

Горбунов Александр Васильевич

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

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
Институт физики твердого тела Российской академии наук

Официальные оппоненты:

СУРИС Роберт Арнольдович

доктор физико-математических наук, профессор, академик РАН
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
заведующий сектором

СИБЕЛЬДИН Николай Николаевич

доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
заведующий отделом

КОЧАРОВСКИЙ Владимир Владиленович

доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт прикладной физики Российской академии наук
заведующий отделом

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук

Защита состоится «___»_____2015 г. в 14-30 на заседании диссертационного
совета Д002.100.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
Институт физики твердого тела Российской академии наук по адресу: 142432, г.
Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 2

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФТТ РАН и на сайте
<http://www.issp.ac.ru/main/dis-council.html>

Автореферат разослан «___»_____2015 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.100.01
доктор физико-математических наук,

Зверев В.Н.

© Горбунов А.В. 2015
© ИФТТ РАН 2015
© ИПХФ РАН 2015

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) в том виде, в каком она была сформулирована А. Эйнштейном в 1924-1925 годах [L1], представляет собой фазовый переход в термодинамически равновесном газе идентичных бозе-частиц, в результате которого макроскопически большое число бозонов оказывается в одном и том же, низжайшем по энергии, квантовом состоянии и описывается единой волновой функцией. В идеальном 3D газе невзаимодействующих бозонов конденсация происходит, когда температура T становится ниже критической $T_c \approx 3.313\hbar^2(N_{3D})^{2/3}/mk_B$, где $\hbar = h/2\pi$ – постоянная Планка, N_{3D} – объемная концентрация частиц, m – масса частицы, k_B – постоянная Больцмана. При этом тепловая длина волны де Бройля для частиц бозе-газа $\lambda_{dB} \sim h/(mk_B T)^{1/2}$ становится сравнимой со средним расстоянием между ними $(N_{3D})^{-1/3}$. Понадобилось 70 лет, чтобы гениальное предсказание Эйнштейна было реализовано в экспериментах по конденсации ультрахолодных атомов при температурах $\sim 10^{-7}$ К, в результате чего открылось новое направление физики, связанное с впечатляющими глубокими физическими исследованиями [L2, L3]. Но еще раньше стало очевидно, что в основе таких ярких, необычных явлений, как сверхтекучесть в жидком гелии и сверхпроводимость в металлах, также лежит БЭК, но только в условиях сильного межчастичного взаимодействия. Не удивительно, что поисковые исследования по реализации БЭК в разнообразных бозе-системах продолжают и сегодня.

Водородоподобный экситон в полупроводнике, представляет собой электронное возбуждение в кристалле, состоящее из электрона и дырки, связанных кулоновским притяжением, которое обладает целочисленным спином и является композитным бозоном. В результате целого ряда теоретических исследований, стартовавших в начале 60-х, было установлено, что в разреженном газе свободных подвижных экситонов БЭК может иметь место при достижимых условиях эксперимента. Тем не менее, начавшиеся в 70-х годах экспериментальные поиски экситонной БЭК в объемных монокристаллах высокого качества (CdSe, CuCl, Cu₂O) по разным причинам до сих пор не дали положительных результатов [L4]. Примерно в то же время появились теоретические работы, в которых было обращено внимание на перспективность с точки зрения сверхтекучести и сверхпроводимости – двумерных пространственно-разделенных электронно-дырочных слоев [L5, L6]. С развитием технологии полупроводниковых наноструктур в 90-х годах начались активные экспериментальные исследования по

поиску экситонной БЭК в 2D системах. Наиболее популярным объектом здесь стала структура в виде двойной квантовой ямы (ДКЯ) – пары квантовых ям, разделенных тонким, туннельно-прозрачным барьером. При помещении ДКЯ в сильное поперечное 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 экситона, образованного электроном и дыркой внутри одной и той же КЯ, доминирующей становится линия пространственно-непрямого межъямного экситона, составленного электроном и дыркой из разных КЯ. Непрямые экситоны обладают большим статическим дипольным моментом (> 100 Д) и потому называются еще дипольными (или дипольными). Ориентированные внешним электрическим полем, они испытывают сильное диполь-дипольное отталкивание и не объединяются в биекситоны или более сложные комплексы – экситонный газ остается газом идентичных композитных бозонов одного сорта. Пространственное перекрытие волновых функций электрона и дырки в непрямом дипольном экситоне гораздо меньше, чем во внутриямном «прямом» экситоне, и, соответственно, время жизни у непрямого экситона гораздо больше. Такие экситоны существенно проще охладить, приближая их температуру к температуре кристаллической решетки.

В идеальной бесконечной 2D системе бозе-конденсация при конечной температуре принципиально невозможна [L7], 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 2D ловушки площади S критическая температура T_c связана с двумерной концентрацией N_{2D} выражением вида [L8]: $T_c \approx h^2 N_{2D} / 2\pi m g_s k_B \ln(S N_{2D} / g_s)$, где g_s – фактор спинового вырождения. В случае КЯ на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As при размере ловушки 1 мкм и экситонной плотности $\sim 10^{10}$ см⁻² получается $T_c \sim 1$ К, что достижимо с современной криогенной техникой. Эксперименты, проводившиеся независимо в различных рабочих группах, показали, что в гетероструктурах с ДКЯ GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As обнаруживаются области микронного масштаба, демонстрирующие на порядки более интенсивную линию фотолюминесценции непрямого экситона, нелинейно растущую с накачкой и быстро исчезающую с повышением температуры [L9, L10]. Именно такого

поведения можно было ожидать в случае реализации экситонной БЭК, но стало очевидно, что для ее верификации: а) необходимы комплексные исследования свойств ансамбля непрямых экситонов, накапливаемых в потенциальной ловушке, и б) нужно использовать искусственные ловушки с возможностью управления их параметрами.

Цель работы: 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.

Поставленные 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 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, поляризационных и кинетических характеристик рекомбинационного излучения,
 - Б. временной и пространственной когерентности экситонного излучения,
 - В. спектральных характеристик экситонной люминесценции, связанных со спиновыми степенями свободы.

Актуальность работы

Актуальность исследований с целью реализации бозе-эйнштейновской конденсации экситонов подкрепляется тем обстоятельством, что до сих пор во всех случаях, когда бозе-эйнштейновская конденсация была реализована в эксперименте, это приводило к наблюдению необычных ярких физических явлений (сверхпроводимость, сверхтекучесть) либо к открытию новых направлений фундаментальных физических исследований (конденсация ультрахолодных атомов). Кроме того, попытки экспериментальной реализации БЭК в новых системах, как правило, выдвигают новые

требования к теории. В частности, успех в теоретическом описании сверхпроводимости и сверхтекучести пришел только после того, как теория БЭК, исходно вообще никак не учитывавшая взаимодействия между частицами в бозе-газе, была развита и расширена на системы с сильным взаимодействием. Сегодня ведутся активные исследования свойств экситонных поляритонов в микрорезонаторах – возбуждений, представляющих собой смешанное состояние, образованное за счет сильной связи между экситоном в среде и фотоном внутри высокодобротного оптического резонатора [L11]. 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.

Научная новизна

При выполнении работы получены следующие новые результаты:

- 1) В результате экспериментального сравнения различных видов гетеросистем с КЯ на основе GaAs/AlGaAs выяснено, что наиболее перспективным объектом для наблюдения эффектов конденсации квазидвумерных диполярных экситонов является структура с широкой одиночной КЯ GaAs/AlGaAs и электродами в виде затвора Шоттки на поверхности и проводящего электронного 2D канала внутри.
- 2) Обнаружено, что вблизи периметра отверстия микронных размеров в затворе Шоттки образуется эффективная кольцевая потенциальная ловушка для диполярных экситонов в КЯ.
- 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) С помощью определения порога по накачке P_{thr} для появления спектрально узкой линии люминесценции при накапливании в кольцевой потенциальной ловушке диполярных экситонов в широкой одиночной КЯ GaAs/AlGaAs построена фазовая диаграмма БЭК в координатах «накачка P – температура T » в диапазоне 0.45÷4.2 К.

- 5) Спектрально узкой компоненте люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке присуще неоднородное пространственное распределение в виде симметричной структуры из ярких пятен, контраст которой чувствителен к температуре и накачке. Распределение люминесценции в дальней зоне демонстрирует конструктивную и деструктивную интерференцию, отвечающую излучению когерентного источника света.
- 6) Исследованы 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, $P > P_{thr}$. В широкой области накачек вокруг порога обнаружена группировка фотонов (*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 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 с противоположными проекциями спина $S_z = \pm 1$.

Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты работы важны для понимания процессов взаимодействия в ансамбле непрямых диполярных экситонов и ограничений, возникающих на пути экспериментальной реализации экситонной БЭК, могут быть использованы и уже используются для развития новых теоретических подходов к решению задач, связанных с экситонной БЭК. Разработанные методы оптической диагностики могут найти применение в условиях низкотемпературных оптических экспериментов, требующих высокого пространственного разрешения.

Методология и 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 эксперименты проведены при температурах жидкого ^4He – от 1.6 К и выше, а для продвижения в более низкие температуры сконструирован и изготовлен оптический криостат с откачкой паров ^3He , позволивший понизить минимальную температуру до 0.45 К. Для исследований с неоднородным электрическим полем вблизи острия разработана специальная вставка в оптический криостат с ^4He для плавного подведения зонда туннельного микроскопа к поверхности образца. Гетероструктуры высокого качества были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии в ведущих зарубежных исследовательских центрах, обработка образцов с помощью оптической и электронно-лучевой литографии выполнена в ИФТТ РАН и ИПТМ РАН.

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1) Оптимальной системой для наблюдения эффектов конденсации квазидвумерных дипольных экситонов является структура с одиночной, широкой (25 нм), номинально нелегированной КЯ GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, расположенной между встроенным нижним электродом – проводящим 2D электронным каналом в КЯ, легированной с помощью δ -слоя Si, и верхним электродом – металлическим затвором Шоттки на поверхности.
- 2) Вблизи края отверстия микронных размеров в непрозрачном затворе Шоттки образуется эффективная кольцевая потенциальная ловушка для дипольных экситонов глубиной до 5 мэВ.
- 3) Эффекты конденсации дипольных 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: надбарьерным, с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны в барьере Al_{0.3}Ga_{0.7}As, и подбарьерным, с квантом меньше ширины барьера. Для КЯ GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 25 нм и круглого отверстия $\varnothing 5$ мкм время жизни дипольных экситонов составляет при этом ~ 1 нс.
- 4) При температуре $T < T_0 \approx 10$ К и постепенном наращивании мощности оптической накачки P в спектре люминесценции дипольных 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 $T = 0.45 \div 4.2$ К, близка к прямой, проходящей через начало координат, как и следует ожидать в 2D системе: $T_c \sim N_{2D}/\ln(N_{2D})$.

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

6) Распределение излучения в дальней зоне, полученное 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 поверхности 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 теплового импульса $k_{th} = (2mk_B T)^{1/2}/\hbar \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ при $m = 0.3m_0$ (m_0 – масса свободного электрона) и $T = 2$ К.

7) Ширина в радиальном направлении r кольцевого источника света, образованного диполярными экситонами в исследуемой потенциальной ловушке, меньше пространственного разрешения используемой оптической системы (~ 1.5 мкм). Малая угловая ширина излучающего кольца обеспечивает высокую когерентность света вдоль r даже при отсутствии когерентной связи между элементарными излучателями. 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, $P > P_{thr}$, коррелятор 1-го порядка $g^{(1)}(r)$, 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, $g^{(2)}(0)_{thr} = 1.050 \pm 0.005$, 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 коррелятор $g^{(2)}(0)_{thr}$ 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 $P > P_{thr}$.

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 центре магнитоэлектрической ловушки зеемановское расщепление по энергии между состояниями со спином вдоль магнитного поля и против него в малых 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.

Достоверность и обоснованность результатов

Достоверность результатов обусловлена проведением комплексных исследований с применением современных методов и техники низкотемпературного оптического эксперимента и подтверждается их воспроизводимостью при многократном 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.

Публикации и личный вклад автора

Список основных научных работ по теме диссертации содержит 23 публикации в отечественных и зарубежных реферируемых журналах, включенных в список ВАК и входящих в систему Web of Science. В проведенных исследованиях автору принадлежит основной вклад в постановку задач, разработку методик и проведение экспериментов, обработку, интерпретацию и представление результатов.

Апробация результатов диссертации

Материалы диссертации докладывались на отечественных и международных 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 «Нанофизика и нанoeлектроника» (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” – ИМПАКТ-2012 (Orsay, France, 2012).

Структура и объем диссертации

Диссертация, состоящая из введения, четырех глав, заключения и списка литературы, изложена на 171 странице, содержит 78 рисунков и 188 наименований в библиографическом списке цитируемой литературы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** дается общая характеристика работы, формулируются цель работы и поставленные задачи, обосновываются актуальность темы, новизна, теоретическая и практическая значимость полученных результатов, кратко описывается методология исследований, приводятся основные результаты, выносимые на защиту, информация об апробации результатов и список основных публикаций по теме диссертации.

В первой главе описаны экспериментальные методы, использовавшиеся для изучения спектральных, пространственных, угловых, поляризационных, кинетических, когерентных свойств излучения экситонной люминесценции. Одной из главных особенностей большинства экспериментов, проводившихся при температурах до 0.45 К в сильных электрическом (до ~50 кВ/см) и магнитном (до 6 Тл) полях, было высокое пространственное разрешение регистрирующей оптической системы – 1.5-2.0 мкм. Для его достижения применялся светосильный (числовая апертура N.A. = 0.28) микроскопный объектив с большим рабочим отрезком (33.5 мм) и оптические криостаты с уменьшенным расстоянием от внешнего окна до образца. Продольная и поперечная когерентность 1-го порядка анализировалась с помощью двух разновидностей интерферометра Майкельсона. Для измерений временной когерентности 2-го порядка был собран интерферометр интенсивностей по классической схеме Хэнбери Брауна – Твисса [L12], с применением которого исследовалась статистика фотонов, излучаемых при экситонной рекомбинации.

Вторая глава посвящена выбору гетероструктур на основе GaAs/AlGaAs, наиболее интересных с точки зрения реализации экситонной БЭК. В начале сделан обзор литературы по основным свойствам квазидвумерных пространственно-непрямых, диполярных экситонов в двойных и одиночных КЯ, приведены характеристики конкретных видов гетероструктур на основе GaAs/AlGaAs и определены самые перспективные, результаты исследования которых приведены во второй части главы 2.

В наиболее популярной системе – ДКЯ $GaAs/AlGaAs$ (здесь ширины слоев составляют 12/1.1/12 нм), специально выращенной с крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала на интерфейсах для создания субмикронных доменов – естественных потенциальных ловушек для диполярных экситонов, хорошо воспроизводится обнаруженный ранее набор явлений [L10]: 1) пороговое возникновение и быстрое вырастание с накачкой узкой спектральной линии диполярных экситонов на высокоэнергетичном синем крае широкой полосы, связанной с локализованными состояниями, 2) быстрое падение интенсивности этой линии I с ростом температуры T по закону $I(T) \propto (1 - T/T_0)$. Линия неоднородно уширена до 1.5-2 мэВ флуктуациями случайного потенциала. Анализ зависимостей интенсивности линии от накачки и температуры приводит к выводу о субмикронных размерах естественных ловушек.

В широкой (25 нм) одиночной КЯ $GaAs/AlGaAs$ линия люминесценции прямого экситона ΔE_{de} почти на порядок уже, чем в ДКЯ той же суммарной ширины: 0.2-0.4 мэВ вместо 1.8-2.2 мэВ [L13]. Причина – отсутствие тонкого межъямного барьерного слоя, флуктуации ширины которого порождают сильное неоднородное уширение. В одиночной КЯ электрическое поле, перпендикулярное гетерослоям, прижимает электрон и дырку к противоположным стенкам ямы – образуется пространственно-непрямой экситон с практически таким же плечом диполя, что и в ДКЯ. Малая ширина линий делает спектр люминесценции более богатым, а управление электронной концентрацией в КЯ с помощью надбарьерного фотовозбуждения [L14] дает

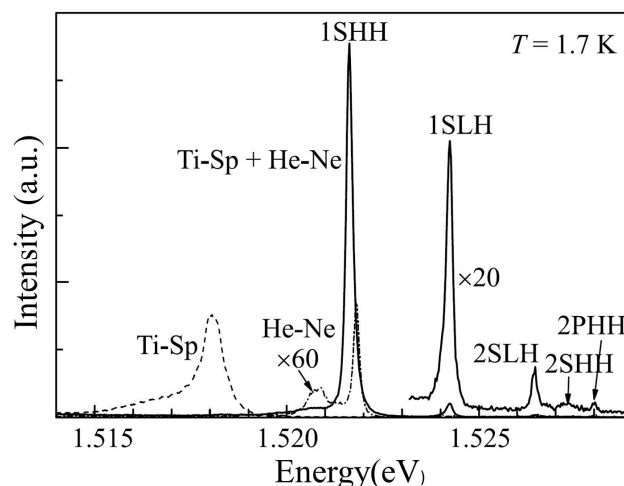


Рисунок 1. Спектры фотолюминесценции в одиночной КЯ $GaAs/AlGaAs$ шириной 25 нм в режиме плоских зон ($F = 0$): пунктир – подбарьерное возбуждение (титан-сапфировый лазер, $\lambda_{Ti-Sp} = 780$ нм, $P_{Ti-Sp} = 60$ мкВт), штрих-пунктир – надбарьерное возбуждение (He-Ne-laser, $\lambda_{He-Ne} = 633$ нм, $P_{He-Ne} = 0.12$ мкВт), сплошная линия – одновременное воздействие обоих лазеров.

возможность контролировать зарядовый баланс. Фотовозбуждение осуществлялось одновременным действием двух непрерывных лазеров: «подбарьерного», с энергией фотона меньше ширины запрещенной зоны в барьере AlGaAs (длина волны $\lambda_{sb} \approx 780$ нм), и "надбарьерного" ($\lambda_{ob} = 633$ нм либо 659 нм). При умеренных напряженностях электрического поля (< 10 кВ/см) комбинированием мощностей этих лазеров удавалось достигать компенсации избыточных зарядов в ловушке – экситонная система оставалась электрически нейтральной (рисунок 1). Во всех экспериментах вопросу зарядового баланса уделялось отдельное внимание. Контроль нейтральности проводился, во-первых, по возникновению ниже по энергии на ~ 1 мэВ от линии свободного нейтрального 1SHH-экситона на тяжелой дырке линии связанного (заряженного) экситона (триона), во-вторых, по присутствию в спектре люминесценции линии экситона на легкой дырке (1SLH), которая в десятки раз слабее основной линии hh-экситона на тяжелой дырке и расположена выше по энергии на несколько мэВ.

В *одиночной КЯ GaAs/AlAs шириной 40 нм* время жизни непрямого экситона достигает 240 нс при напряженности электрического поля 23 кВ/см, но минимальная ширина экситонной линии составляет 0.6-0.7 мэВ – качество этой гетероструктуры заметно ниже.

Структура, состоящая из *пары смежных узких слоев GaAs/AlAs (3.5/5.0 нм)*, интересна тем, что экситон в ней является непрямым не только в реальном, но и в импульсном пространстве: дырка находится в КЯ GaAs, в центре зоны Бриллюэна, в Г-точке, а электрон – в соседнем слое AlAs, причем на краю зоны, в X-точке. В результате время затухания экситонной люминесценции оказывается большим: от ~ 100 нс в режиме плоских зон до ~ 860 нс в поле 28 кВ/см. Малая ширина эпитаксиальных слоев – главный недостаток этой системы: ширина линии экситона – не меньше 2.3 мэВ. Неоднородность потенциала наглядно иллюстрируется формированием естественных квантовых точек – интенсивные узкие линии в спектре и яркие точки в картине пространственного распределения люминесценции.

Третья глава связана с поиском оптимального варианта латеральной потенциальной ловушки для накапливания диполярных экситонов и начинается с обзора литературных данных, на основании которого сделан выбор в пользу электростатического и оптического типов ловушек.

Общий размер потенциальной ловушки для диполярных экситонов,

сформировавшейся в неоднородном электрическом поле вблизи места контакта иглы туннельного микроскопа с поверхностью n-i-n-структуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs, вместо желаемых нескольких микрон составил сотни микрон при глубине – более 10 мэВ. Использование структуры без верхнего n⁺-слоя могло бы привести к кардинальному уменьшению латерального размера, однако есть другой, более существенный недостаток: электрическое поле, формирующееся в окрестности острия, проникает внутрь полупроводника только при наличии гальванического контакта между острием и поверхностью. В противном случае внешнее поле полностью экранируется за счет перераспределения остаточных зарядов в полупроводнике. Хотя непосредственно под острием в потенциальном профиле ловушки имеется узкий провал, но в этом месте высокая плотность тока, протекающего через структуру, приводит к локальному перегреву, уширению и ослаблению линии дипольных экситонов.

Глубина электростатической ловушки для дипольных экситонов под полупрозрачным затвором Шоттки в виде диска микронных размеров на поверхности структуры с ДКЯ GaAs/AlGaAs легко достигает 10 мэВ и более. Уменьшение размера диска или наращивание мощности фотовозбуждения приводит к заметному синему сдвигу линии непрямого экситона из-за нарастания диполь-дипольного отталкивания, однако ни сужения спектральной линии непрямого экситона, ни нелинейного роста ее интенсивности с накачкой не наблюдается. Очевидно, при данных размерах ловушки и

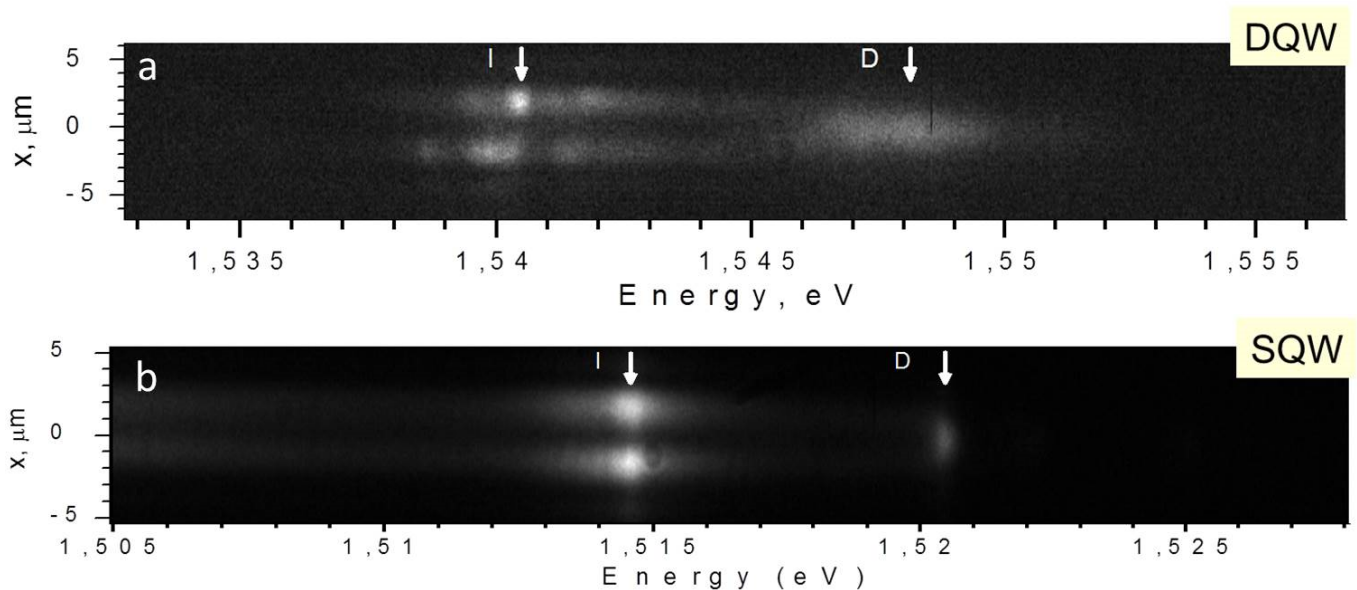


Рисунок 2. Спектр экситонной люминесценции из окна $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки на поверхности. (a) ДКЯ GaAs/AlGaAs 12/1/12 нм. (b) Одиночная 25 нм КЯ GaAs/AlGaAs.

температуре эксперимента к критическим условиям для реализации экситонной БЭК приблизиться не удастся.

С точки зрения электростатики в *отверстие микронных размеров в затворе Шоттки на поверхности гетероструктуры* с глубиной залегания КЯ/ДКЯ 0.2-0.3 мкм электрическое поле должно проникать плохо, быстро спадая от края к центру окна. Эксперимент показывает, что в условиях нерезонансного оптического фотовозбуждения генерируемые светом носители играют существенную роль в распределении поля внутри отверстия: перпендикулярная плоскости компонента F_z , приводящая к штарковскому сдвигу линии непрямого экситона, как и следовало ожидать, максимальна у края отверстия, но и в центре отверстия $\varnothing 5-10$ мкм она тоже присутствует. Из спектров, записанных с пространственным разрешением (рисунок 2), следует, что вблизи края отверстия формируется ловушка для дипольных экситонов глубиной ~ 5 мэВ. В центре окна, где F_z минимальна, видна высокоэнергетичная линия, обозначенная для краткости буквой D (direct exciton), хотя, строго говоря, экситон здесь не является прямым. Вблизи края отверстия, где поле максимально, имеется низкоэнергетичная линия люминесценции, обозначенная буквой I (indirect exciton). Здесь отчетливо видны пятна люминесценции, расположенные вблизи верхнего и нижнего краев окна. В случае ДКЯ GaAs/AlGaAs (рисунок 2а) пятна нерегулярны и, как можно предположить, отвечают разным доменам в профиле случайного потенциала, которые не разрешаются пространственно, но разрешаются спектрально – минимальная ширина линии ~ 170 мкэВ. Для структуры с одиночной КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 мкм качественно вид спектра тот же самый, но яркие пятна люминесценции, расположенные вблизи верхнего и нижнего края окна, отвечают одной и той же энергии. Измерения, выполненные с отверстием в полупрозрачном шоттки-затворе, обнаружили, что существуют условия эксперимента, в которых перпендикулярная компонента поля F_z снаружи отверстия, под металлической пленкой, существенно меньше, чем внутри окна, вблизи его края.

Картина люминесценции вблизи линии D – бесструктурное пятно с максимумом яркости вблизи центра отверстия (рисунок 3с), а в области линии I – это кольцо вдоль края отверстия (рисунок 3а,б). Кольцо люминесценции непрямого экситона неоднородно вдоль периметра: наблюдается симметричная структура из ярких пятен свечения, разделенных более темными областями. В одиночной КЯ структура пятен –

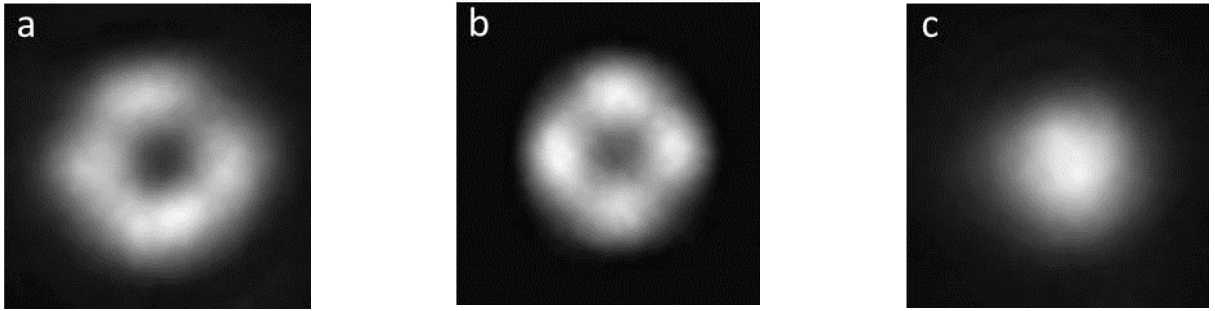


Рисунок 3. Распределение люминесценции в отверстии $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки для непрямого (a,b) и «прямого» экситона (c) в структурах с ДКЯ GaAs/AlGaAs (a,c) и КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм (b). $P_{\text{HeNe}} = 30$ мкВт (a,c) и 25 мкВт (b). $T = 1.7$ К. Спектральная селекция с помощью узкополосного интерференционного светофильтра.

– более правильная (рисунок 3b), а в ДКЯ она, как правило, искажена неоднородностями потенциального профиля (рисунок 3a).

В структуре с КЯ GaAs/AlAs шириной 40 нм реализована *электрооптическая ловушка* глубиной ≤ 2 мэВ для дипольных экситонов в кольцевом лазерном пучке $\varnothing 30-40$ мкм. 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.

В четвертой главе всеми доступными методами изучаются свойства дипольных экситонов в одиночной КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм при их накапливании в кольцевой электростатической ловушке вблизи круглого отверстия $\varnothing 5$ либо $\varnothing 7$ мкм в затворе Шоттки на поверхности структуры.

Спектр люминесценции дипольных экситонов, накапливаемых в кольцевой ловушке в условиях варьирования надбарьерной накачки и фиксированной температуры (рисунок 4a), ведет себя так же, как в естественном одиночном домене-ловушке [L10]. При очень малых накачках в спектре видна бесструктурная и асимметричная полоса лю-

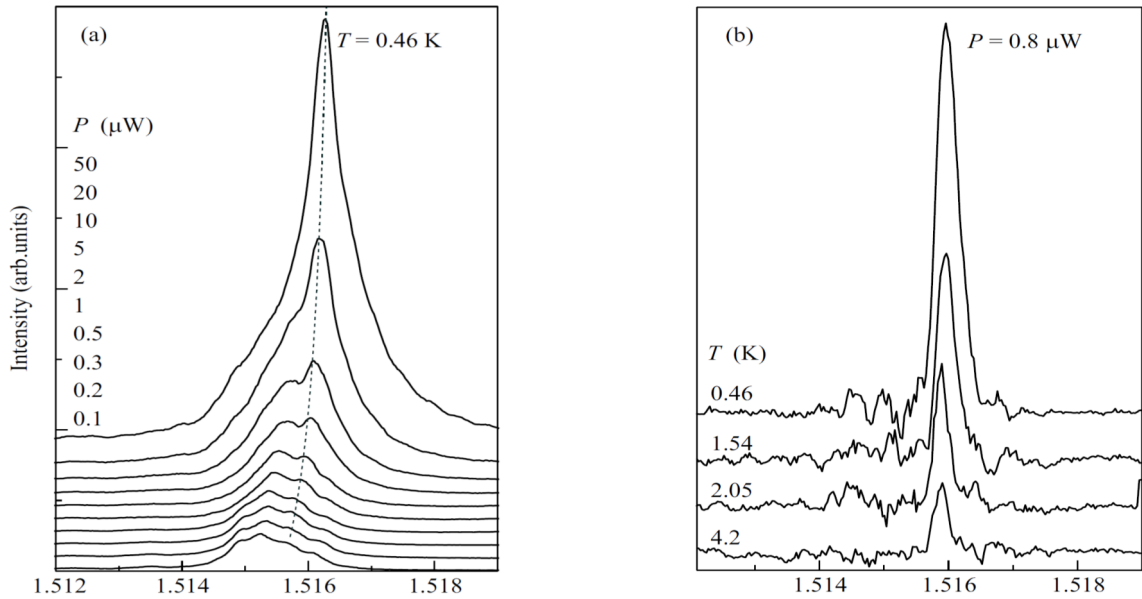


Рисунок 4. Спектры фотолюминесценции дипольных экситонов в кольцевой латеральной ловушке. (а) Пороговое возникновение и рост узкой спектральной линии при увеличении мощности P надбарьерного лазера ($\lambda = 659$ нм). Мощность подбарьерного лазера $P_{782\text{nm}} = 10$ мкВт. Температура $T = 0.46$ 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.

минесценции шириной ≤ 1.3 мэВ, связанная с локализацией экситонов на флуктуациях случайного потенциала. С увеличением мощности фотовозбуждения на синем крае широкой полосы пороговым образом появляется и затем растет по интенсивности узкая линия, соответствующая конденсированному состоянию дипольных экситонов. Ширина линии вблизи порога составляет ~ 200 мкэВ, а ее амплитуда в этой области увеличивается с накачкой сверхлинейно. Интенсивность линии очень чувствительна к температуре (рисунок 4б): при фиксированной накачке она уменьшается с ростом температуры по линейному закону $I(T) \sim (1 - T/T_0)$ вплоть до полного исчезновения на фоне бесструктурного континуума при $T = T_0 \approx 10$ К.

В результате исследования зависимости спектров люминесценции от мощности фотовозбуждения при фиксированных значениях температуры и определения величин пороговых мощностей P_{thr} , при которых в спектре начинает появляться/исчезать узкая линия экситонного конденсата, была построена *фазовая диаграмма* в координатах « P » – « T » в интервале температур T от 0.45 до 4.2 К (рисунок 5). Фазовая граница, очерчивающая область, в которой происходит бозе-конденсация, близка к прямой, проходящей через начало координат, как должно быть для 2D ловушки: в пределе больших экситонных плотностей критическая температура линейно растет с concentra-

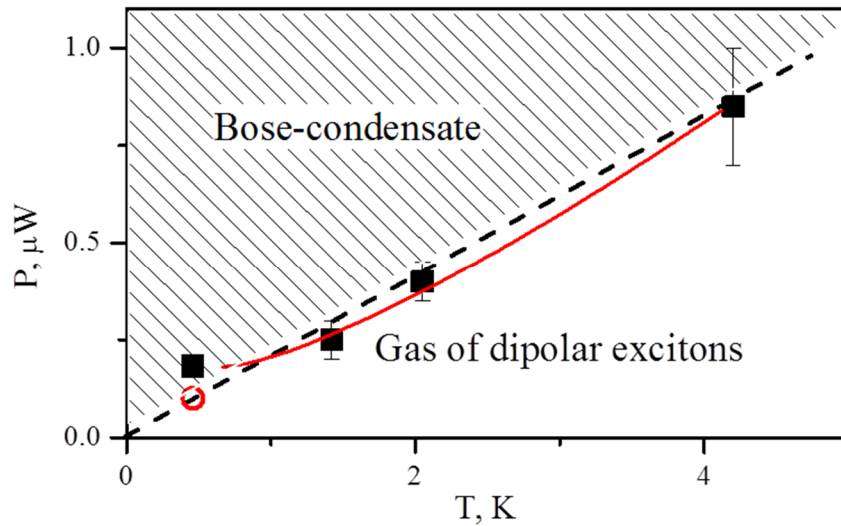


Рисунок 5. Фазовая диаграмма БЭК дипольных экситонов в кольцевой ловушке в координатах « $P - T$ ». Мощность подбарьерного лазера $P_{782\text{nm}} = 10$ мкВт. Квадраты отвечают порогу конденсации, найденному по появлению узкой спектральной линии. При $T = 0.45$ К кружком показан порог, оцененный по положению максимума 2-фотонного коррелятора в функции накачки (см. ниже, рисунок 14b). Пунктир – аппроксимация прямой, сплошная кривая – результат подгонки, учитывающей заполнение минимумов случайного потенциала.

цией [L8]. Отклонение от прямой при самых низких температурах и накачках объясняется заполнением минимумов случайного потенциала локализованными носителями. Учет этого обстоятельства требует использования специальной функции Ламберта и дает значения для концентрации на краю подвижности $N_{me} \approx 2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ и размера ловушки $S^{1/2} \approx 0.2$ мкм.

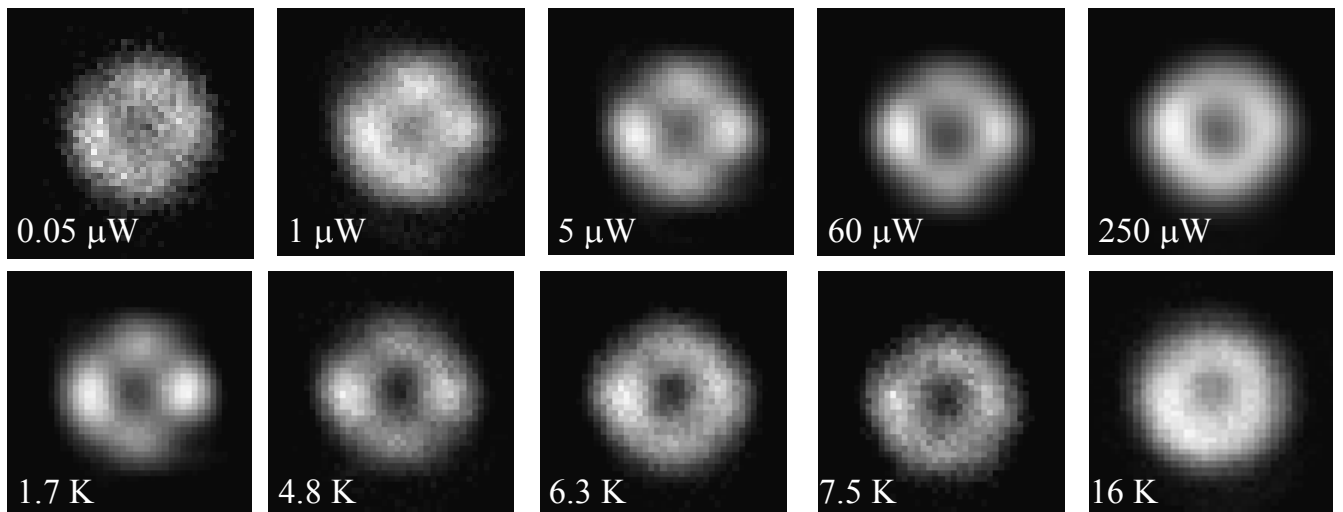


Рисунок 6. Эволюция пространственного распределения люминесценции дипольных экситонов внутри окна $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки в зависимости от мощности накачки $P_{\text{He-Ne}}$ при постоянной температуре $T = 1.7$ К (верхний ряд) и в зависимости от температуры T при постоянной накачке $P_{\text{He-Ne}} = 5$ мкВт (нижний ряд). Напряжение на затворе $U = +1.46$ В. Края кадров – вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$ в плоскости $\{001\}$.

Симметричная структура пятен люминесценции диполярных экситонов, наблюдаемая в окне $\varnothing 5$ мкм, меняется при варьировании накачки и температуры (рисунок 6). При минимальной мощности фотовозбуждения ($N_{\text{ex}} \leq 10^9$ см $^{-2}$) распределение люминесценции почти однородно (рисунок 6а). С увеличением накачки появляется дискретная структура из 4-х пятен, расположенных эквидистантно вдоль периметра окна (рисунок 6б). Размеры пятен близки к пространственному разрешению оптической системы, ~ 1.5 мкм, а их положение привязано к кристаллографии: две пары пятен расположены на противоположных концах диаметров, ориентированных вдоль направлений $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$ в плоскости структуры (001). При больших накачках пятна размываются вдоль края окна (рисунок 6д) и постепенно превращаются в бесструктурное кольцо (рисунок 6е). Увеличение температуры выше 4 К приводит к ослаблению контраста пятен (рисунки 6г,х), а при $T > 6$ К пятна постепенно исчезают и остается только однородное бесструктурное кольцо (рисунки 6и,ж).

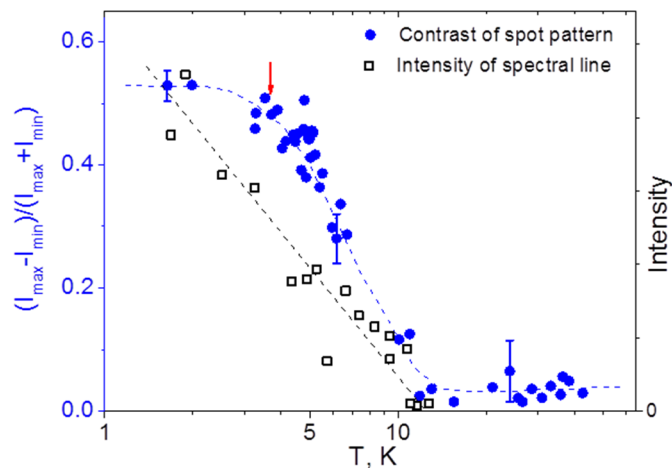


Рисунок 7. Спадание видности пятен люминесценции (кружки) и интенсивности спектральной линии люминесценции диполярных экситонов (квадраты) в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм с ростом температуры T .

Контраст пятен, определяемый как видность $V = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$, где I_{max} и I_{min} – максимальная интенсивность люминесценции, внутри пятен, и минимальная интенсивность, в области между пятнами, соответственно, падает с температурой одновременно с амплитудой узкой линии диполярных экситонов и исчезает вместе с ней, при температуре T_0 (рисунок 7).

Угловое распределение экситонной люминесценции в дальней зоне отображает распределение компоненты волнового вектора (а также импульса экситона \mathbf{k}) в плоскости КЯ: $k_{\parallel} = |\mathbf{k}| \cdot \sin \phi$, где ϕ – угол между направлением распространения волны и

нормалью. Выполненное в эксперименте оптическое фурье-преобразование – это преобразование из реального r -пространства в импульсное k -пространство. Распределение в дальней зоне для экситонной люминесценции из центра отверстия $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки однородно и заполняет всю апертуру объектива, принимающего излучение (рисунки 8с,d). В фурье-образах пространственно-периодической структуры пятен люминесценции для дипольных экситонов в кольцевой ловушке на краю отверстия отчетливо видны результаты деструктивной и конструктивной интерференции (рисунки 8а,b). Распределение люминесценции в дальней зоне напоминает «негатив» от распределения в реальном пространстве – налицо явная корреляция, что свидетельствует в пользу крупномасштабной когерентности в системе.

Максимум в центре углового распределения свидетельствует о концентрации излучения вблизи нормали – пространственной направленности люминесценции из кольцевой ловушки. При самых малых накачках профиль распределения в дальней зоне имеет колоколообразный вид и заполняет угловую апертуру объектива, $\approx 32^\circ$. С увеличением накачки вблизи нормали вырастает максимум с угловой шириной $\approx 9^\circ$, что при длине волны излучения $\lambda = 0.8$ мкм и диаметре излучающего кольца $D = 5$ мкм

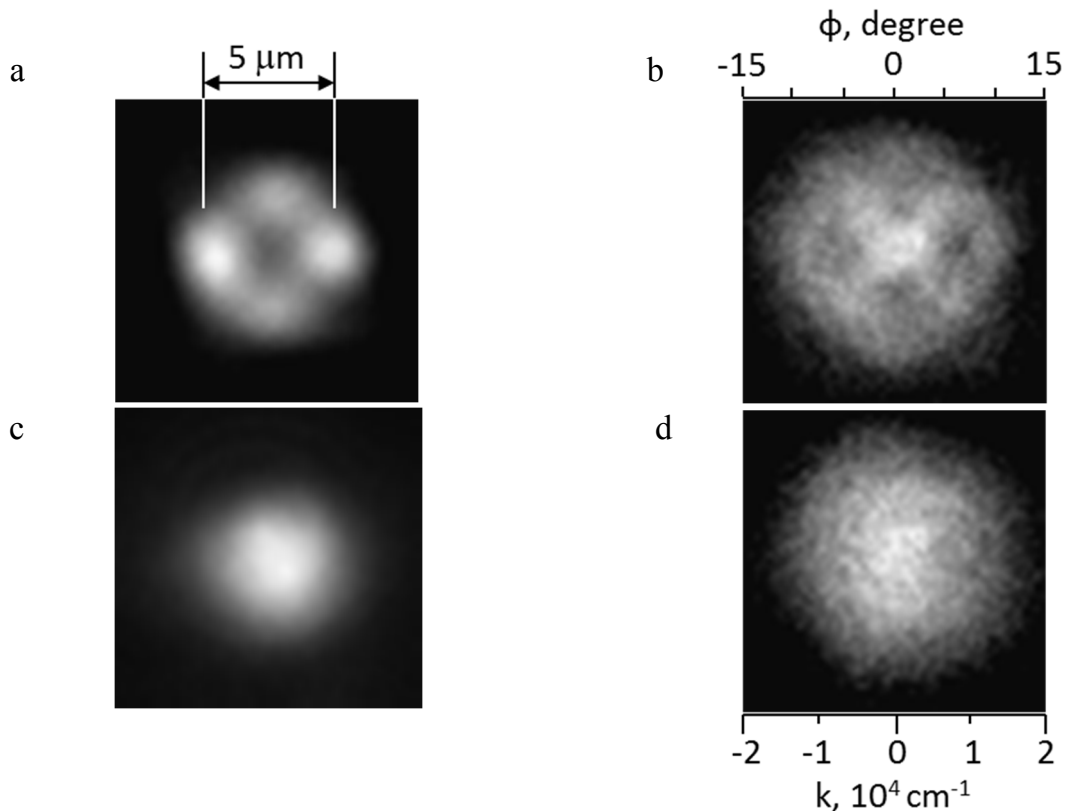


Рисунок 8. Пространственное (а, с) и угловое (b, d) распределение экситонной люминесценции на краю (а, b) и в центре (с, d) отверстия $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки.

очень близко к λ/D . Это также является доводом в пользу крупномасштабной когерентности. Кроме того, угловая ширина максимума соответствует ширине в пространстве импульсов $\Delta k_{\parallel} \approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. С одной стороны, это близко по порядку величины к обратному размеру излучателя и заставляет вспомнить о соотношении неопределенности ($\Delta \mathbf{k} \cdot \Delta \mathbf{r} \sim 1$), а с другой – гораздо меньше теплового импульса экситона $k_{\text{th}} = (2M_{\text{ex}}k_{\text{B}}T)^{1/2}/\hbar \approx 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ при $M_{\text{ex}} = 0.3m_0$ и $T = 2 \text{ К}$.

Обнаруженное угловое распределение качественно соответствует картине конденсации части экситонов вблизи нулевых значений импульса. Доля экситонного конденсата невелика: основная часть люминесценции приходится на фон с широким угловым распределением. Из спектральных данных тоже видно, что интенсивность узкой линии, пороговым образом вырастающей с накачкой (рисунок 4), 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.

Люминесценция пятен в кольцевой ловушке около отверстия в затворе Шоттки частично *линейно поляризована*: плоскость поляризации перпендикулярна поверхности структуры и ориентирована радиально (рисунок 9). Направления линейной поляризации взаимно ортогональны в двух парах пятен и параллельны кристаллографическим направлениям типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$ в плоскости $\{001\}$. Рисунки 9c,d еще раз демонстрируют обедненность экситонного конденсата в кольцевой ловушке: максимумы интенсивности, соответствующие ярким пятнам в картине люминесценции, наблюдаются на фоне однородного кольцевого фона. Получение корректных значений степени линейной поляризации связано с правильным учетом вклада от практически неполяризованного фона.

С этой целью были проведены измерения линейно поляризованных спектров люминесценции. Предварительно было специально проверено, что спектры люминесценции из разных пятен в каждой паре, ориентированной вдоль $\langle 110 \rangle$ или $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$, совпадают с большой точностью. Полная идентичность спектров позволяет предположить, что дипольные экситоны в пространственно разнесенных областях кольцевой ловушки, тождественны, – условие, принципиально необходимое для осуществления бозе-эйнштейновской конденсации. Образец ориентировался так, что входная щель спектрометра вырезала из спроецированного на нее изображения пару пя-

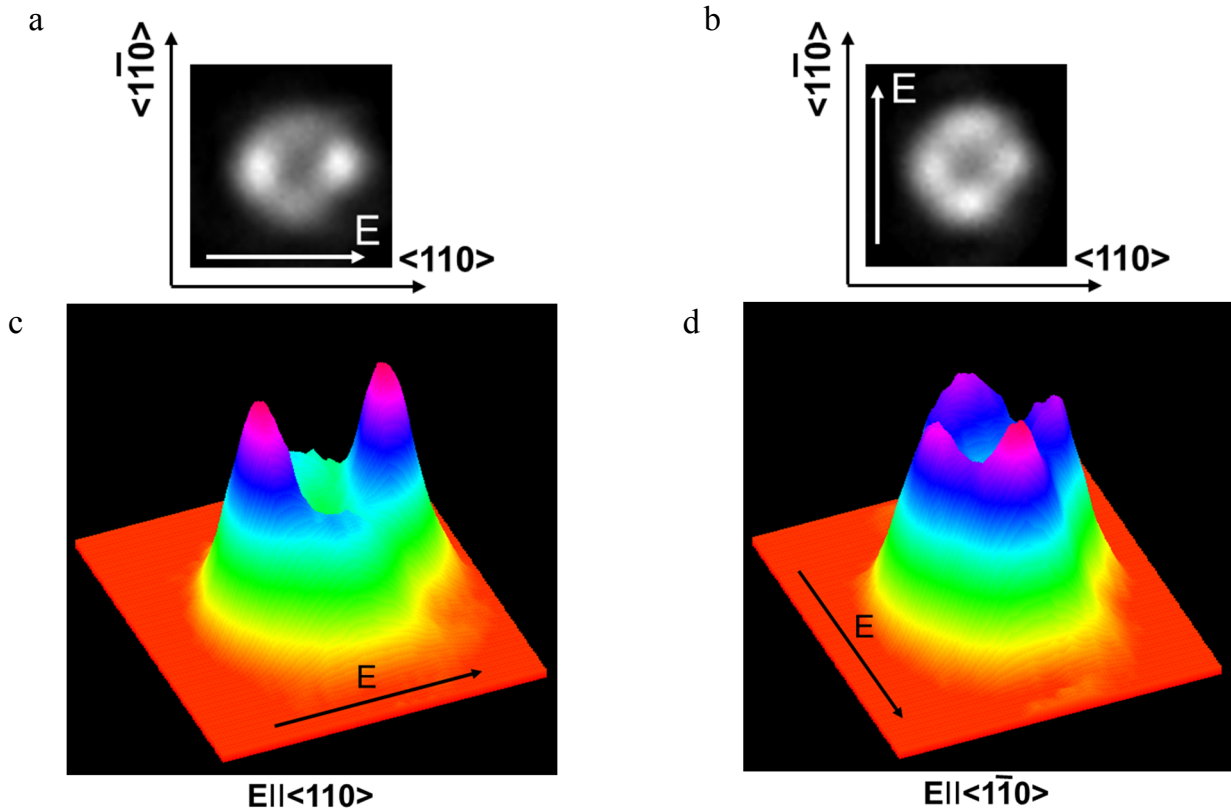


Рисунок 9. Пространственное распределение люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке $\varnothing 5 \mu\text{м}$ при двух ортогональных направлениях линейного поляризатора: вдоль $\langle 110 \rangle$ и $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$. $P_{\text{TiSp}}=140 \text{ мкВт}$, $P_{\text{He-Ne}}=50 \text{ мкВт}$, $U=+1.46 \text{ В}$, $T=1.7 \text{ К}$.

тен, ориентированную вдоль щели, а спектры регистрировались для двух линейных поляризаций: (\parallel) – параллельной и (\perp) – перпендикулярной щели. В плоскости КЯ этому соответствовали кристаллографические направления $\langle 110 \rangle$ и $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$.

Ниже порога P_{thr} в спектрах люминесценции дипольных экситонов, измеренных для двух ортогональных направлений линейной поляризации, наблюдается только неполяризованная бесструктурная полоса шириной $\geq 1 \text{ мэВ}$, которая связана с локализованными экситонами (рисунок 10). При увеличении накачки на синем крае бесструктурной полосы пороговым образом вырастает сильно поляризованная узкая линия I, в данном случае шириной $< 300 \text{ мкэВ}$, соответствующая бозе-конденсату дипольных экситонов: компонента (\parallel), параллельная кристаллографическому направлению $\langle 110 \rangle$, много сильнее перпендикулярной компоненты (\perp), параллельной $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$. Линия люминесценции прямых экситонов D вблизи 1.5205 эВ , измеренная в тех же экспериментальных условиях, остается неполяризованной.

Степень линейной поляризации узкой линии, соответствующей экситонному конденсату, определенная с использованием стандартной процедуры разделения спект-

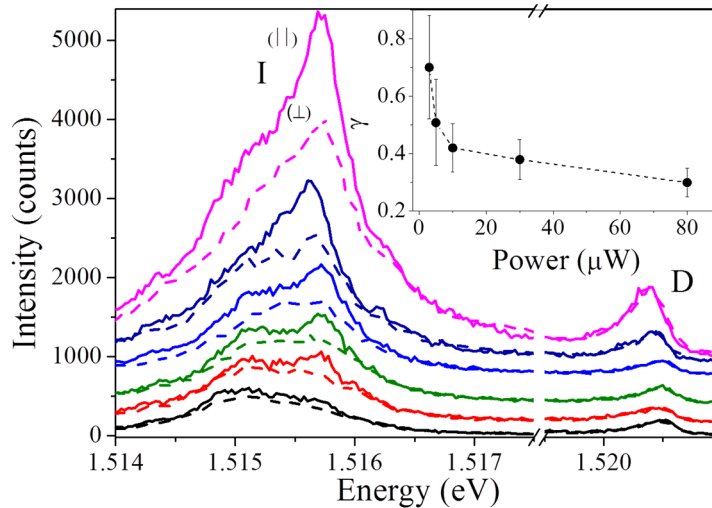


Рисунок 10. Спектры люминесценции из пары пятен внутри отверстия $\varnothing 5\mu\text{м}$ (левое и правое на рисунке 9a,b) с линейной поляризацией параллельно ((\parallel) - сплошные кривые) и перпендикулярно ((\perp) - пунктирные кривые) спектральной щели. Фотовозбуждение одновременно Ti-Sp- (мощность $P_{TiSp}=70$ мкВт) и He-Ne-лазерами ($P_{He-Ne} = 1.5, 3, 5, 10, 30$ и 80 мкВт снизу вверх, соответственно). Лазерное пятно на образце $\approx \varnothing 50$ мкм. Напряжение $U = +1.46$ В. $T = 1.7$ К.

ральных контуров, $\gamma = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$, - где I_{\parallel} и I_{\perp} - интенсивности линии I в одной и другой поляризациях, максимальна вблизи порога конденсации: $\gamma \approx 70\%$ (вставка на рисунке 10). При увеличении мощности накачки степень поляризации падает из-за роста температуры и дополнительного обеднения конденсата тепловыми возбуждениями.

Природа обнаруженной линейной поляризации связана с анизотропией обменного электронно-дырочного взаимодействия в плоскости КЯ, которое снимает вырождение по спину в GaAs для экситона на тяжелой дырке $1shh$, расщепляет экситонные состояния с проекциями углового момента $S_z = \pm 1$ и приводит к расщеплению ортогональных линейно поляризованных компонент. В случае GaAs/AlGaAs КЯ шириной 25 нм это расщепление чрезвычайно мало, менее 50 мкэВ, т.е. при $T = 1.6$ К существенно меньше $k_B T$. Неоднородное уширение спектров не позволяет наблюдать расщепление и связанную с ним линейную поляризацию ниже порога конденсации, но выше порога БЭК в системе взаимодействующих дипольных экситонов начинает преимущественно заполняться нижайшее из расщепленных состояний. Как следствие макроскопического заполнения нижнего отщепленного состояния люминесценция бозе-конденсата становится линейно-поляризованной с преимущественной ориентацией вдоль одного из направлений типа $\langle 110 \rangle$. В условиях нерезонансного фотовозбуждения носителей гораздо выше ширины запрещенной зоны возникающая линейная поляризация никоим образом не связана с состоянием поляризации лазеров накачки.

Прямые измерения кинетики люминесценции из окна $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки с помощью скоростной стрик-камеры показали, что сразу после лазерного импульса накачки наблюдается только люминесценция прямого экситона на тяжелой дырке (1shh) и слабый сигнал “горячей” люминесценции прямого экситона на легкой дырке (1slh). Линия люминесценции диполярных экситонов из кольцевой ловушки вдоль периметра окна появляется позже и достигает своей максимальной интенсивности при задержке около 0.5 нс, что связано с процессами диффузионного заполнения ловушки и релаксации по энергии. При электрических смещениях, позволяющих соблюдать режим электрической нейтральности (~ 5 кВ/см), время жизни диполярных экситонов составляет около 1 нс, что в несколько раз короче, чем в ДКЯ при эквивалентных приложенных напряжениях и объясняется отсутствием туннельного барьера, разделяющего электрон и дырку.

Классический эксперимент Юнга по определению *степени когерентности* света использует интерференционное сложение амплитуд электромагнитных волн от двух щелей в экране, на который падает анализируемое излучение. Разнесенные в пространстве щели служат вторичными источниками света. Для диполярных экситонов в кольцевой ловушке двумя источниками служит пара одинаково поляризованных пятен на противоположных концах диаметра окна. С помощью щели в плоскости увеличенного промежуточного изображения ($\times 15$) выбирается определенная пара пятен (рисунок 11а), а в плоскости, удаленной от нее на расстояние $L = 5.5$ мм $\gg d_s^2/\lambda \approx 0.8$ мм (дальняя зона), наблюдается картина интерференционных полос (рисунок 11б).

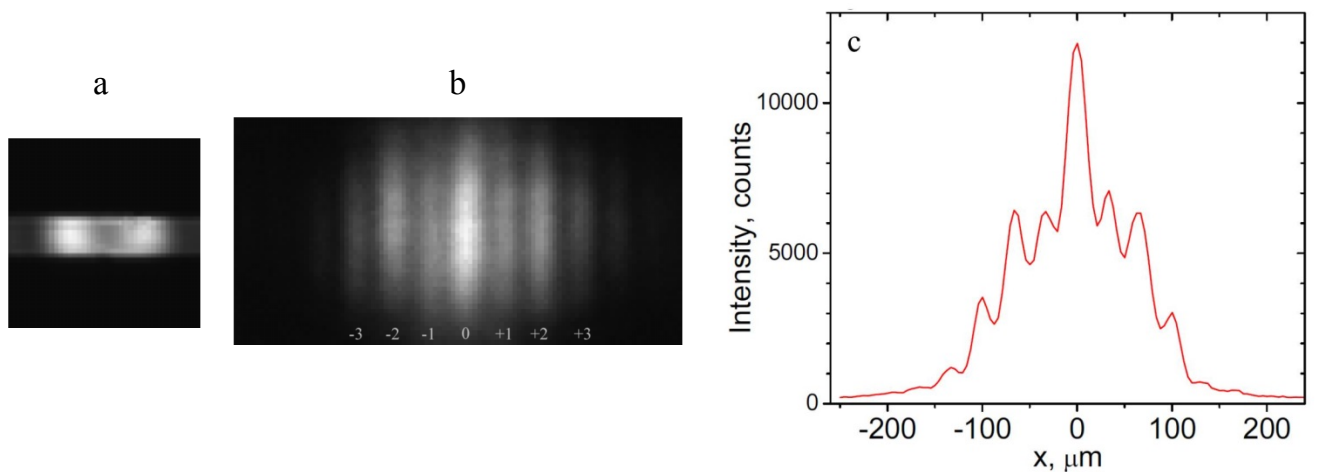


Рисунок 11. Интерференция излучения из двух пятен люминесценции в окне $\varnothing 5$ мкм в затворе Шоттки. (а) Два диаметрально противоположных пятна, выделенные с помощью щели. (б) Картина интерференции света от выбранной пары пятен. (с) Профиль интенсивности интерференционных полос. $T = 1.7$ К. $P_{He-Ne} = 10$ мкВт. $U = +1.46$ В.

Глубина модуляции в картине интерференционных полос (рисунок 11с) не превышает 20% – очередное подтверждение факта обедненности экситонного конденсата. Интенсивность полос немонотонно спадает с номером порядка интерференции и связано это с заметной ролью дифракции на краю отверстия. Можно попытаться вычистить дифракционный вклад, сняв по-отдельности распределение интенсивности для каждого из пятен. В результате профиль интерференционной картины приобретает более правильный вид, но корректность такой процедуры остается под вопросом. Необходим более строгий анализ когерентных свойств экситонной люминесценции с применением техники оптической интерферометрии.

Детальные исследования *пространственной когерентности 1-го порядка* проведены с помощью интерферометра Майкельсона. Свет люминесценции от образца в виде параллельного пучка пропусклся через интерферометр, а на приемную площадку высокочувствительной охлаждаемой CCD-камеры проецировались два изображения ловушки, образованные светом, прошедшим через два разных плеча интерферометра.

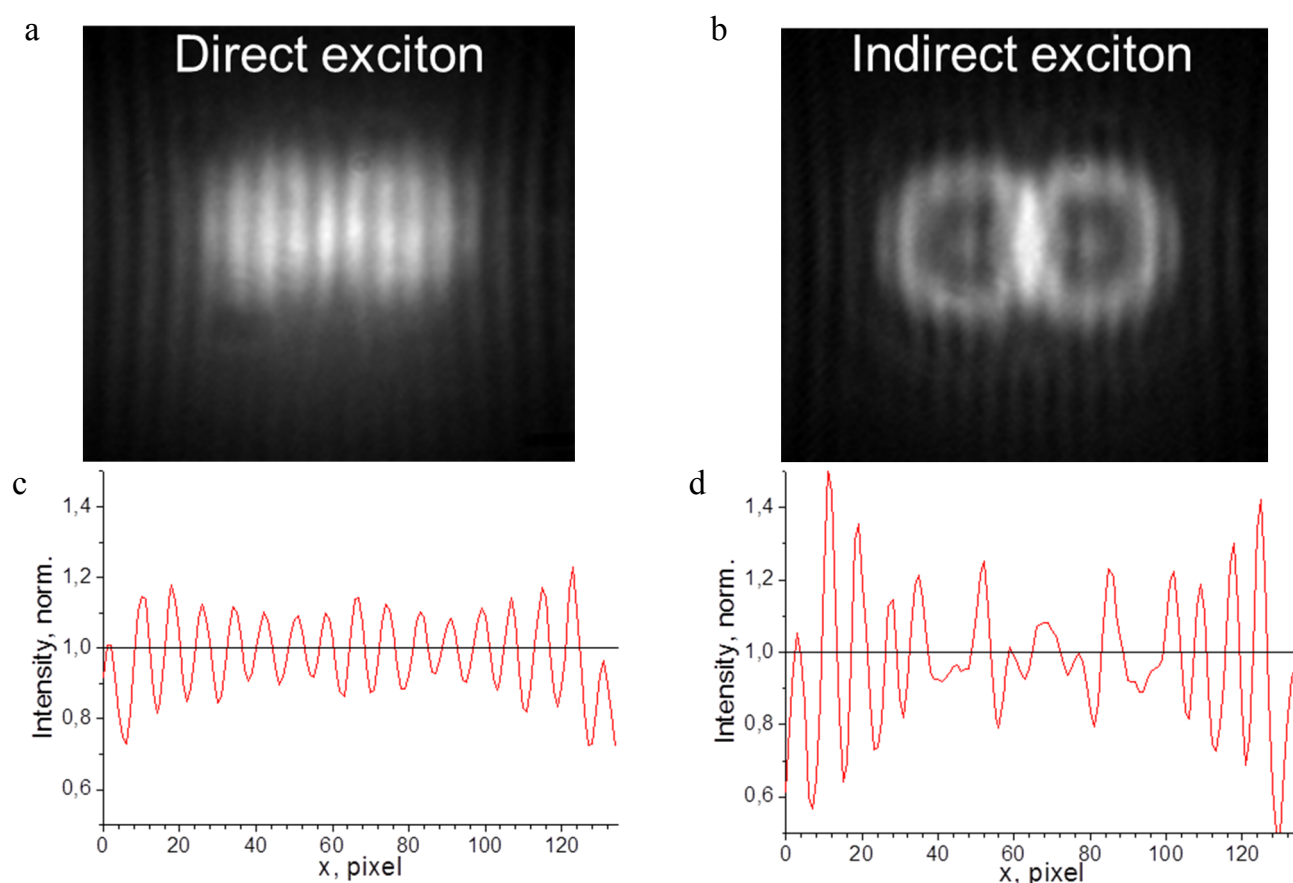


Рисунок 12. Картины интерференции в свете люминесценции прямого (а) и непрямого диполярного экситона (b) из ловушки $\varnothing 7$ мкм и соответствующие профили интенсивности $I(x)$, нормированные на их средние значения $I_{avg}(x)$ (c,d). Продольная разность хода $\Delta \approx 0$, поперечное смещение в пересчете в плоскость образца $\delta \approx 6$ мкм.

Для спектральной селекции применялся узкополосный интерференционный светофильтр ($\Delta\lambda \approx 0.7$ 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 – менялась поперечная разность хода δ – сдвиг в плоскости изображения.

Результат интерференции для люминесценции прямого и непрямого экситона в окне в затворе Шоттки сильно разный (рисунок 12). Если для прямого экситона картина выглядит вполне регулярной, то для непрямого – она далека от результата сложения амплитуд двух плоских волн с постоянной фазой вдоль фронта. Причина кроется в малом угловом размере кольцевого источника света, образованного дипольными экситонами в ловушке вдоль края отверстия. Поперечный размер источника в радиальном направлении – «толщина» кольца – неизвестен: он не больше пространственного разрешения оптической системы (~ 1.5 мкм). Протяженный некогерентный световой источник размером $d_s \leq 2r_{coh} = 0.16\lambda/n \sin \alpha$, где n – показатель преломления среды, $\sin \alpha$ – числовая апертура (N.A.) приемной оптической системы, будет действовать как когерентный [L14]. При $\lambda \approx 0.8$ мкм, N.A.=0.28 получается $2r_{coh} \approx 0.48$ мкм, т. е. некогерентный источник $\varnothing 5-7$ мкм остается некогерентным, что и выполняется для прямого экситона, излучение которого имеет вид однородного диска с размером, близким к диаметру отверстия.

В профиле интенсивности люминесценции непрямого экситона вдоль диаметра отверстия $\varnothing 5$ мкм (рисунок 13а) обращает на себя внимание большая амплитуда первых боковых дифракционных максимумов как в отсутствие 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 ее ростом $> \lambda/2$ вторичные максимумы быстро размоются. По всей видимости, излучение не прямых экситонов исходит от самой кромки отверстия, поперечная толщина источника близка к $2r_{coh}$ и в радиальном направлении его действие мало отличается от когерентного. Некоторый оптимизм внушается тем обстоятельством, что выше порога P_{thr} основные максимумы несколько уже, а амплитуда первых боковых максимумов – заметно больше, чем при накачке ниже порога. Кроме того, распределение фазы в электромагнитной волне, испускаемой кольцевым источником света в виде тонкой нити, заведомо неоднородно, поэтому анализ эволюции интерференционной картины при поперечном

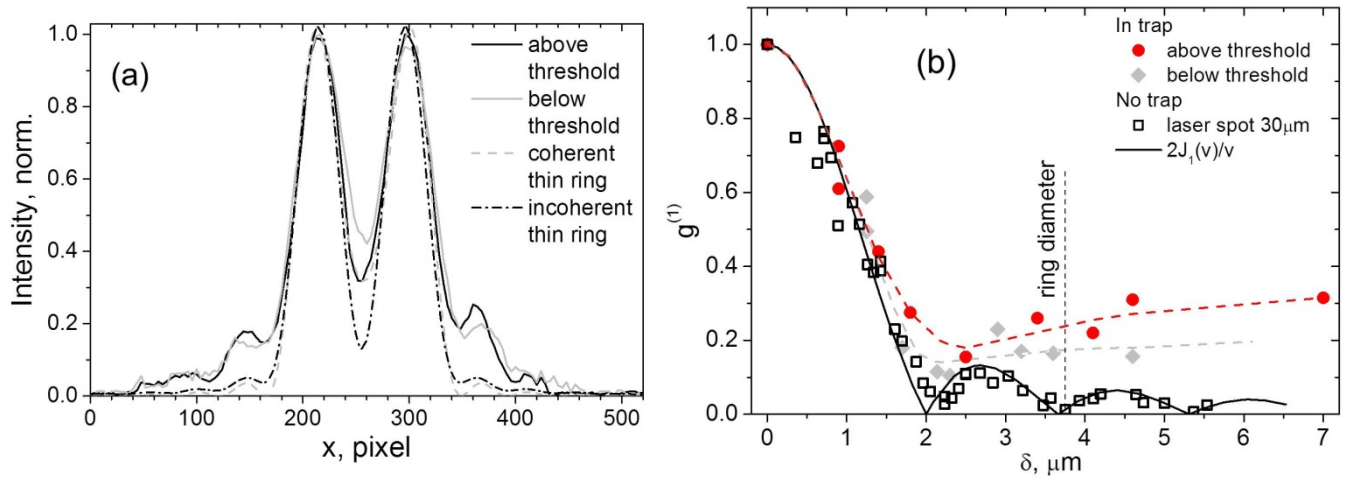


Рисунок 13. (а) Профиль интенсивности люминесценции непрямого экситона в кольцевой ловушке $\varnothing 5$ мкм: черная и серая линии – выше и ниже порога БЭК, соответственно, пунктир и штрих-пунктир – расчет для бесконечно тонкого кольцевого источника, когерентного и некогерентного, соответственно. (б) Пространственный коррелятор 1-го порядка $g^{(1)}(\delta)$ для люминесценции диполярных экситонов: вне ловушки (пустые квадраты), в ловушке при накачке ниже порога БЭК (серые квадраты) и выше порога (кружки). Сплошная кривая – аппаратная функция оптической системы с числовой апертурой N.A. = 0.28.

сдвиге изображений в свете люминесценции диполярных экситонов оказывается сильно усложненным. Наконец, из сравнения экспериментальных профилей с расчетными (рисунок 13а) виден существенный вклад оптических aberrаций: 1) амплитуда вторичных максимумов больше расчетных, 2) имеются заметные боковые «крылья».

Для измерения пространственной когерентности люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке регистрировались: а) изображение интерференционной картины $I_{if}(\mathbf{r})$ и б) изображения ловушки в каждом из плеч $I_1(\mathbf{r})$ и $I_2(\mathbf{r})$. Из них вычислялось изображение в виде функции $(I_{if}(\mathbf{r}) - I_1(\mathbf{r}) - I_2(\mathbf{r})) / 2\sqrt{I_1(\mathbf{r})I_2(\mathbf{r})}$, центральное сечение которого вдоль оси x давало профиль $g^{(1)}(x) \cos \Phi(x)$, где $\Phi(x)$ – разность фаз. Определение величины коррелятора 1-го порядка $g^{(1)}(x)$, затрудненное неизвестным распределением разности фаз $\Phi(x)$, производилось вблизи оси симметрии интерференционной картины и вдали от очевидных скачков фазы.

Сплошная кривая на рисунке 13б – аппаратная функция оптической системы $g^{(1)}(\delta) = 2J_1(v)/v$, где $J_1(x)$ – функция Бесселя 1-го рода и 1-го порядка, $v = 2\pi\delta \sin \alpha / \lambda$. Она учитывает когерентность за счет дифракционного размывания изображения проецирующей оптикой. Результаты измерений для люминесценции прямого/непрямого экситона без ловушки, в однородном пятне фотовозбуждения $\varnothing 30$ мкм, неплохо ложатся

на аппаратную функцию. При малых $\delta \leq 1.5$ мкм – как ниже, так и выше порога конденсации – коррелятор 1-го порядка для люминесценции из кольцевой ловушки спадает с δ так же, как и в случае 2D-экситонов, – это следствие конечного пространственного разрешения оптической системы. При $\delta > 1.5$ мкм коррелятор $g^{(1)}$ для света из ловушки всегда выше, чем без нее. Это эффект малой угловой ширины в радиальном направлении исследуемого кольцевого светового источника. Несмотря на большую ошибку измерений, видно, что степень пространственной когерентности экситонов в конденсате – выше, чем при мощности накачки ниже порога. Определение длины когерентности из результатов на рисунке 13b требует выполнения деконволюции, что при имеющемся разбросе экспериментальных данных вряд ли целесообразно.

Полученные экспериментальные подтверждения повышенной когерентности излучения люминесценции диполярных экситонов в кольцевой электростатической ловушке – это еще одно свидетельство в пользу формирования единого квантового когерентного состояния в экситонном конденсате при превышении накачки над порогом. Обнаруженные столь большие масштабы пространственной когерентности конденсированной фазы – событие неожиданное и нетривиальное. Для экситона в GaAs при массе $M_{ex} = 0.3m_0$ и температуре $T = 2$ К длина волны де Бройля $\lambda_{dB} \sim h/(2mk_B T)^{1/2} \sim 170$ 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.

Временной коррелятор 2-го порядка $g^2(\tau)$ при накачках существенно ниже порога конденсации, когда в спектре люминесценции наблюдается только бесструктурная полоса шириной около 1.3 мэВ, отвечающая локализованным экситонным состояниям, соответствует пуассоновскому распределению: $g^{(2)}(\tau) = 1$ (рисунок 14а). С приближением к порогу БЭК проявляется и усиливается с ростом оптической накачки эффект группировки фотонов вблизи $\tau = 0$ (*bunching*): функция парных фотонных корреляций демонстрирует суперпуассоновское распределение, $g^{(2)}(\tau) > 1$. Значительное превышение порога появления узкой экситонной линии P_{thr} ослабляет эффект группировки фотонов – величина $g^{(2)}(0)$ постепенно приближается к единице (рисунок 14 б). При мощности $P \approx 60P_{thr}$ распределение парных фотонных корреляций

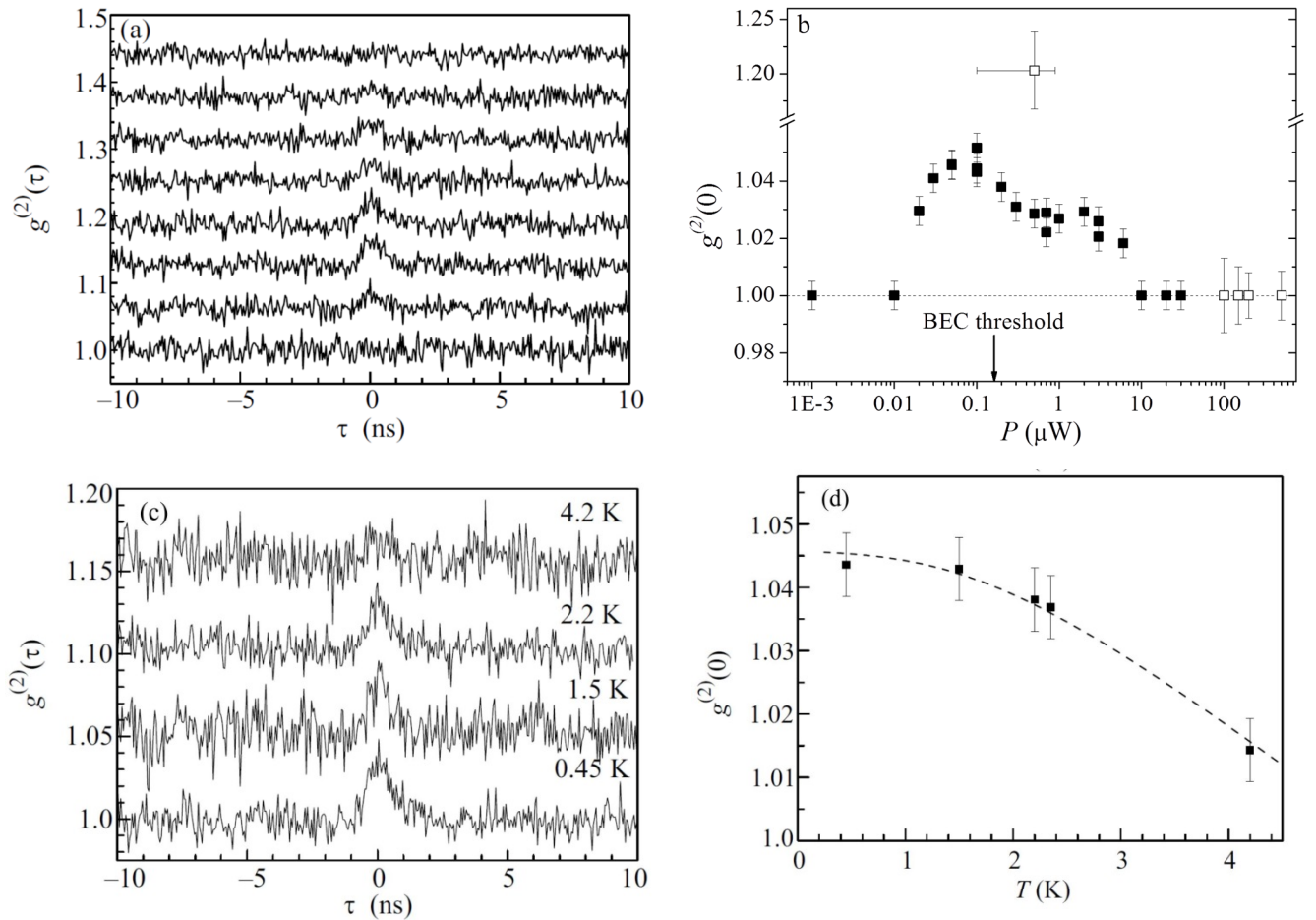


Рисунок 14. Коррелятор второго порядка $g_s^{(2)}(\tau)$ для люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке. (a) Зависимость от мощности фотовозбуждения – временные диаграммы $g_s^{(2)}(\tau)$ при $P_{659\text{nm}} = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.3, 2, 6$ и 30 мкВт снизу вверх сдвинуты по вертикали для удобства. (b) Зависимость $g_s^{(2)}(0)$ от накачки. Черные квадраты – результаты измерений с «медленными» детекторами, светлые – с «быстрыми». Стрелкой показан порог БЭК в соответствии с фазовой диаграммой на рисунке 4. $T = 0.45$ К. (c) Временные диаграммы $g_s^{(2)}(\tau)$ при разных температурах. (d) Температурная зависимость $g_s^{(2)}(0)$ при $P_{659\text{nm}} = 0.1$ мкВт. $P_{782\text{nm}} = 10$ мкВт.

становится пуассоновским, $g_s^{(2)}(0) = 1$, 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 $g^{(1)}(r)$ с помощью двулучевой интерференции от пространственно-разнесенных пятен в картине люминесценции. В диапазоне накачек, где $g_s^{(2)}(\tau) \rightarrow 1$, т. е. где группировка фотонов 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 начинает размываться: $g^{(1)}(r) \rightarrow 0$.

Обнаруженный эффект группировки фотонов уменьшается в несколько раз при увеличении температуры в интервале 0.45-4.2 К (рисунок 14с,d), – что может косвенно свидетельствовать о разрушении параметра порядка с ростом температуры. Измеренное при различных температурах положение максимума величины $g^{(2)}(0)$ в функции накачки достаточно хорошо коррелирует с определенной из спектральных измерений фазовой диаграммой (рисунок 4). Двухфотонная группировка сильнее всего в той области, где наиболее сильны флуктуации плотности диполярных экситонов, – вблизи фазовой границы. В тех же экспериментальных условиях в спектральной области люминесценции прямых экситонов группировка фотонов не наблюдается. В рамках предположения, что люминесценция диполярных экситонов прямым образом передает когерентные свойства газа взаимодействующих экситонов, обнаруженная группировка испускаемых фотонов в области порога конденсации свидетельствует о фазовом переходе во взаимодействующем экситонном бозе-газе и является независимым способом детектирования экситонной бозе-конденсации.

Для исследования *спин-поляризационных свойств* пространственно-непрямых диполярных экситонов проведены измерения спектров их фотолюминесценции в перпендикулярном магнитном поле B_{\perp} (геометрия Фарадея) 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 $k \neq 0$. Оптический переход с испусканием фотона становится непрямым в импульсном пространстве и следует ожидать увеличения радиационного времени жизни экситона и более глубокого охлаждения экситонной подсистемы.

В случае отверстия в затворе Шоттки непрямые экситоны также оказываются в скрещенных полях: в однородном перпендикулярном магнитном B_{\perp} и в неоднородном параллельном электрическом F_{\parallel} . В силу симметрии в круглом отверстии у латеральной компоненты электростатического поля F_{\parallel} есть только радиальная составляющая F_r , которая максимальна вблизи края отверстия и спадает до нуля в точно в центре. В такой

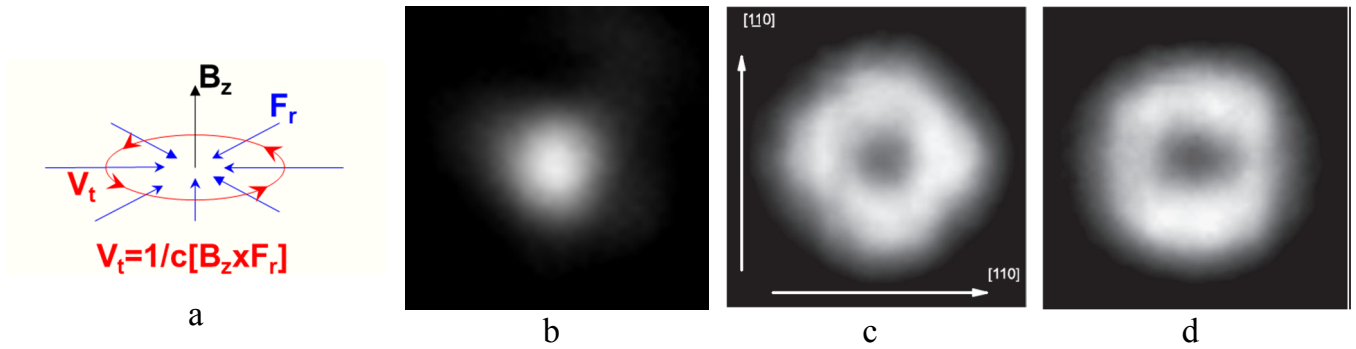


Рисунок 15. (а) Схема формирования магнитоэлектрической ловушки в скрещенных полях внутри отверстия. (b - d) Картины люминесценции в центре и на краю отверстия $\varnothing 7$ мкм: без магнитного поля, $B = 0$ (с), и в магнитном поле $B = 3$ Тл (b) и $B = 4$ Тл (d).

геометрии возникает возможность движения экситонов по аксиально-симметричным кольцевым траекториям вокруг центра отверстия (рисунок 15а).

В эксперименте 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 $[1\bar{1}0]$, которое из-за недостаточного пространственного разрешения напоминает здесь квадрат со сторонами вдоль $[100]$ и $[010]$ (рисунок 15с). В магнитном поле пятна размываются вдоль периметра отверстия и наблюдается картина в виде квадрата со сторонами вдоль $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ (рисунок 15d). Размер пятна люминесценции в центре отверстия (рисунок 15b) возрастает на $\approx 25\%$ при увеличении поля B от 0 до ≤ 1 Тл, но монотонно уменьшается с его дальнейшим ростом и к $B = 6$ Тл практически возвращается к исходному диаметру ≈ 4.5 мкм. Одновременно интенсивность линии дипольного $1shh$ -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 дипольного экситона на краю отверстия меняется слабо. Без потенциальной ловушки, в однородном пятне фотовозбуждения, интенсивность линии непрямого экситона увеличивается не более, чем в 1.5 раза, а линия прямого экситона – вообще практически не меняется.

В магнитном поле энергия экситона в центре и на краю отверстия ведет себя похожим образом (рисунок 16а), но спиновое (парамагнитное) расщепление линии непрямого $1shh$ -экситона на σ^+ и σ^- компоненты происходит там совершенно по-разному. На краю отверстия (рисунок 16b) в диапазоне $0 \leq B \leq 1.5$ Тл зеемановское расщепление, определенное как разность положений центра тяжести линии в левой и

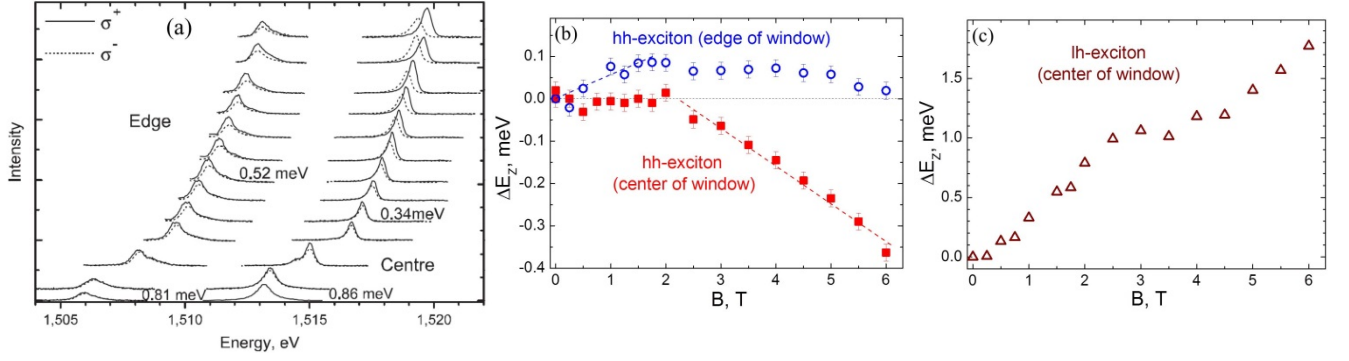


Рисунок 16. Циркулярно поляризованные спектры фотолюминесценции (a) на краю (левая серия) и в центре (правая серия) отверстия $\varnothing 7$ мкм в затворе Шоттки. Магнитное поле растет снизу вверх от 0 до 6 Тл с шагом 0.5 Тл. Зеемановское расщепление для дипольных hh-экситонов (b) на краю (кружки) и в центре (квадраты), а также для lh-экситонов (c) в центре. $P_{ob} = 11.5$ мкВт, $P_{sb} = 118$ мкВт. $F = 7.6$ кВ/см. $T = 1.6$ К.

правой циркулярной поляризации $\Delta E_Z = (E_{\sigma^-} - E_{\sigma^+})$ растет линейно по полю с эффективным g -фактором экситона $g_x \approx +0.9$. 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 1shh-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 $g_x \approx -1.5$. Одновременно и в том же самом месте расщепление для 1slh-экситона на легкой дырке (рисунок 16c) монотонно увеличивается с ростом B и эффективным значением $g_x \approx +7$, что совершенно обычно для КЯ GaAs/AlGaAs шириной 25 нм.

Хотя ранее, без магнитного поля, эффекты бозе-эйнштейновской конденсации наблюдались именно для 1shh-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 накопления их в кольцевой ловушке и достижения критической для БЭК концентрации (см. рисунок 15c,d). В центре отверстия, наоборот, без магнитного поля никаких признаков БЭК для 1shh-экситонов ранее не наблюдалось, но в магнитном поле именно в центре отверстия спиновое расщепление ведет себя так, как это предсказано для спиновое бозе-конденсата: отсутствует в малом магнитном

поле, $0 \leq B \leq B_c \approx 2$ Тл, 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 16а) свидетельствует о достижении высокой плотности 1shh-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. Вблизи центра реализуется магнитоэлектрическая ловушка для дипольных экситонов за счет их «закручивания» в скрещенных полях (рисунок 15). В тех же самых условиях концентрация «горячих» 1slh-экситонов на легкой дырке меньше на 1-2 порядка – в этой, гораздо менее плотной, экситонной подсистеме вырождение не достигается, коллективные эффекты слабы и никаких неожиданностей со спиновым расщеплением не наблюдается.

Экспериментальное обнаружение эффекта компенсации зеемановского расщепления для дипольных экситонов оказалось событием неожиданным: ответ на вопрос о возможности подавления спинового расщепления в магнитном поле в ансамбле 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 был весьма неоднозначным. Для выяснения условий, при которых в ансамбле дипольных экситонов, накапливаемых в потенциальной ловушке вблизи отверстия в затворе Шоттки, имеет место компенсация спинового расщепления, была изучена зависимость этого эффекта от экситонной концентрации. Пять серий циркулярно-поляризованных спектров фотолюминесценции при варьировании магнитного поля были измерены при разных уровнях надбарьерной накачки. На каждой из полученных зависимостей величины зеемановского расщепления от магнитного поля $\Delta E_Z(B)$ имеется участок в области малых магнитных полей, где расщепление отсутствует: $\Delta E_Z = 0 \pm 10$ мкэВ (рисунок 17а). Величина критического магнитного поля B_c , выше которого $\Delta E_Z \neq 0$, линейно растет с интенсивностью линии дипольного экситона в нулевом магнитном поле (рисунок 17б), т. е. с концентрацией экситонов. Для сравнения, 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. Поведение $\Delta E_Z(B)$ для непрямого экситона

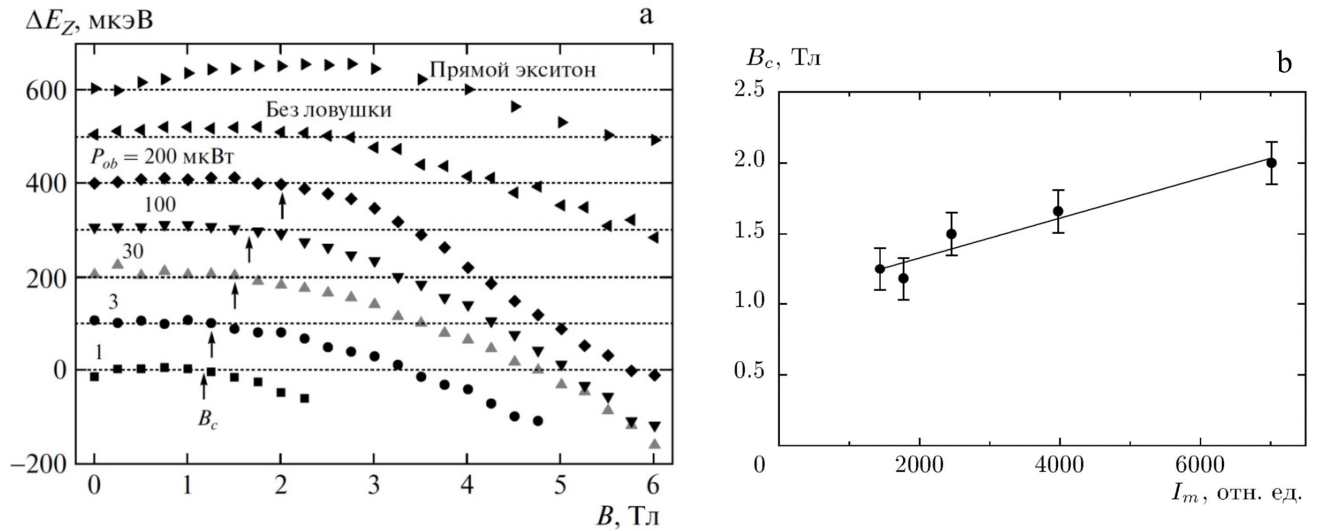


Рисунок 17. (а) Зеемановское расщепление экситонной линии $\Delta E_Z = (E_{\sigma^-} - E_{\sigma^+})$ в зависимости от магнитного поля B . Пять нижних серий соответствуют дипольному экситону в центре магнитоэлектрической ловушки при мощности надбарьерного фотовозбуждения $P_{ob} = 1, 3, 30, 100$ и 200 мкВт снизу вверх ($P_{sb} = 60$ мкВт, $F = 4.4$ кВ/см). Верхняя серия – прямой экситон (без ловушки и затвора Шоттки, $P_{ob} = 200$ мкВт, $P_{sb} = 0$, $F = 0$). Вторая сверху серия – непрямой экситон без ловушки (полупрозрачный затвор Шоттки, $P_{ob} = 30$ мкВт, $P_{sb} = 0$, $F \approx 0.4$ кВ/см.). $T = 1.7$ К. Для удобства сравнения серии вместе с пунктирными прямыми для нулевого расщепления сдвинуты по вертикали с шагом 100 мкэВ. (б) Концентрационная зависимость критического магнитного поля: B_c как функция интенсивности экситонной линии I_m в центре отверстия в нулевом магнитном поле. $P_{sb} = 60$ мкВт, $F = 4.4$ кВ/см, $T = 1.7$ К.

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. Можно предположить, что для дипольных экситонов без ловушки компенсация тоже имеет место, но является неполной из-за недостаточной экситонной концентрации. Компенсации не происходит при наличии в квантовой яме избыточных носителей заряда – система должна состоять из электрически нейтральных свободных экситонов.

Заключение

1. Оптимальной для наблюдения эффектов конденсации квазидвумерных дипольных экситонов является структура с одиночной КЯ GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As, нижним затвором в виде 2D электронного канала в КЯ, легированной с помощью кремниевого δ -слоя, и непрозрачным металлическим затвором Шоттки на поверхности с отверстием микронных размеров, вдоль периметра которого образуется эффективная кольцевая потенциальная ловушка для дипольных экситонов глубиной до 5 мэВ. Радиальная

ширина кольцевого источника света, образованного дипольными экситонами, меньше пространственного разрешения оптической системы (~ 1.5 мкм).

2. Эффекты конденсации дипольных экситонов наблюдаются только вблизи режима электрической нейтральности внутри ловушки. Компенсация избыточных зарядов в КЯ достигается в умеренных электрических полях при фотовозбуждении одновременно двумя лазерами: надбарьерным и подбарьерным, с энергией кванта, соответственно, больше или меньше ширины запрещенной зоны в барьере AlGaAs.

3. При температуре $T < T_0 \approx 10$ К в спектре люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке пороговым образом, при превышении значения мощности оптической накачки $P = P_{thr}$, возникает узкая спектральная линия (ширина 0.2-0.3 мэВ), интенсивность которой I нелинейно растет с накачкой, а при фиксированной накачке быстро падает с температурой: $I(T) \sim (1 - T/T_0)$. Фазовая диаграмма в координатах «накачка-температура», построенная с помощью определения порога P_{thr} в диапазоне температур $T = 0.45 \div 4.2$ К, близка к прямой, проходящей через начало координат, как и ожидается для 2D ловушки.

4. Выше порога P_{thr} в люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке наблюдаются две пары ярких пятен, расположенных на противоположных концах диаметров, ориентированных вдоль направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ в плоскости подложки (001). Контраст пятен максимален при накачке, в несколько раз большей P_{thr} , и спадает с температурой, исчезая вместе с узкой линией: пятна размываются в однородное кольцо. Излучение в парах пятен линейно поляризовано в радиальном направлении: в одной паре – вдоль $[110]$, в другой – вдоль $[1\bar{1}0]$. Степень поляризации скачком возрастает вблизи порога, достигая $\approx 70\%$, и плавно снижается с ростом $P \gg P_{thr}$.

5. Спектрально узкая компонента экситонной люминесценции демонстрирует следующие признаки высокой пространственной когерентности:

А) Корреляция результатов конструктивной и деструктивной интерференции в угловом распределении люминесценции в дальней зоне с картиной пятен в ближней зоне, отвечающая излучению когерентного источника света.

В) Направленность люминесценции вдоль нормали к поверхности: ширина максимума в угловом распределении соответствует диапазону проекций волновых векторов в плоскости КЯ $\Delta k \approx 1 \cdot 10^4$ см⁻¹, гораздо меньшему, чем величина теплового импульса $k_{th} = (2mk_B T)^{1/2} / \hbar \approx 3 \cdot 10^5$ см⁻¹ при $T = 2$ К.

С) При превышении порога по накачке, $P > P_{thr}$, определяемый с помощью сдвиговой интерферометрии пространственный коррелятор 1-го порядка $g^{(1)}(\mathbf{r})$ возрастает на $\approx 20\%$.

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

7. В перпендикулярном магнитном поле (геометрия Фарадея) диполярные экситоны скапливаются вблизи центра отверстия в магнитоэлектрической ловушке в скрещенных полях: в нормальном к поверхности магнитном поле B_z и радиальном электрическом поле F_r в плоскости КЯ электрически нейтральные экситоны движутся по кольцевым орбитам вокруг центра отверстия. Одновременно пятна люминесценции по периметру отверстия в затворе Шоттки размываются и исчезают, тогда как в центре наблюдается яркое однородное пятно, интенсивность люминесценции в котором растет с магнитным полем, увеличиваясь на порядок при $B = 6$ Тл.

8. Для диполярных экситонов в центре магнитоэлектрической ловушки спиновое (зеemanовское) расщепление практически полностью подавлено в малых магнитных полях: $\Delta E_Z = 0 \pm 10$ мкэВ при $0 < B < B_c = 1 \div 2$ Тл, – вследствие обменного взаимодействия в плотном вырожденном бозе-газе. Величина критического магнитного поля B_c линейно растет с экситонной плотностью.

9. При параметрах эксперимента, оптимальных с точки зрения наблюдения эффектов экситонной БЭК, время жизни диполярных экситонов остается относительно коротким – 1-2 нс. В результате, экситонный конденсат оказывается обедненным: интенсивность узкой линии в лучшем случае равна амплитуде спектрального фона, связанного с экситонами, локализованными на флуктуациях потенциала. По той же причине не

успевают установиться термодинамическое равновесие в спиновой подсистеме: верхний зеемановский подуровень остается заселенным сильнее, чем нижний.

10. Дальнейший прогресс в экспериментальной реализации БЭК диполярных экситонов связан с приближением к термодинамическому равновесию и понижением эффективной экситонной температуры. Продвижение в этом направлении может быть связано с временным и/или пространственным разделением возбуждения и регистрации.

ЛИТЕРАТУРА

- L1. A. Einstein. Quantentheorie des einatomigen idealen Gases // Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften. 1924. B.22. S.261-267; *ibid.* 1925. B.23. S.3-14.
- L2. 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.
- L3. 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.
- L4. D. Snoke, G. V. Kavoulakis Bose-Einstein Condensation of Excitons in Cu_2O : Progress Over Thirty Years // arXiv: 1212.4705 [cond-mat.quant-gas].
- L5. 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.
- L6. С. И. Шевченко. Теория сверхпроводимости систем со спариванием пространственно разделенных электронов и дырок // *ФНТ*. 1976. Т.2. №4. С.505-516.
- L7. P. C. Hohenberg. Existence of Long-Range Order in One and Two Dimensions // *Phys. Rev.* 1967. V.158. No.2, P.383-386.
- L8. V. Bagnato, D. Kleppner. Bose-Einstein condensation in low-dimensional traps // *Phys. Rev. A*. 1991. V.44. No.11. P.7439-7441.
- L9. 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.
- L10. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, П. А. Ни, С. В. Дубонос, И. Хвам, К. Соеренсен. Бозе-конденсация межъямных экситонов в двойных квантовых ямах // *Письма в ЖЭТФ*. 2002. Т.75. №11. С.689-694.
- L11. Exciton Polaritons in Microcavities (New Frontiers) // Edited by D. Sanvitto and V. Timofeev. Berlin – Heidelberg: Springer. 2012. 395p.
- L12. R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss. Correlation between photons in two coherent beams of

light // Nature. 1956. V.177. No.4497. P.27-29.

L13. 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.

L14. 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.

L15. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики // Москва: Наука. 1973. 720 с.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

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 Proceedings*. 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.