

## Бозе-эйнштейновская конденсация дипольных экситонов в латеральных ловушках

В.Б. Тимофеев, А.В. Горбунов

*Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия*

E-mail: timofeev@issp.ac.ru

gorbunov@issp.ac.ru

Д.А. Демин

*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., 141700, Россия*

Статья поступила в редакцию 24 сентября 2010 г.

Затронуты вопросы, касающиеся фазовой диаграммы бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) дипольных экситонов, накапливаемых в латеральных электростатических ловушках, наблюдения пространственно-периодических структур люминесценции экситонного бозе-конденсата и их критического поведения в зависимости от накачки и температуры, а также исследования когерентности в условиях БЭК дипольных экситонов с помощью прямых измерений корреляторов 1-го и 2-го порядков при варьировании накачки и температуры, которые свидетельствуют о крупномасштабной когерентности экситонного бозе-конденсата.

Розглянуто питання, що стосуються фазової діаграми бозе-ейнштейнівської конденсації (БЕК) дипольних екситонів, що накопичуються в латеральних електростатичних уловлювачах, спостереження просторово-періодичних структур люмінесценції екситонного бозе-конденсату та їх критичної поведінки залежно від накачування і температури, а також дослідження когерентності в умовах БЕК дипольних екситонів за допомогою прямих вимірів кореляторів 1-го та 2-го порядків при варіюванні накачування та температури, які свідчать про великомасштабну когерентність екситонного бозе-конденсату.

PACS: 73.21.Fg Квантовые ямы.

Ключевые слова: бозе-конденсация, пространственно-непрямые экситоны, крупномасштабная когерентность, корреляторы амплитуд и интенсивностей.

### 1. Введение

В работах А. Эйнштейна 1924–25 гг. [1,2] предсказано, что при достаточно низких температурах в равновесной системе невзаимодействующих атомов-бозонов должна происходить спонтанная конденсация частиц в нижайшее по энергии квантовое состояние с нулевым импульсом. Такая конденсация сопровождается макроскопическим заполнением частицами этого состояния. Эйнштейн рассматривал идеальный атомный бесспиновый газ и использовал в своем подходе статистический метод, ранее предложенный и успешно примененный Бозе [3] при выводе формулы Планка для теплового излучения черного тела. Работы [1–3] и составили фундамент статистики, известной сейчас как

квантовая статистика Бозе-Эйнштейна. На волновом языке бозе-эйнштейновская конденсация (БЭК) происходит в многочастичных системах бозонов с массой  $m$  и температурой  $T$ , когда тепловая де-Бройлевская длина волны бозе-частицы  $\lambda_{dB} = (2\pi\hbar^2/mk_B T)^{1/2}$  начинает превосходить средние межчастичные расстояния. Для идеального трехмерного газа с концентрацией бозонов  $n$  критическое условие для БЭК выглядит как:

$$n\lambda_{dB}^3 \geq 2,61. \quad (1)$$

Наиболее впечатляющим следствием бозе-эйнштейновской конденсации является то, что макроскопические свойства частиц в конденсате описываются единой волновой функцией и, как результат, квантовые

\* Представления о собственном угловом моменте или спине элементарных частиц и атомов возникли лишь три года спустя.

свойства бозе-конденсата начинают проявляться на классических масштабах времени и длины. Макроскопические масштабы квантовой когерентности намного превосходят межчастичные расстояния в самом конденсате. Крупномасштабная когерентность бозе-эйнштейновского конденсата имеет глубокие физические последствия принципиальной значимости. Среди них наиболее впечатляющими оказались такие макроскопические квантовые явления, как сверхтекучесть  $^4\text{He}$  и сверхпроводимость куперовских пар, которые являются, в сущности, композитными бозонами, — явления, связанные с бездиссипативным протеканием в среде материи, электрически нейтральной или заряженной. Впервые на непосредственную связь сверхтекучести  $^4\text{He}$  с явлением БЭК обратил внимание Ф. Лондон еще в 1938 г. [4].

Экспериментально явление БЭК в разреженных, слабо взаимодействующих и достаточно сильно охлажденных атомных бозе-газах удалось впервые наблюдать сравнительно недавно, в 1995 г. [5–7], т.е. почти 70 лет спустя после того, как А. Эйнштейном была построена соответствующая теория конденсации. Это выдающееся экспериментальное достижение явилось результатом элегантной реализации техники лазерного и испарительного охлаждения атомных газов, накапливаемых в магнитооптических ловушках. Из-за большой массы атомов и сильной разреженности исследуемых газов,  $na_B^3 \ll 1$  ( $a_B$  — соответствующий борковский радиус), явление БЭК в атомных бозе-газах обнаруживается при чрезвычайно низких температурах. При реализуемых экспериментально плотностях атомных бозе-газов критические температуры конденсации составляют доли микрокельвина.

Возможность бозе-эйнштейновской конденсации рассматривалась ранее и для других физических объектов. Среди этих объектов одним из весьма привлекательных представлялся газ водородоподобных экситонов. Экситон в полупроводнике является связанным по Кулону состоянием фотовозбужденного электрона и дырки и аналогичен по внутренней структуре атому водорода, а в случае близких эффективных масс электрона и дырки — атому позитрония. Оптически возбуждаемые экситоны, в отличие от реальных атомов водорода, объекты эфемерные в том смысле, что относительно быстро аннигилируют, резонансно излучая фотоны. Электроны и дырки — фермионы, однако сами экситоны имеют целочисленный результирующий угловой момент, или спин, и являются композитными бозонами. После 1957 г., когда представления о спаривании электронов в сверхпроводнике (куперовском спаривании) стали общепризнанными, появились теоретические работы, в которых рассматривалась принципиальная возможность БЭК экситонов [8–11]. Масса экситонов в полупроводнике почти на четыре порядка меньше атомных масс, поэтому в условиях легко дос-

тижимых экситонных концентраций, при которых экситонный газ все еще остается достаточно разреженным и слабо взаимодействующим, БЭК экситонов должна происходить при доступных криогенных температурах (единицы К). Однако в трехмерных кристаллических полупроводниковых средах БЭК экситонов, а также экситонных молекул или биэкситонов до настоящего времени наблюдать не удавалось (по существу, не удавалось реализовать критические условия для такой конденсации), несмотря на многочисленные поиски этого явления, которые продолжаются до настоящего времени.

В последние годы произошел несомненный прорыв в этой области, связанный с обнаружением явления БЭК в различных экситонных квазидвумерных системах. Напомним, что в идеальной пространственно неограниченной двумерной системе бозе-частиц БЭК не может происходить по принципиальным причинам: из-за расходимости заполнения при  $\mathbf{k} = 0$  в условиях постоянной плотности состояний. Эта проблема снимается при пространственном ограничении свободного движения двумерных экситонов и их накоплении в латеральных ловушках. В этих условиях критическая температура конденсации  $T_c$  становится связанной с площадью ловушки  $S$  и определяется формулой:

$$T_c = 2\pi\hbar^2 n_{\text{ex}} / [g_{\text{ex}} k_B m_{\text{ex}} \ln(Sn_{\text{ex}})], \quad (2)$$

где  $n_{\text{ex}}$  и  $m_{\text{ex}}$  — концентрация и масса экситонов соответственно,  $g_{\text{ex}}$  — фактор спинового вырождения.

В данной статье речь пойдет об экситонах в квазидвумерных полупроводниковых системах, главным образом в GaAs/AlGaAs гетероструктурах, с пространственным разделением электронных и дырочных слоев. Перспективность пространственно-разделенных электронно-дырочных слоев для изучения коллективных свойств экситонов и их ожидаемого сверхтекучего течения впервые рассматривалась в работах [12,13]. Условия для пространственного разделения фотовозбужденных электронов и дырок реализуются в двойных, туннельно-связанных квантовых ямах, а также в одиночных квантовых ямах при электронно-дырочном фотовозбуждении и приложенном электрическом смещении между двумерными слоями [14–21]. Экситоны в таких системах называются пространственно-непрямыми, или дипольными, поскольку имеют дипольный момент в нижайшем состоянии. Времена излучательной аннигиляции таких экситонов из-за сильного ограничения перекрытия волновых функций электрона и дырки в направлении приложенного электрического поля оказываются достаточно большими в сравнении с более короткими временами термализации. Поэтому дипольные экситоны нетрудно накапливать в латеральных ловушках и охлаждать до достаточно низких температур, близких к решеточным температурам. В работах [17,18] было экспериментально продемонстрировано,

что при превышении критических условий конденсации дипольные экситоны накапливаются в нижайшем состоянии с нулевыми импульсами в специально подготовленных латеральных ловушках. БЭК проявляется в пороговом появлении узкой линии фотолюминесценции (ФЛ) экситонного конденсата, а волновые векторы сконденсировавшихся экситонов оказываются почти на два порядка меньше тепловых де-бройлевских волновых векторов [20]. Люминесценция экситонного конденсата является линейно поляризованной благодаря анизотропному электронно-дырочному обменному взаимодействию, расщепляющему основное состояние дипольного экситона в ловушке на два линейно поляризованные состояния. Обнаружение линейной поляризации ФЛ экситонного конденсата является одним из свидетельств спонтанного нарушения симметрии в условиях конденсации экситонов [19]. При этом в наблюдаемой с высоким пространственным разрешением картине ФЛ из ловушки обнаруживаются пространственно-периодические структуры пятен люминесценции, когерентно связанных между собой [17,18,20]. Впервые обнаруженные большие масштабы пространственной когерентности означают, что экспериментально наблюдаемые пространственно-периодические структуры люминесценции в условиях бозе-конденсации дипольных экситонов в латеральных ловушках описываются единой волновой функцией. Наблюдение пространственно-периодических структур ФЛ в реальном пространстве, их фурье-образов в  $\mathbf{k}$ -пространстве, а также линейной поляризации люминесценции экситонного конденсата является прямым свидетельством спонтанного нарушения симметрии в условиях бозе-конденсации дипольных экситонов: макроскопическая когерентная фаза бозе-конденсата возникает спонтанно в резервуаре термализованных некогерентных экситонов. Прямые измерения корреляторов первого порядка, как результата интерференционного сложения амплитуд люминесценции, а также корреляторов второго порядка, связанных с корреляционными измерениями пар испускаемых фотонов, свидетельствуют о высокой пространственно-временной когерентности экситонного бозе-конденсата [21].

Недавно была обнаружена крупномасштабная когерентность бозе-конденсата двумерных экситонных поляритонов в микрорезонаторах [22,23]. При условии высокой добротности микрорезонатора фотоны в области резонанса сильно взаимодействуют с двумерными экситонными поляризационными возбуждениями. В результате возникают двумерные экситонные поляритоны — смешанные состояния экситонной поляризации с резонансным электромагнитным полем. Эффективная масса двумерных экситонных поляритонов в достаточно добротных микрорезонаторах чрезвычайно мала: почти на девять порядков меньше атомных масс. При достижении критических плотностей в ква-

зиравновесном газе экситонных поляритонов благодаря эффективному поляритон-поляритонному рассеянию наблюдалось гигантское заполнение нижайшего состояния экситонных поляритонов с практически нулевыми импульсами, а также пороговое возрастание крупномасштабной пространственной когерентности. Наряду с обнаружением линейной поляризации излучения [22] эти эксперименты, чрезвычайно интересные и впечатляющие, также указывают на спонтанное возникновение макроскопического когерентного квантового состояния в условиях бозе-конденсации двумерных экситонных поляритонов. Однако, на наш взгляд, в данном случае речь идет скорее о неравновесной бозе-конденсации экситонных поляритонов в близкой аналогии с лазерным эффектом.

В настоящей статье будут затронуты вопросы, касающиеся фазовой диаграммы БЭК дипольных экситонов, накапливаемых в латеральных электростатических ловушках, обсуждены наблюдения пространственно-периодических структур люминесценции экситонного бозе-конденсата и их критического поведения в зависимости от накачки и температуры, а также проанализированы вопросы, связанные с исследованиями когерентности в условиях БЭК дипольных экситонов, а именно: прямыми измерениями корреляторов 1-го и 2-го порядков от накачки и температуры, которые свидетельствуют о крупномасштабной когерентности экситонного бозе-конденсата.

## 2. Фазовая диаграмма БЭК

Исследованы пространственно-непрямые, или дипольные, экситоны в широкой (25 нм) одиночной GaAs квантовой яме, помещенной в поперечное гетерослоями электрическое поле, которое прикладывалось между металлической пленкой (затвором Шоттки) на поверхности AlGaAs/GaAs гетероструктуры и проводящим электронным слоем внутри структуры (встроенным нижним электродом). Благодаря приложенному электрическому полю дипольные экситоны имеют в нижайшем состоянии большой дипольный момент: около 100 Д. В исследуемой нами системе такие экситоны вследствие диполь-дипольного отталкивания не связываются в молекулы или другие многочастичные комплексы. Фотовозбуждение экситонов и наблюдение их люминесценции велось через круглое окно  $\varnothing 5$  мкм в непрозрачной металлической маске. Дипольные экситоны накапливались в кольцевой латеральной ловушке, которая возникала вдоль периметра окна из-за сильно неоднородного электрического поля [17]. Использование светосильной проекционной оптической системы ( $N.A. = 0,28$ ) позволяло наблюдать пространственную структуру люминесценции дипольных экситонов из окна в металлическом затворе с разрешением  $\geq 1$  мкм. Увеличенное изображение окна образца,

через которое велось фотовозбуждение и наблюдение люминесценции, проецировалось либо на входную щель спектрометра, либо, минуя спектрометр, непосредственно на фоточувствительную матрицу охлаждаемой кремниевой CCD-камеры. Образец размещался в гелиевом оптическом криостате, в котором можно было проводить эксперименты в интервале температур 0,45–4,2 К. При  $T < 1,5$  К образец находился непосредственно в жидком  $^3\text{He}$ , а при более высоких температурах — в охлажденных парах  $^3\text{He}$ . Используя интерференционные светофильтры, можно было изучать пространственную структуру люминесценции избирательно по спектральному составу. Конструкция проекционной оптической системы позволяла оперативно переходить от наблюдения картины люминесценции с высоким пространственным разрешением к *in situ* оптическому фурие-преобразованию изображений, т.е. к угловому распределению люминесцентного излучения. Возбуждение дипольных экситонов осуществлялось одновременно двумя непрерывными лазерами: Ti-Sp лазером или полупроводниковым лазером с длиной волны  $\lambda = 782$  нм (фотовозбуждение под барьером AlGaAs) и He-Ne лазером ( $\lambda = 633$  нм) или полупроводниковым лазером с  $\lambda = 659$  нм (надбарьерное фотовозбуждение). Комбинацией таких лазеров и экспериментально подобранным отношением используемых мощностей достигалась максимальная компенсация избыточных зарядов в ловушке, и сама система экситонов поддерживалась максимально нейтральной. Подробные детали архитектуры использованных структур, латеральных ловушек и компенсации избыточных зарядов в ловушках были изложены ранее в работах [18,20].

С целью определения равновесной фазовой границы, очерчивающей область в шкале «накачка  $P$  (экситонная плотность) — температура  $T$ », где происходит бозе-эйнштейновская конденсация дипольных экситонов, изучались и анализировались спектры ФЛ при вариации оптической накачки в температурном интервале 0,45–4,2 К. При достижении критических условий конденсации, температуры  $T$  и мощности оптического возбуждения  $P$  в спектре люминесценции пороговым образом вырастает узкая линия дипольных экситонов, соответствующая макроскопическому заполнению нижайшего состояния в ловушке и возникновению экситонного конденсата [20]. На рис. 1,а продемонстрировано, как ведут себя спектры люминесценции дипольных экситонов, детектируемые непосредственно из кольцевой ловушки, при вариации непрерывной накачки и  $T = 0,46$  К. В данном случае накачка производилась одновременным действием двух лазеров, осуществляющих над- и подбарьерное фотовозбуждение, с целью максимальной компенсации избыточных зарядов в ловушке. Варьировалась только мощность лазера 659 нм, осуществляющего надбарьерное фотовозбуж-

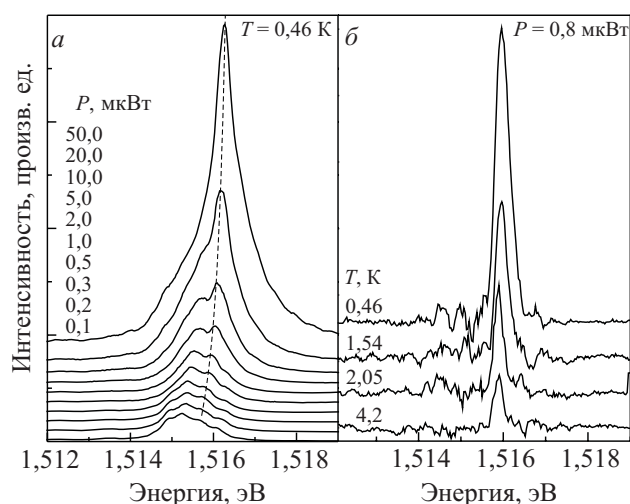


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции дипольных экситонов в кольцевой латеральной ловушке  $\varnothing 5$  мкм. (а) Пороговое возникновение и рост узкой спектральной линии при увеличении мощности  $P$  надбарьерного лазера ( $\lambda = 659$  нм). Мощность подбарьерного лазера  $P_{782 \text{ нм}} = 10$  мкВт. Температура  $T = 0,46$  К. (б) Рост линии (фон от локализованных состояний вычтен) с понижением температуры  $T$  при фиксированном фотовозбуждении:  $P_{659 \text{ нм}} = 0,8$  мкВт,  $P_{782 \text{ нм}} = 10$  мкВт.

дение. При очень малых накачках в спектре видна бесструктурная и асимметричная полоса люминесценции шириной 1,3 мэВ. Форма этой полосы при варьировании накачек 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 краю широкой полосы пороговым образом начинает появляться и затем возрастать по интенсивности узкая линия, соответствующая конденсированному состоянию дипольных экситонов [17,20]. Ширина узкой линии вблизи порога составляет около 200 мкэВ, а ее интенсивность вблизи порога растет с накачкой сверхлинейно. При больших накачках линия доминирует в спектре в сравнении с бесструктурным континуумом под ней. Зависимость интенсивности линии от накачки становится линейной при дальнейшем увеличении мощности фотовозбуждения. Линия с ростом накачки несколько уширяется и сдвигается в сторону больших энергий. Такое поведение связано с отталкивательным взаимодействием дипольных экситонов при возрастании их концентрации, что подробно проанализировано в работе [24]. Согласно нашим измерениям, спектральный сдвиг линии, а также ее уширение, имеют близкий масштаб. В частности, в интервале накачек, соответствующих рис. 1,а, отношение спектрального сдвига центра тяжести линии (спектральный момент  $M_1$ ) к ее ширине (спектральный мо-

мент  $M_2$ ) составляет  $M_1/M_2 \approx 0,8$ . По величине спектрального сдвига узкой линии с ростом накачки можно оценить концентрацию экситонов. Эта концентрация составляет  $\approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$  вблизи порога конденсации (рис. 1,а).

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 рис. 1,б. В интервале температур 0,45–4,2 К была установлена следующая закономерность поведения интенсивности узкой линии экситонного конденсата при фиксированной накачке и вариации температуры:

$$I_T \propto (1 - T/T_c), \quad (3)$$

где  $I_T$  — интенсивность линии при температуре  $T$ , а  $T_c$  — критическая температура, при которой узкая спектральная линия исчезает. С целью построения фазовой диаграммы при каждой заданной температуре в изученном интервале 0,45–4,2 К исследовалась зависимость спектров люминесценции от мощности фотовозбуждения. В результате определялась пороговая величина мощности  $P_c$ , при которой начинает появляться (исчезать) в спектре 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 рис. 2. Видно, что фазовая гра-

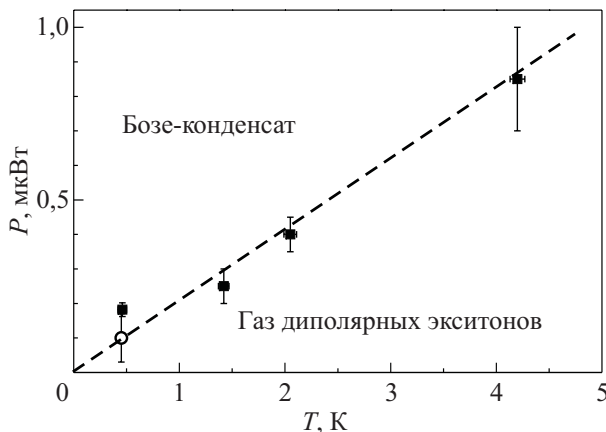


Рис. 2. Фазовая диаграмма бозе-конденсации дипольных экситонов в кольцевой ловушке в координатах «мощность фотовозбуждения  $P_{659 \text{ нм}}$  — температура  $T$ ». Мощность подбарьерного лазера  $P_{782 \text{ нм}} = 10 \text{ мкВт}$ . Квадраты отвечают порогу конденсации, найденному по появлению узкой спектральной линии. При  $T = 0,45 \text{ К}$  кружком показан порог, оцененный по положению максимума коррелятора 2-го порядка  $g^{(2)}(\tau)$  в зависимости от накачки.

ница, очерчивающая область, где происходит бозе-конденсация, является линейной функцией температуры, что и следует ожидать для двумерной системы. Исследуемые структуры отличаются достаточно высоким структурным совершенством и низким порогом подвижности для дипольных экситонов (оцениваемые концентрации экситонов вблизи порога подвижности составляют  $n_T \approx 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ). Поэтому естественно, что на рис. 2 линейная аппроксимация фазовой границы в область еще более низких температур и малых экситонных плотностей оказывается непосредственно в начале координат.

### 3. Пространственно-периодические структуры люминесценции БЭК дипольных экситонов

Одновременно с возникновением в спектрах люминесценции узкой линии бозе-конденсата дипольных экситонов в прямом изображении картины люминесценции, которая проецировалась с высоким пространственным разрешением ( $\sim 1 \text{ мкм}$ ) непосредственно из ловушки (окно в Шоттки-затворе гетероструктуры), появляется пространственно-периодическая структура эквидистантно расположенных пятен свечения [17–20]. Подчеркнем, что пространственно-периодические структуры люминесценции наблюдаются исключительно в случае спектральной селекции узкой линии экситонного бозе-конденсата. При выполнении этих экспериментов линия экситонного конденсата «вырезалась» с помощью узкополосного интерференционного светофильтра со спектральной шириной около 2 мэВ. В случае других изученных нами каналов электронно-дырочной рекомбинации из электростатических ловушек, в частности в условиях нарушенной компенсации избыточных зарядов (положительных или отрицательных), пространственная структура люминесценции не возникает. В этих условиях вдоль периметра ловушки всегда при вариации накачки и температуры в широких пределах наблюдается исключительно однородное распределение интенсивности люминесценции. Таким образом, надежно установлено, что пространственно-периодические структуры люминесценции, отражающие неоднородное распределение экситонной плотности в ловушке, непосредственно связаны с бозе-конденсатом дипольных экситонов, который возникает в полностью компенсированной, электрически нейтральной электронно-дырочной системе при достижении критических условий конденсации.

Пространственно-периодические структуры люминесценции в условиях БЭК дипольных экситонов можно наблюдать не только в круглой кольцевой электростатической ловушке [17–20], но и в ловушках иной формы. На рис. 3 представлены изображения пространственно-периодических структур пятен свечения, полученные при фиксированной накачке  $P$  с относитель-

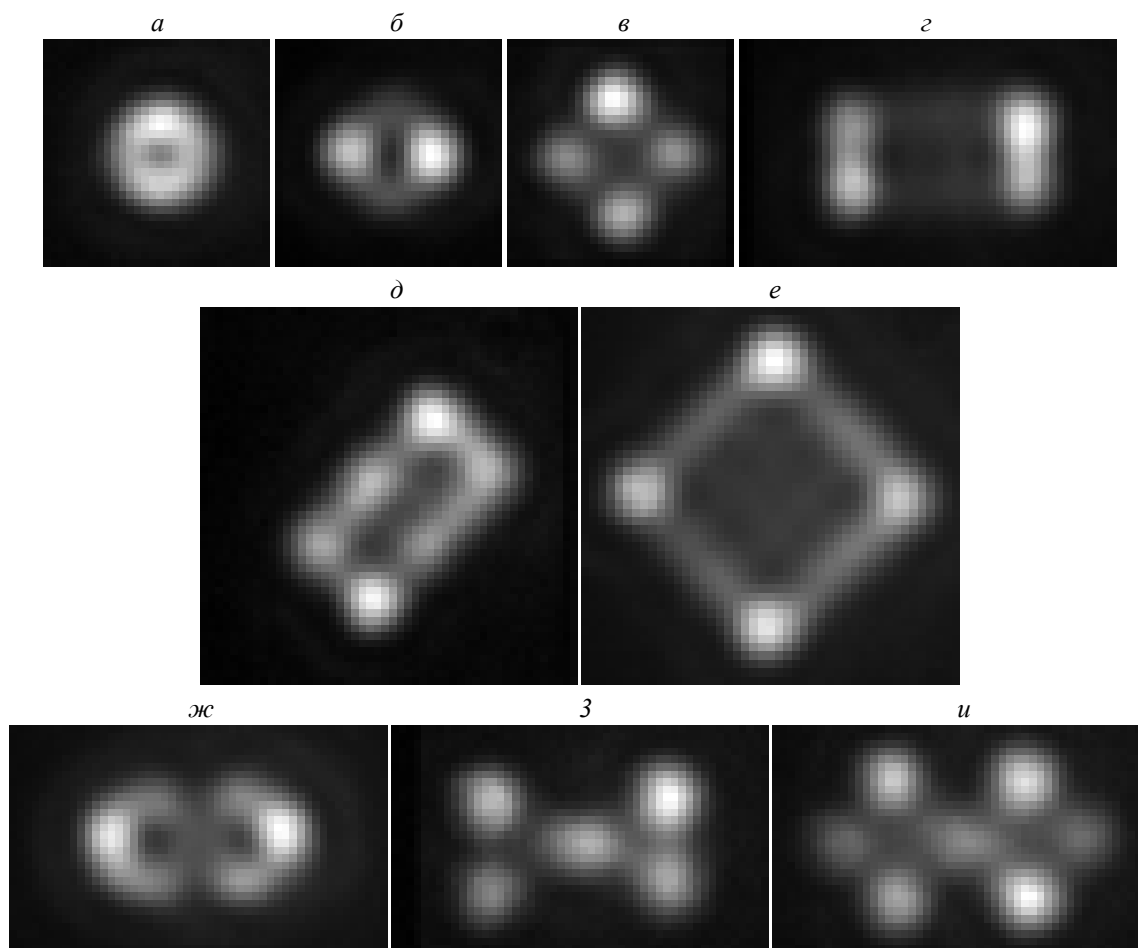


Рис. 3. Пространственно-периодические картины люминесценции в условиях БЭК диполярных экситонов в различных латеральных ловушках, образованных по периметру различного вида отверстий в Шоттки-электроде на поверхности гетероструктуры: круг  $\varnothing 4$  мкм (а) и  $\varnothing 5$  мкм (б), квадрат 5 мкм (в), прямоугольник  $5 \times 10$  мкм (г) и (д), квадрат 10 мкм (е), пары касающихся кругов  $\varnothing 5$  мкм (ж), треугольников со стороной 7 мкм (з) и квадратов 5 мкм (и).

но небольшим превышением над порогом при температуре  $T = 1,6$  К в ловушках, формирующихся вдоль периметра круга, квадрата, треугольника, прямоугольника, а также касающиеся друг друга пар таких фигур.

Видность пятен  $V$  в обнаруженных пространственно-периодических структурах свечения в условиях БЭК диполярных экситонов оказалась очень чувствительной к температуре. Она определялась по стандартной формуле:

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}), \quad (4)$$

где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — максимальная интенсивность люминесценции в центре пятен и минимальная интенсивность по периметру кольца в области между пятнами соответственно. При температурах выше критической, в полном соответствии с установленной фазовой диаграммой БЭК, пространственно-периодические структуры люминесценции размываются, свидетельствуя, что в этих условиях распределение экситонов в ловушках становится однородным (рис. 4).

Наблюдаемые пространственно-периодические структуры пятен люминесценции в условиях БЭК экситонов

в ловушках всегда ориентированы вдоль кристаллографических направлений  $\langle 110 \rangle$  или  $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$  в плоскости  $\{001\}$ , параллельной гетерослоям. Именно вдоль этих направлений в GaAs-гетероструктурах наиболее

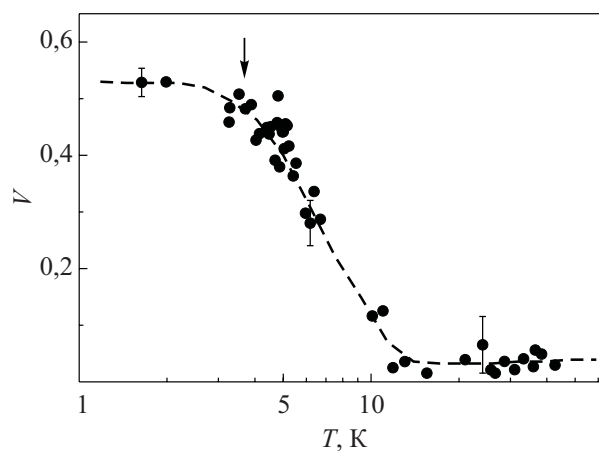


Рис. 4. Видность  $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$  пятен свечения в кольцевой ловушке  $\varnothing 5$  мкм в условиях БЭК диполярных экситонов как функция температуры  $T$ .

сильны и анизотропны флуктуации случайного потенциала. Естественно считать, что анизотропный потенциал вдоль указанных направлений «пиннингует» пространственно-периодическую структуру пятен свечения. Теоретические обоснования для такого, казалось бы, естественного заключения пока отсутствуют.

Исчерпывающих объяснений природы возникновения пространственно-периодических структур люминесценции диполярных экситонов в ловушках в условиях БЭК пока нет. Приведем здесь лишь некоторые из опубликованных объяснений. Так, в теоретической работе [25] высказано предположение, что в бозе-эйнштейновском конденсате пространственно-непрямых (диполярных) экситонов, накапливаемых в латеральных ловушках, могут возникать квантовые вихри. Вихревой характер конденсата благодаря крупномасштабной когерентности (или параметру порядка) должен проявиться в особенностях углового распределения интенсивности люминесценции в результате деструктивной и конструктивной интерференции. Выполненные нами *in situ* оптические фурье-преобразования пространственно-периодических структур, воспроизводящие картину распределения интенсивности люминесценции в дальнем поле, продемонстрировали результат деструктивной и конструктивной интерференции (см. рис. 5), а также пространственную направленность люминесценции по нормали к гетерослоям структуры [20] в близком соответствии с результатами теории [25]. Эти экспериментальные результаты являются несомненным следствием крупномасштабной когерентности конденсированного экситонного состояния в кольцевой латеральной ловушке и указанием на то, что вся периодическая структура люминесценции в ловушке описывается единой волновой функцией. Однако однозначным доказательством квантового вихре-

вого происхождения пятен люминесценции в пространственно-периодических структурах могли бы послужить интерференционные измерения, позволяющие, в принципе, проследить за изменением фазы при обходе одиночного вихря, связанного в нашем случае с уединенным пятном люминесценции, памятуя, что при полном обходе вихря фаза должна изменяться на число, кратное  $2\pi$ .

В недавно выполненных интерференционных экспериментах для экситонных поляритонов в микрорезонаторах было продемонстрировано, что пятна свечения в случае экситон-поляритонных бозе-конденсатов действительно являются вихрями, хотя сама пространственная картина пятен люминесценции выглядит совершенно нерегулярным образом и не демонстрирует какой-либо периодичности [26]. Гидродинамическое зарождение экситон-поляритонных вихрей, их временная эволюция и динамика экспериментально исследованы и проанализированы в работах [27,28].

Остановимся еще на одной точке зрения, касающейся происхождения наблюдаемой нами пространственно-периодической, фрагментарной структуры люминесценции бозе-конденсата диполярных экситонов в ловушках. Эта точка зрения в своей сути основывается на представлениях о фазовом переходе 1-го рода «газ-жидкость» в неравновесной пространственно-разделенной электронно-дырочной системе с конечным временем жизни [29]. Теория, в принципе, не исключает, что конденсированная фаза может быть бозе-конденсатом. Согласно этой теории, пятна свечения во фрагментарной структуре являются каплями экситонного конденсата, и их размер определяется исключительно соотношением между временами зарождения и радиационными временами жизни. Теория [29,30] в целом очень хорошо объясняет фрагментарную структуру

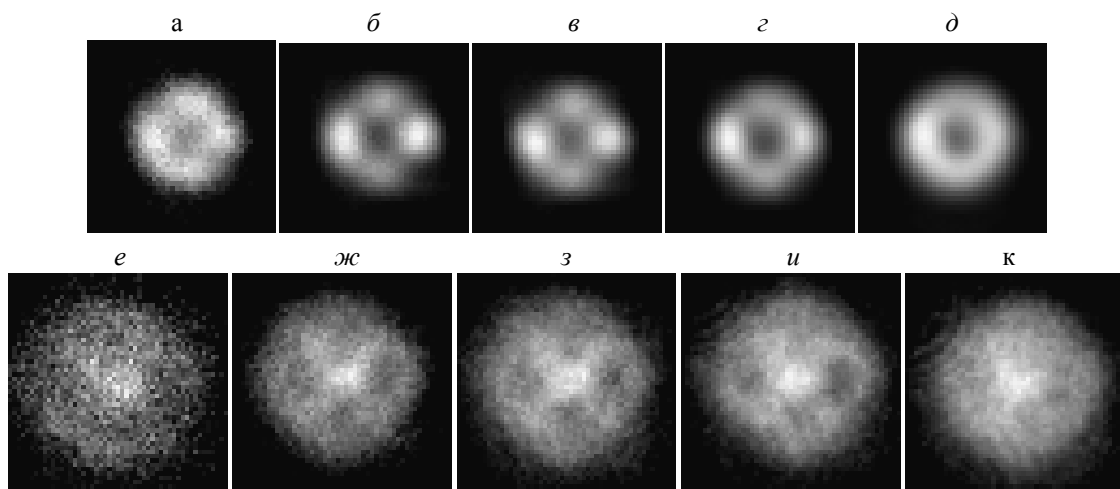


Рис. 5. Пространственное (а-д) и угловое (е-к) (результат оптического фурье-преобразования) распределение люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке  $\varnothing 5$  мкм при мощности фотовозбуждения  $P_{633\text{нм}} = 0,5$  (а,е), 5 (б,ж), 10 (в,з), 50 (г,и) и 250 (д,к) мкВт соответственно.  $T = 1,6$  К. Размер панелей с распределениями в дальней зоне (е-к) составляет 32 градуса или  $4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  для планарной компоненты волнового вектора  $\mathbf{k}_{\parallel}$ .



люминесценции и размеры отдельных пятен свечения (капель конденсата) в пространственно-периодических структурах, которые наблюдаются в наших экспериментах и изложены выше. Однако остается совершенно не ясным, почему в рамках таких представлений возникает большая пространственная когерентность экситонного конденсата.

Близко к изложенным выше представлениям подходит работа [31], в которой рассматривается пространственно-разделенная, электрически не скомпенсированная, неравновесная электрон-дырочная система. Однако в наших экспериментах надежно видно, что при нарушении компенсации в разделенных электрон-дырочных слоях (избыток электронов в одном слое или избыток дырок в другом) фрагментация дискретных пятен размывается в однородно распределенное свечение вдоль всего периметра ловушки.

#### 4. Когерентность бозе-конденсата диполярных экситонов

Остановимся на вопросах когерентности бозе-конденсата диполярных экситонов в ловушках. С целью исследования временной и пространственной когерентности бозе-конденсата диполярных экситонов были выполнены эксперименты, использующие в своей основе двулучевое интерференционное сложение амплитуд люминесценции.

Первые эксперименты использовали классическую схему Юнга, а именно: производились прямые измерения двулучевой интерференции от пар пространственно-разнесенных пятен люминесценции во фрагментарной, пространственно-периодической структуре (рис. 6). Наблюдение интерференционной картины велось в дальней зоне. Такие измерения позволили определить величину кросс-коррелятора амплитуд первого порядка,  $g^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , а также оценить длину пространственной когерентности. Длина пространственной когерентности оказалась близкой к диаметру ловушки и составила не менее 4 мкм. Впервые обнаруженные столь большие масштабы пространственной когерентности означают, что экспериментально наблюдаемые периодические структуры люминесценции описываются в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов в латеральной ловушке единой волновой функцией.

Помимо этого с помощью специально сконструированного двухлучевого интерферометра (вариант интерферометра Майкельсона) исследовался автокоррелятор первого порядка  $g^{(1)}(t, t + \tau)$  с целью оценки временной когерентности  $\tau_c$ . Измеренные пространственные масштабы продольной когерентности  $l_c$ , равные нескольким миллиметрам, находятся в полном соответствии со спектральной шириной линии люминесценции конденсата (в полном согласии с теоремой Винера–Хинчина).

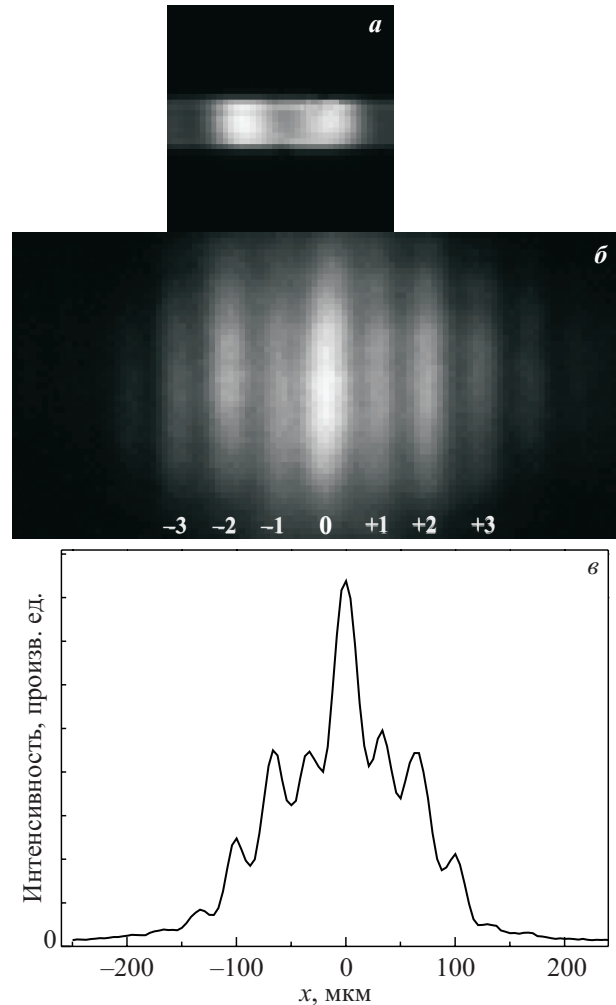


Рис. 6. Интерференция излучения от двух пятен люминесценции внутри окна  $\varnothing 5$  мкм в Шоттки-затворе. Два диаметрально противоположных пятна, выделенные с помощью щели (а). Картина интерференции света от выбранной пары пятен (б). Профиль интерференционных полос.  $T = 1,7$  К.  $P_{\text{He-Ne}} = 10$  мкВт.  $U = +1,46$  В (в).

Заметим, что высокую пространственную когерентность обнаруживает бозе-конденсат экситонных поляритонов в микрорезонаторных структурах с несколькими квантовыми ямами [22], а также коллективное состояние пространственно-непрямых экситонов в структурах с двойными квантовыми ямами [32].

Теперь остановимся на исследовании парных фотонных корреляций интенсивности люминесценции  $g^{(2)}(\tau)$  в условиях экситонной бозе-конденсации. Нами измерялся коррелятор второго порядка, или коррелятор интенсивностей  $I$ :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(r, t) I_2(r, t + \tau) \rangle}{\langle I_1(r, t) \rangle \langle I_2(r, t) \rangle}. \quad (5)$$

Угловые скобки означают усреднение по ансамблю,  $r$  — пространственная координата излучателя, а  $\tau$  — время задержки в регистрируемой паре фотонов. Измерения



парных фотонных корреляций проводились с использованием двухлучевого интерферометра интенсивностей по известной классической схеме Хэнбери Брауна–Твисса (Hanbury Brown–Twiss) (HBT). В качестве «старт-стоп» детекторов использовались скоростные лавинные фотодиоды двух типов: «медленные», со временем нарастания сигнала фотоотклика на переднем фронте 420 пс, и более высокоскоростные или «быстрые», с временем нарастания 40 пс. Детекторы размещались симметрично относительно светоделительной призмы, которая разделяет падающий световой поток от люминесцирующего образца строго поровну. Специальные экраны и диафрагмы обеспечивали регистрацию детекторами только полезного сигнала люминесценции и полностью исключали воздействие рассеянного света и трудноконтролируемых отражений. В случае высокоскоростных фотодетекторов использовалась световодная техника подвода фотосигнала к детекторам. Сигналы фотооткликов поступали на электронный преобразователь «время-амплитуда», а с его выхода — на вход многоканального анализатора. Реализованная методика позволяла детектировать коррелятор интенсивности  $g^{(2)}(\tau) > 1$  в условиях суперпозиции когерентных состояний со временем взаимной когерентности более 0,5 нс. Корреляционные измерения интенсивности люминесценции выполнялись для узкой спектральной области, в которой располагалась линия экситонного конденсата. Эта область вырезалась из спектра люминесценции (см. рис. 7,а), с помощью узкополосного интерференционного светофильтра с шириной полосы 2 мэВ.

Полученные результаты представлены на рис. 7,б. Подробно остановимся на измерениях при  $T = 0,45$  К. При накачках существенно ниже порога конденсации распределение парных фотонных корреляций отвечает пуассоновскому распределению:  $g^{(2)}(\tau) = 1$ . В этой области накачек бесструктурный спектр люминесценции, отвечающий локализованным экситонным состояниям, широкий: более 1 мэВ. Еще раз подчеркнем, что использованная регистрационная система не разрешает во времени суперпозицию хаотических когерентных источников (в нашем случае речь идет о локализованных экситонных состояниях), если времена взаимной когерентности существенно меньше 0,1 нс. При приближении к порогу конденсации, с ростом оптической накачки, надежно наблюдается эффект группировки фотонов («bunching»). При этом сама функция парных фотонных корреляций демонстрирует сверхпуассоновское распределение ( $g^{(2)}(\tau) > 1$ ) на масштабах времен когерентности исследуемой системы  $\tau_c < 0,1$  нс. Измеренную величину фотонной группировки ограничивают два фактора. Первый из них связан с тем, что помимо сигнала люминесценции дипольных экситонов фиксируется также широкая спектральная область континуума, обусловленного локализованными состояниями.

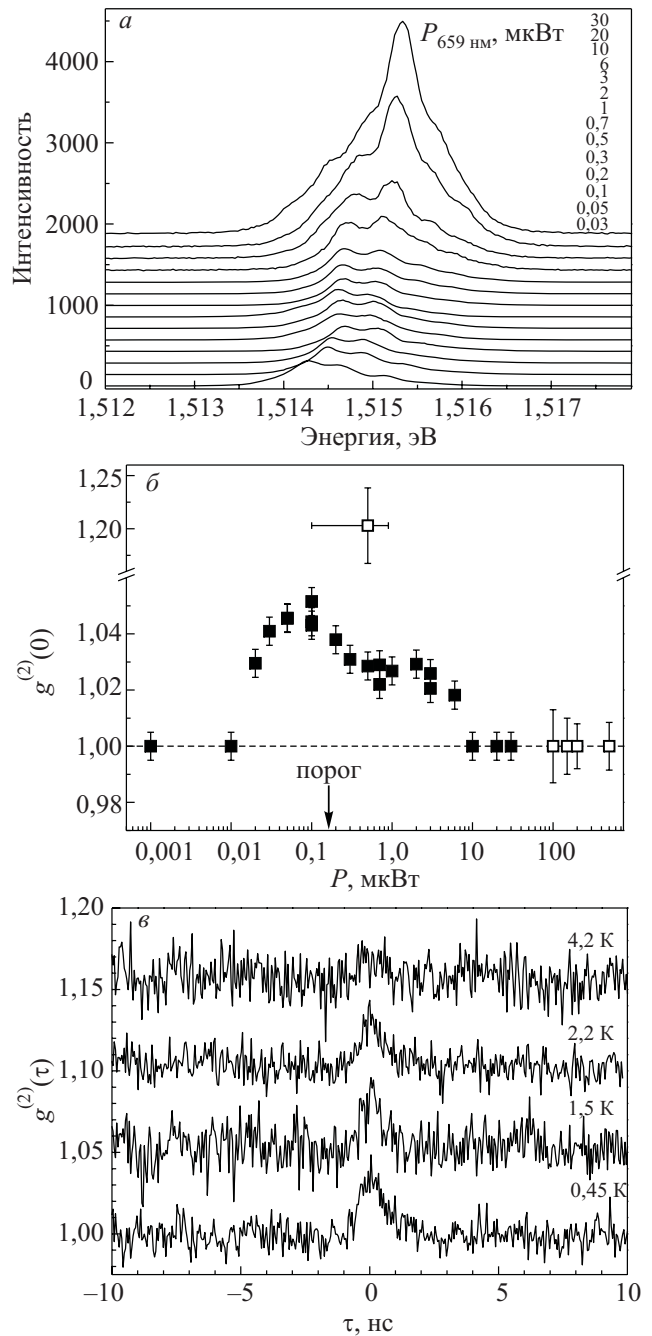


Рис. 7. Коррелятор второго порядка  $g^{(2)}(\tau)$  для люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке  $\varnothing 5$  мкм. Спектры фотолюминесценции при различном уровне фотовозбуждения  $P_{659\text{нм}}$ , «вырезанные» с помощью интерференционного светофильтра с шириной полосы пропускания 2 мэВ (а). Значение коррелятора 2-го порядка  $g^{(2)}(0)$  как функция мощности фотовозбуждения  $P$ . Черными и светлыми квадратами показаны результаты измерений с «медленными» и «быстрыми» детекторами соответственно. Стрелкой указан порог бозе-конденсации в соответствии с фазовой диаграммой на рис. 2.  $T = 0,45$  К (б). Временные диаграммы  $g^{(2)}(\tau)$  в зависимости от температуры.  $P_{659\text{нм}} = 0,1$  мВт.  $P_{782\text{нм}} = 10$  мВт (в).

Второй фактор обусловлен конечной разрешающей способностью по времени использованной регистрационной системы. При накачках, заметно превышающих порог, когда в спектрах люминесценции доминирует узкая линия экситонного конденсата, эффект группировки уменьшается и, в конечном итоге, с дальнейшим ростом оптического возбуждения, пропадает. При этом само распределение парных фотонных корреляций становится пуассоновским, отражающим, как мы предполагаем, единое квантовое когерентное состояние экситонного конденсата. Это заключение подтверждается прямыми наблюдениями крупномасштабной когерентности — кросс-коррелятора 1-го порядка (см. рис. 8).

Обнаруженный эффект группировки фотонов оказался очень чувствительным к температуре. Величина эффекта группировки уменьшается в несколько раз при увеличении температуры в интервале 0,45–4,2 К (см. рис. 7,б). 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. рис. 2). Это означает, что максимальная двухфотонная группировка происходит в области, где наиболее сильны флуктуации экситонной плотности, т.е. вблизи фазовой границы.

В рамках предположения, что люминесценция диполярных экситонов прямым образом передает когерентные свойства газа взаимодействующих экситонов, обнаруженная группировка испускаемых фотонов в области порога конденсации, где наиболее существенны

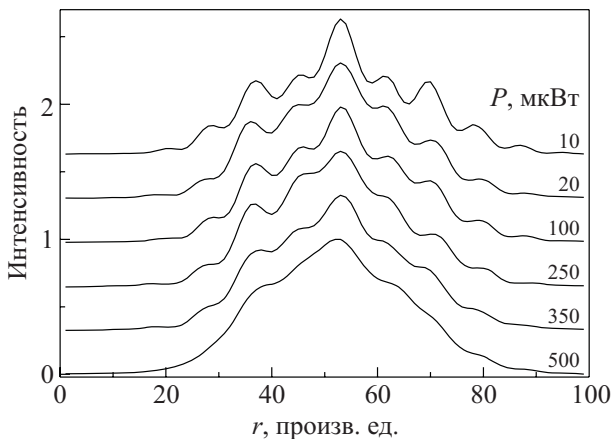


Рис. 8. Профили полос интерференции излучения от двух пространственно разнесенных ( $\approx 4$  мкм) частей экситонного конденсата (пара диаметрально противоположных пятен в картине люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке), в зависимости от мощности фотовозбуждения  $P$  ( $\lambda = 633$  нм). Коррелятор 1-го порядка  $g^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \approx 0,2$  при  $P = 10$  мкВт и  $g^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rightarrow 0$  при  $P = 500$  мкВт. Кривые для удобства сдвинуты по вертикали.  $T = 1,7$  К.

флуктуации экситонной плотности и, следовательно, интенсивности люминесценции, свидетельствует о фазовом переходе во взаимодействующем экситонном бозе-газе и является независимым способом детектирования экситонной бозе-конденсации. Для нас в дальнейшем представляется интересным исследовать в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов пространственный кросс-коррелятор интенсивности люминесценции  $g^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , который непосредственно связан с недиагональным параметром порядка.

При увеличении накачки из-за возрастающего электрон-дырочного рассеяния, пространственная когерентность экситонного бозе-конденсата в конечном итоге разрушается. Эффект возрастания декогерентности экситонного бозе-конденсата иллюстрирует рис. 8. Видно, что при больших накачках интерференционная картина сложения амплитуд люминесценции из пространственно-разнесенных частей конденсата размывается, а кросс-коррелятор 1-го порядка становится равным нулю. Оцениваемое нами время декогерентности, соответствующее разрушению экситонного бозе-конденсата диполярных экситонов, менее 10 пс.

## 5. Заключение

К числу вопросов, представляющих интерес для дальнейших исследований, прежде всего, относится тщательное изучение крупномасштабной пространственно-временной когерентности бозе-конденсата диполярных экситонов. Если интерференционные измерения подтвердят вихревое происхождение пятен люминесценции в обнаруженных пространственно-периодических фрагментарных структурах, это будет означать возможность сверхтекучего течения бозе-конденсата диполярных экситонов. Поиски возможного сверхтекучего течения экситонной материи и постановка соответствующих экспериментов находятся в круге наших ближайших интересов.

Интересная задача относится к реализации туннельной связи между близкорасположенными ловушками с экситонными бозе-конденсатами. В этом случае можно ожидать биения фазы и интенсивности фотолюминесценции в каждом из конденсатов в прямой аналогии с эффектом Джозефсона в сверхпроводниках. Обнаружение такого эффекта в случае туннельносвязанных экситонных бозе-конденсатов имеет перспективу приложений в информационных технологиях, связанных с квантовыми вычислениями.

Другое направление работ будет касаться поиска и реализации латеральных ловушек, включая оптически приготовленные ловушки, в которых из-за сильного пространственного разделения электронно-дырочных слоев времена излучательной электрон-дырочной рекомбинации существенно возрастут и будут составлять десятки (а возможно, и сотни) наносекунд. Мы также

попытаемся осуществить пространственное электрон-дырочное разделение на основе гетероперехода 2-го рода в специально приготовленной для этих целей гетероструктуре GaAs/AlGaAs.

Авторы пользуются случаем, чтобы поблагодарить А.И. Ильина (ИПТМ РАН) за выполнение электронной литографии при подготовке образцов для исследований.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Программы Президиума РАН по наноструктурам и Программы Отделения физических наук РАН по сильнокоррелированным системам.

1. A. Einstein, *Sber. Preuss. Akad. Wiss.* **22**, 261 (1924).
2. A. Einstein, *Sber. Preuss. Akad. Wiss.* **1**, 3 (1925).
3. S.N. Bose, *Z. Phys.* **26**, 178 (1924).
4. F. London, *Nature* **141**, 643 (1938).
5. M.N. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
6. W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).
7. A.J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 307 (2001).
8. С.А. Москаленко, *ФТТ* **4**, 276 (1962) [*Sov. Phys. Solid State* **4**, 199 (1962)].
9. J.M. Blatt, K.W. Böer, and W. Brandt, *Phys. Rev.* **126**, 1691 (1962).
10. R.C. Casella, *J. Appl. Phys.* **34**, 1703 (1963).
11. Л.В. Келдыш, А.Н. Козлов, *ЖЭТФ* **54**, 978 (1968) [*Sov. Phys. JETP* **27**, 521 (1968)].
12. Ю.Е. Лозовик, В.И. Юдсон, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 556 (1975) [*JETP Lett.* **22**, 274 (1975)].
13. С.И. Шевченко, *ФНТ* **2**, 505 (1976) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **2**, 251 (1976)].
14. T. Fukuzawa, E.E. Mendez, and J.M. Hong, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3066 (1990).
15. L.V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, G. Böhm, and G. Weimann, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 304 (1994).
16. L.V. Butov, *J. Phys. Condens. Matter* **16**, R1577 (2004).
17. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 178 (2006) [*JETP Lett.* **83**, 146 (2006)]; *ibid.* **84**, 390 (2006) [**84**, 329 (2006)].
18. V.B. Timofeev and A.V. Gorbunov, *J. Appl. Phys.* **101**, 081708 (2007).
19. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 797 (2008) [*JETP Lett.* **87**, 698 (2008)].
20. V.B. Timofeev and A.V. Gorbunov, *Phys. Status Solidi C* **5**, 2379 (2008).
21. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, Д.А. Демин, А.А. Дремин, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 156 (2009) [*JETP Lett.* **90**, 146 (2009)].
22. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, P. Jeambrun, J.M.J. Keeling, F.M. Marchetti, M.H. Szymańska, R. André, J.L. Staehli, V. Savona, P.B. Littlewood, B. Deveaud, and Le Si Dang, *Nature* **443**, 409 (2006).
23. R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer, and K. West, *Science* **316**, 1007 (2007).
24. C. Schindler and R. Zimmermann, *Phys. Rev.* **B78**, 045313 (2008).
25. J. Keeling, L.S. Levitov, and P.B. Littlewood, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 176402 (2004).
26. D.N. Krizhanovskii, D.M. Whittaker, R.A. Bradley, K. Guda, D. Sarkar, D. Sanvitto, L. Vina, E. Cerda, P. Santos, K. Biermann, R. Hey, and M.S. Skolnik, *Phys. Rev. Lett* **104**, 126402 (2010).
27. A. Amo, D. Sanvitto, F.P. Laussy, D. Ballarini, E. del Valle, M.D. Martin, A. Lemaître, J. Bloch, D.N. Krizhanovskii, M.S. Skolnick, C. Tejedor, and L. Vina, *Nature* **457**, 291 (2009).
28. G. Nardin, K.G. Lagoudakis, B. Pietka, F. Morier-Genoud, Y. Léger, and B. Deveaud-Plédran, *Phys. Rev.* **B82**, 073303 (2010).
29. V.I. Sugakov, *Solid State Commun.* **134**, 63 (2005).
30. A.A. Chernyuk and V.I. Sugakov, *Phys. Rev.* **B74**, 085303 (2006); В.И. Сугаков, А.А. Чернюк, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 699 (2007) [*JETP Letters* **85**, 570 (2007)].
31. A.V. Paraskevov and S.E. Savel'ev, *Phys. Rev.* **B81**, 193403 (2010).
32. S. Yang, A.T. Hammack, M.M. Fogler, L.V. Butov, and A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 187402 (2006).

### Bose-Einstein condensation of dipolar excitons in lateral traps

V.B. Timofeev, A.V. Gorbunov, and D.A. Demin

The phase diagram of Bose-Einstein condensation (BEC) is measured for dipolar excitons accumulated in a lateral electrostatic trap. The spatially periodic luminescent patterns of excitonic Bose condensate are shown to exhibit a critical dependence on pumping and temperature. Coherence of luminescence light under conditions of BEC of dipolar excitons is studied by direct measurements of both 1st- and 2nd-order correlators at variation of pumping intensity and temperature. The obtained results indicate a large-scale coherence of the excitonic condensate.

PACS: 73.21.Fg Quantum wells.

Keywords: Bose condensation, spatially-indirect excitons, large-scale coherence, amplitude- and intensity-correlators.