. B*. 2001. V.64. No.4. P.045313 (1-6).
110. В. В. Криволапчук, А. Л. Жмодиков, Е. С. Москаленко. Излучение конденсата экситонов в двойных квантовых ямах // *ФТТ*. 2006. Т.48. №1. С.139-143.
111. Р. В. Кузьмин, В. В. Криволапчук, Е. С. Москаленко, М. М. Мездрогина. Флуктуации интенсивности излучения экситонного Бозе-конденсата в двойных квантовых ямах GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As // *ФТТ*. 2010. Т.52. №6. С.1184-1190.
112. M. Stern, V. Garmider, E. Segre, M. Rappaport, V. Umansky, Y. Levinson, I. Bar-Joseph. Photoluminescence Ring Formation in Coupled Quantum Wells: Excitonic Versus Ambipolar Diffusion // *Phys. Rev. Lett*. 2008. V.101. No.25. P.257402 (1-4).
113. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Дитче. Непрямые экситоны и двойные электронно-дырочные слои в широкой одиночной GaAs/AlGaAs квантовой яме в сильном электрическом поле // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т.83. №12. С.647-652.
114. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Дитче. Кинетика непрямой электрон-дырочной рекомбинации в широкой одиночной квантовой яме в сильном электрическом поле // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т.84. №4. С.2567-260.
115. A. Zrenner, P. Leeb, J. Schäfer, G. Weimann, J. M. Worlock, L. T. Florez, J. P. Harbison. Indirect excitons in coupled quantum well structures // *Surface Science*. 1992. V.263. No.1-3. P.496-501.
116. A. Zrenner, L. V. Butov, M. Hagn, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Weimann. Quantum Dots Formed by Interface Fluctuations in AlAs/GaAs Coupled Quantum Well Structures // *Phys. Rev. Lett*. 1994. V.72. No.21. P.3382-3385.
117. L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Weimann. Condensation of Indirect Excitons in Coupled AlAs/GaAs Quantum Wells // *Phys. Rev. Lett*. 1994. V.73. No.2. P.303-307.
118. L. V. Butov, A. I. Filin. Anomalous transport and luminescence of indirect excitons in AlAs/GaAs coupled quantum wells as evidence for exciton condensation // *Phys. Rev. B*. 1998. V.58. No.4. P.1980-2000.

119. L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, A. V. Petinova, K. Eberl. Direct and indirect magnetoexcitons in symmetric $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ coupled quantum wells // *Phys. Rev. B*. 1995. V.52. No.16. P.12153-12157.
120. G. J. Schinner, E. Schubert, M. P. Stallhofer, J. P. Kotthaus, D. Schuh, A. K. Rai, D. Reuter, A. D. Wieck, A. O. Govorov. Electrostatically trapping indirect excitons in coupled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum wells // *Phys. Rev. B*. 2011. V.83. No.16. P.165308 (1-10).
121. G. J. Schinner, J. Repp, K. Kowalik-Seidl, E. Schubert, M. P. Stallhofer, A. K. Rai, D. Reuter, A. D. Wieck, A. O. Govorov, A. W. Holleitner, J. P. Kotthaus. Quantum Hall signatures of dipolar Mahan excitons // *Phys. Rev. B*. 2013. V.87. No.4. P.041303 (1-5).
122. G. J. Schinner, J. Repp, E. Schubert, A. K. Rai, D. Reuter, A. D. Wieck, A. O. Govorov, A. W. Holleitner, J. P. Kotthaus. Many-body correlations of electrostatically trapped dipolar excitons // *Phys. Rev. B*. 2013. V.87. No.20. 205302 (1-8).
123. D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook, D. S. Katzer, D. Park. Fine Structure Splitting in the Optical Spectra of Single GaAs Quantum Dots // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V.76. No.16. P.3005-3008.
124. А. В. Горбунов, В. Е. Бисти, В. Б. Тимофеев. Температурная зависимость интенсивности люминесценции в условиях бозе-конденсации межъямных экситонов // *ЖЭТФ*. 2005. Т.128. №4. С.803-810.
125. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, И. Хвам, К. Соеренсен. Межъямные экситоны в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs и их коллективные свойства // *ЖЭТФ*. 2000. Т.117. №6. С.1255-1269.
126. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Коллективное состояние в бозе-газе взаимодействующих межъямных экситонов // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т.83. №4. С.178-184.
127. А. В. Горбунов, А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев. Кинетика люминесценции диполярных экситонов в кольцевых ловушках // *Письма в ЖЭТФ*. 2007. Т.86. №1. С.48-53.
128. S. Ben-Tabou de-Leon, V. Laikhtman. Exciton-exciton interactions in quantum wells: Optical properties and energy and spin relaxation // *Phys. Rev. B*. 2001. V.63. No.12. P.125306 (1-20).
129. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Крупномасштабная когерентность бозе-конденсата пространственно-непрямых экситонов // *Письма в ЖЭТФ*. 2006. Т.84. №6. С.390-396.
130. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин. Электрооптическая ловушка для диполярных экситонов в GaAs/AlAs диоде Шоттки с одиночной квантовой ямой // *Письма в ЖЭТФ*. 2011. Т.94. №11. С.877-883.
131. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Непрямые в реальном и импульсном пространстве диполярные экситоны в гетероструктуре GaAs/AlAs // *ФТП*. 2015. Т.49. С.47-52.
132. P. C. Hohenberg. Existence of Long-Range Order in One and Two Dimensions // *Phys. Rev.* 1967. V.158. No.2, P.383-386.

133. W. Ketterle, N. J. van Druten. Bose-Einstein condensation of a finite number of particles trapped in one or three dimensions // *Phys. Rev. A*. 1996. V.54. No.1. P.656-660.
134. R. S. Markiewicz, J. P. Wolfe, C. D. Jeffries. Strain-confined electron-hole liquid in germanium // *Phys. Rev. B*. 1977. V.15. No.4. P.1988-2005.
135. V. Negoita, D. W. Snoke, K. Eberl. Stretching quantum wells: A method for trapping free carriers in GaAs heterostructures // *Appl. Phys. Lett.* 1999. V.75. No.14. P.2059-2061.
136. V. Negoita, D. W. Snoke, K. Eberl. Harmonic-potential traps for indirect excitons in coupled quantum wells // *Phys. Rev. B*. 1999. V.60. No.4. P.2661-2669.
137. D.W. Snoke, Y. Liu, Z. Vörös, L. Pfeiffer, K. West. Trapping long-lifetime excitons in a two-dimensional harmonic potential // *Solid State Commun.* 2005. V.134. No.1-2. P.37-42.
138. Z. Vörös, D.W. Snoke, L. Pfeiffer, K. West. Trapping Excitons in a Two-Dimensional In-Plane Harmonic Potential: Experimental Evidence for Equilibration of Indirect Excitons // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V.97. No.1. P.016803 (1-4).
139. Z. Vörös, D.W. Snoke, L. Pfeiffer, K. West. Direct Measurement of Exciton-Exciton Interaction Energy // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V.103. No.1. P.016403 (1-4).
140. P. C. M. Christianen, F. Piazza, J. G. S. Lok, J. C. Maan, W. van der Vleuten. Magnetic trap for excitons // *Physica B: Condensed Matter*. 1998. V.249. P.624-627.
141. R. Rapaport, G. Chen, S. Simon, O. Mitrofanov, L. Pfeiffer, P. M. Platzman. Electrostatic traps for dipolar excitons // *Phys. Rev. B*. 2005. V.72. No.7. P.075428 (1-5).
142. G. Chen, R. Rapaport, L. N. Pfeiffer, K. West, P. M. Platzman, S. Simon, Z. Vörös, D. Snoke. Artificial trapping of a stable high-density dipolar exciton fluid // *Phys. Rev. B*. 2006. V.74. No.4. P.045309 (1-5).
143. R. Rapaport, G. Chen, S. Simon. Analysis of trapped quantum degenerate dipolar excitons // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V.89. No.15. P.152118 (1-3).
144. A. A. High, A. K. Thomas, G. Grosso, M. Remeika, A. T. Hammack, A. D. Meyertholen, M. M. Fogler, L.V. Butov, M. Hanson, A. C. Gossard. Trapping Indirect Excitons in a GaAs Quantum-Well Structure with a Diamond-Shaped Electrostatic Trap // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V.103. No.8. P.087403 (1-4).
145. A. A. High, J. R. Leonard, M. Remeika, L. V. Butov, M. Hanson, A. C. Gossard. Condensation of Excitons in a Trap // *Nano Letters*. 2012. V.12. No.5. P.2605-2609.
146. A. A. High, A. T. Hammack, L. V. Butov, L. Mouchliadis, A. L. Ivanov, M. Hanson, A. C. Gossard. Indirect Excitons in Elevated Traps // *Nano Letters*. 2009. V.9. No.5. P.2094-2098.
147. A. Gärtner, L. Prechtel, D. Schuh, A. W. Holleitner, J. P. Kotthaus. Micropatterned electrostatic traps for indirect excitons in coupled GaAs quantum wells // *Phys. Rev. B*. 2007. V.76. No.8. P.085304 (1-6).

148. A. Gärtner, D. Schuh, A.W. Holleitner, J. P. Kotthaus. Loading indirect excitons into an electrostatic trap formed in coupled GaAs quantum wells // *Physica E*. 2008. V.40. No.6. P.1828–1831.
149. X. P. Vögele, D. Schuh, W. Wegscheider, J. P. Kotthaus, A.W. Holleitner. Density Enhanced Diffusion of Dipolar Excitons within a One-Dimensional Channel // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V.103. No.12. P.126402 (1-4).
150. В. М. Ковалев, А. М. Чаплик. Экранировка статического возмущения в системе дипольных экситонов // *Письма в ЖЭТФ*. 2010. Т.92. №3. С.208-211.
151. G. J. Schinner, J. Repp, E. Schubert, A. K. Rai, D. Reuter, A. D. Wieck, A. O. Govorov, A.W. Holleitner, J. P. Kotthaus. Confinement and Interaction of Single Indirect Excitons in a Voltage-Controlled Trap Formed Inside Double InGaAs Quantum Wells // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V.110. No.12. P.127403 (1-5).
152. A. T. Hammack, M. Griswold, L.V. Butov, L. E. Smallwood, A. L. Ivanov, A. C. Gossard. Trapping of Cold Excitons in Quantum Well Structures with Laser Light // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V.96. No.22. P.227402 (1-4).
153. A. T. Hammack, L. V. Butov, L. Mouchliadis, A. L. Ivanov, A. C. Gossard. Kinetics of indirect excitons in an optically induced trap in GaAs quantum wells // *Phys. Rev. B*. 2007. V.76. No.19. P.193308 (1-4).
154. M. Alloing, A. Lemaître, E. Galopin, F. Dubin. Optically programmable excitonic traps // *Scientific Reports*. 2013. V.3. P.01578 (1-6).
155. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Межъямные экситоны в латеральной потенциальной яме в неоднородном электрическом поле // *Письма в ЖЭТФ*. 2004. Т.80. №3. С.210-215.
156. Г. Е. Пикус. Основы теории полупроводниковых приборов // Москва: Наука. 1965. 448с.
157. А. А. Дремин, В. Б. Тимофеев, А. В. Ларионов, Й. Хвам, К. Соеренсен. Фазовая диаграмма бозе-конденсации межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах // *Письма в ЖЭТФ*. 2002. Т.76. №6. С.526-531.
158. V. B. Timofeev, A. V. Gorbunov. Bose-Einstein condensation of dipolar excitons in double and single quantum wells // *phys. stat. sol. (c)*. 2008. V.5. No.7. P.2379-2386.
159. A. T. Hammack, N. A. Gippius, S. Yang, G. O. Andreev, L. V. Butov, M. Hanson, A. C. Gossard. Excitons in electrostatic traps // *J. Appl. Phys.* 2006. V.99. No.6. P.066104 (1-3).
160. В. И. Сугаков, А. А. Чернюк. Образование островков конденсированных фаз экситонов в полупроводниковых квантовых ямах в неоднородных полях // *Письма в ЖЭТФ*. 2007. Т.85. №11. С.699-704.
161. Л. А. Максимов, Т. В. Хабарова. Электростатическая кольцевая ловушка для межъямных экситонов в двойных квантовых ямах // *Доклады Академии Наук*. 2007. Т.415. №2. С.193-196.

162. В. Б. Тимофеев, А. В. Горбунов, Д. А. Демин. Бозе-эйнштейновская конденсация диполярных экситонов в латеральных ловушках // ФНТ. 2011. Т.37. №3. С.229-239.
163. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. О фазовой диаграмме бозе-конденсации диполярных экситонов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с квантовыми ямами // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т.96. №2. С.145-155.
164. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин, А. А. Дремин. Двухфотонные корреляции люминесценции в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. №2. С.156-162.
165. С. В. Багаев, Т. И. Галкина, Н. Н. Сибельдин. Взаимодействие электронно-дырочных капель с деформационным полем, ультразвуком и неравновесными фононами // В сборнике «Электронно-дырочные капли в полупроводниках» под редакцией К. Д. Джеффриса и Л. В. Келдыша (Наука, М.: 1988) С.202-311.
166. M. Greenstein, J. P. Wolfe. Anisotropy in the Shape of the Electron-Hole-Droplet Cloud in Germanium // Phys. Rev. Lett. 1978. V.41. No.10. P.715-719.
167. J. Keeling, L. S. Levitov, P. B. Littlewood. Angular Distribution of Photoluminescence as a Probe of Bose Condensation of Trapped Excitons // Phys. Rev. Lett. 2004. V.92. No.17. P.176402 (1-4).
168. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Линейная поляризация люминесценции в условиях Бозе-конденсации диполярных экситонов и спонтанное нарушение симметрии // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т.87. №12. С.797-802.
169. E. L. Ivchenko, G. E. Pikus. Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena // Heidelberg: Springer. 1997. 381 p.
170. H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, W. A. J. A. van der Poel, C. T. Foxon. Fine structure of excitons in type-II GaAs/AlAs quantum wells // Phys. Rev. B. 1990. V.41. No.8. P.5283-5292.
171. M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley, C. T. B. Foxon. Exciton, heavy-hole and electron g-factors in type-I GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells // Phys. Rev. B. 1992. V.45. No.7. P.3922-3925.
172. M. Bayer, A. Kuther, A. Forchel, A. Gorbunov, V. B. Timofeev, F. Schäfer, J. P. Reithmaier, T. L. Reinecke, S. N. Walck. "Electron and Hole g Factors and Exchange Interaction from Studies of the Exciton Fine Structure in In_{0.60}Ga_{0.40}As Quantum Dots // Phys. Rev. Lett. 1999. V.82. No.8. P.1748-1751.
173. E. Blackwood, M. J. Snelling, R. T. Harley, S. R. Andrews, C. T. B. Foxon. Exchange interaction of excitons in GaAs heterostructures // Phys. Rev. B. 1994. V.50. No.19. P.14246-14254.
174. J. J. Baumberg, A.V. Kavokin, S. Christopoulos, A. J. D. Grundy, R. Butté, G. Christmann, D. D. Solnyshkov, G. Malpuech, G. Baldassarri Höger von Högersthal, E. Feltn, J.-F. Carlin, N. Grandjean.

- Spontaneous Polarization Buildup in a Room-Temperature Polariton Laser // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V.101. No.13. P.136409 (1-4).
175. A. V. Gorbunov, D. A. Demin. Coherence of indirect excitons in a ring trap // 12th International Conference on Optics of Excitons in Confined Systems (OECS12). Paris. 2011. Book of Abstracts. P.102.
176. А. В. Горбунов, Д. А. Демин. Когерентность пространственно-непрямых экситонов в кольцевой потенциальной ловушке // X Российская конференции по физике полупроводников «Полупроводники-2011». Н. Новгород. 2011. Тезисы докладов. С.81.
177. П. А. Калинин, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский. Высокодобротные поляритонные моды в гетероструктурах с ловушками для дипольных экситонов // *Квантовая электроника*. 2009. Т.39. №11. С.1086-1094.
178. P. A. Kalinin, V. V. Kocharovsky, Vl. V. Kocharovsky. Lasing threshold in traps for Bose-condensation of dipolar excitons // *Solid State Commun.* 2012. V.152. No.11. P.1008-1011.
179. Я. И. Ханин. Основы динамики лазеров // Москва: Наука. 1999. 368 с.
180. А. Б. Дзюбенко, Ю. Е. Лозовик. Квазидвумерный конденсат электронно-дырочных пар в сильном магнитном поле // *ФТТ*. 1984. Т.26. №5. С.1540-1541.
181. A. V. Gorbunov, V. B. Timofeev. Compensation of dipolar-exciton spin splitting in magnetic field // *Solid State Comm.* 2013. V.157. P.6-10.
182. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев. Дипольные экситоны в потенциальной ловушке в магнитном поле // *ЖЭТФ*. 2014. Т.146. №1. С.133-143.
183. W. Ossau, B. Jäkel, E. Bangert, G. Weimann. Magneto-Optics of Excitons in GaAs-(GaAl)As Quantum Wells // In: *Properties of Impurity States in Superlattice Semiconductors*, edited by C. W. Fong, I. P. Batra, S. Ciraci. New York: Plenum Publ. 1988 (NATO ASI Ser.B. V.183) P.285-294.
184. G. E. W. Bauer, T. Ando. Theory of magnetoexcitons in quantum wells // *Phys. Rev. B.* 1988. V.37. No.6. P.3130-3133.
185. L. V. Butov, V. D. Kulakovskii, A. Forchel. Spin-splitting renormalization in the neutral dense magnetoplasma in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ quantum wells // *Phys. Rev. B.* 1993. V.48. No.24. P.17933-17937.
186. А. В. Ларионов, М. Байер, И. Хвам, К. Соеренсен. Коллективное поведение спин-ориентированного газа межъямных экситонов в двойных квантовых ямах // *Письма в ЖЭТФ*. 2005. Т.81. №3. С.139-143.
187. A. V. Larionov, V. E. Bisti, M. Bayer, J. Hvam, K. Soerensen. Coherent spin dynamics of an interwell excitonic gas in GaAs/AlGaAs coupled quantum wells // *Phys. Rev. B.* 2006. V.73. No.23. P.235329 (1-6).
188. S. N. Walck, T. L. Reinecke. Exciton diamagnetic shift in semiconductor nanostructures // *Phys. Rev. B.* 1998. V.57. No.11. P.9088-9096.