

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ  
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Проект РФФИ # 09-02-00578

## О фазовой диаграмме бозе-конденсации диполярных экситонов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с квантовыми ямами

А. В. Горбунов<sup>1)</sup>, В. Б. Тимофеев

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 13 июня 2012 г.

В работе сделан обзор экспериментов по изучению фазовой диаграммы бозе-конденсации пространственно-непрямых диполярных экситонов в GaAs/AlGaAs квантовых ямах. Обсуждаются свойства пространственно-периодических структур, возникающих при люминесценции экситонного конденсата в кольцевой потенциальной ловушке, и когерентность люминесценции экситонного бозе-конденсата.

**1. Введение.** Водородоподобные экситоны в полупроводниках на протяжении более полувека с успехом используются как удобный физический объект, позволяющий моделировать поведение вещества при вариации плотности и внешних воздействий (температуры, давления, электрического и магнитного полей и т.д.). В зависимости от концентрации электронно-дырочных (e-h) возбуждений и температуры в эксперименте могут быть реализованы ситуации слабо взаимодействующего экситонного газа, молекулярного экситонного газа (газа биекситонов), спин-ориентированного газа экситонов, металлической e-h-жидкости (капель ЭДЖ), вырожденной e-h-плазмы и т.д.

Экситон состоит из двух ферми-квазичастиц – электрона и дырки, связанных кулоновским притяжением. Поэтому результирующий спин экситона – целочисленный, а сам водородоподобный экситон является композитным бозоном. На этом основывалась гипотеза, сформулированная еще в начале 60-х годов прошлого века, о возможности бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) слабонеидеального и разреженного газа экситонов ( $na_{ex}^d \ll 1$ ,  $n$  – экситонная плотность,  $a_{ex} = \epsilon \hbar^2 / \mu e^2$  – боровский радиус экситона,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $\mu$  – приведенная масса экситона,  $e$  – заряд электрона,  $d$  – размерность системы), охлажденного до достаточно низких температур [1–5]. Согласно работам Эйнштейна [6, 7] (см. также [8, 9]) БЭК в идеальном газе тождественных слабовзаимодействующих бозе-частиц происхо-

дит, когда де-бройлевская длина волны ( $\lambda_{dB}$ ) начинает превышать среднее межчастичное расстояние:  $\lambda_{dB} \simeq (2\pi \hbar^2 / mk_B T)^{1/2} \geq n^{-1/d}$ , где  $m$  – масса частицы,  $n$  – плотность газа. В этих условиях полная свободная энергия системы бозонов минимизируется. Бозе-конденсация сопровождается макроскопическим заполнением основного состояния с нулевым моментом и появлением спонтанного параметра порядка (когерентности) в конденсате, который разрушается из-за тепловых флуктуаций [8, 9]. Сконденсировавшиеся в такое состояние бозе-частицы образуют коллективное состояние, которое представляет собой крупномасштабную когерентную материальную волну [9]. Вследствие квантовомеханических эффектов обменного межчастичного взаимодействия возникающее квантовое состояние оказывается устойчивым, поскольку вклады обменных взаимодействий складываются когерентно. Индивидуальные свойства бозе-частиц в конденсате теряются, а сам конденсат демонстрирует коллективные когерентные свойства на макроскопических масштабах. Здесь уместно напомнить, что бездиссипативное течение материи – явления сверхтекучести  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и сверхпроводимости в металлах – непосредственно связано с бозе-конденсацией композитных бозонов. В случае сверхпроводников связанные в куперовские пары фермионы также являются композитными бозонами [9]. На возможную связь сверхтекучести  $^4\text{He}$  с явлением БЭК впервые обратил внимание Ф. Лондон еще в 1938 г. [10].

С момента предсказания Эйнштейном явления бозе-конденсации прошло около 70 лет, прежде чем са-

<sup>1)</sup> e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

мо явление БЭК было обнаружено экспериментально в разреженных сильно охлажденных газах атомов щелочных металлов с результирующим целочисленным спином [11]. Это выдающееся достижение, отмеченное Нобелевской премией, стало возможным благодаря элегантной реализации техники лазерного и испарительного охлаждения газа бозе-атомов, избирательно накапливаемых в ограниченных объемах в магнитооптических ловушках [11]. Температуры перехода  $T_C$  в случае газов бозе-атомов оказались чрезвычайно низкими, масштаба мК и ниже. Это обусловлено большими массами атомов и относительно невысокими плотностями газа из-за неизбежных потерь в условиях накопления атомов в ловушках и их испарительного охлаждения.

В связи с обнаружением явления БЭК в сильно охлажденных разреженных бозе-газах интерес к экситонам как к принципиально иному новому объекту экспериментальных исследований в этой интенсивно развивающейся области существенно возрос и приобрел несомненную актуальность. Привлекательность такого объекта прежде всего определялась тем, что трансляционные эффективные массы экситонов в полупроводниках на несколько порядков величины меньше атомных масс. Поэтому ожидалось, что БЭК экситонного газа может происходить при обычных криогенных температурах, составляющих несколько единиц и даже десятков К. Вместе с тем, в отличие от атомов, экситоны метастабильны, имеют конечные времена жизни, являются диссипативной и термодинамически неравновесной системой взаимодействующих бозе-квазичастиц. Смогут ли происходить бозе-конденсация экситонов в таких условиях? Ответ на этот вопрос мог дать только эксперимент.

В последние годы интерес к этой проблеме сконцентрировался на экситонах в квазидвумерных системах. Наиболее эффективно исследуются квазидвумерные экситоны в полупроводниковых гетероструктурах с пространственным разделением электронных и дырочных слоев [12–29], а также двумерные экситонные поляритоны в квантовых ямах, размещенных в микрорезонаторах [30–32]). Наиболее подходящими для обнаружения и исследования БЭК экситонов оказались двойные и широкие одиночные квантовые ямы в гетероструктурах, помещенные в электрическое поле, поперечное гетерослоям. В таких структурах фотовозбужденные электроны и дырки, которые связываются в экситоны, пространственно разделены. Поэтому скорости излучательной аннигиляции таких пространственно-непрямых экситонов оказываются на несколько порядков меньше скорости релаксации экситонов вдоль энергетической оси. Яв-

ление бозе-конденсации таких непрямых экситонов продемонстрировало наиболее значимые особенности и свойства, характерные для Бозе-Эйнштейновских конденсатов, наблюдаемых в разреженных и охлажденных атомных системах. К числу таких свойств следует отнести следующие: экспериментальные наблюдения сужения экситонных распределений по импульсу в окрестности  $\mathbf{k} = 0$  (трансформацию больцмановского классического типа распределений к бозевскому квантовому) и макроскопическое накопление экситонов в этой области (существенное возрастание чисел заполнения экситонов,  $n_k \gg 1$ ) за счет процессов стимулированного рассеяния при накачках выше порога конденсации [20, 24, 27]; наблюдение пространственных сжатий экситонных бозе-конденсатов, накапливаемых в естественных и искусственно приготовленных ловушках [27]; обнаружение крупномасштабной пространственной когерентности [25, 27], а также линейной поляризации люминесценции поляритонного конденсата и взаимосвязи этого явления со спонтанным нарушением симметрии [28]. В следующем пункте мы перейдем к обсуждению исследований фазовой диаграммы бозе-конденсации пространственно-непрямых экситонов.

**2. Фазовая диаграмма БЭК.** Исследовалась бозе-конденсация экситонов в широкой (25 нм) одиночной GaAs-квантовой яме, помещенной в поперечное гетерослоям электрическое поле, которое прикладывалось между металлической пленкой (затвором Шоттки) на поверхности AlGaAs/GaAs гетероструктуры и проводящим электронным слоем внутри структуры (встроенным нижним  $n^+$ -электродом). Благодаря приложенному электрическому полю пространственно-непрямые экситоны имеют в нижайшем состоянии большой дипольный момент (около 100 Д). Поэтому такие экситоны называют также дипольными. В исследуемой нами системе дипольные 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 [25, 26, 33]. Использование светосильной проекционной оптической системы (угловая апертура  $N.A. \simeq 0.28$ ) позволяло наблюдать пространственную структуру люминесценции дипольных экситонов из окна в металлическом затворе с разрешением около 1.5 мкм. Увеличенное изображение окна в металлическом затворе, через которое велось фото-

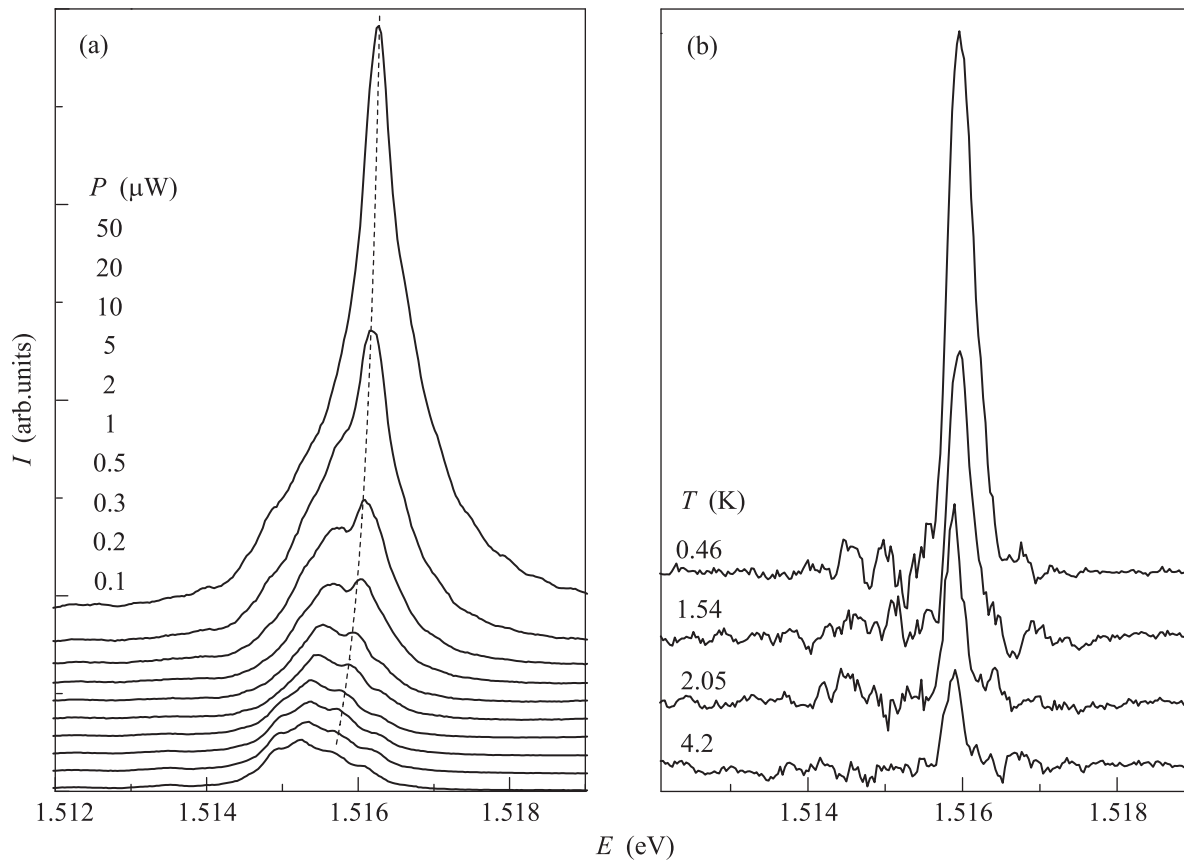


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции диполярных экситонов в кольцевой латеральной ловушке. (a) – Пороговое возникновение и рост узкой спектральной линии при увеличении мощности  $P$  надбарьерного лазера ( $\lambda = 659$  нм). Мощность подбарьерного лазера  $P = 10$  мкВт (782 нм).  $T = 0.46$  К. (b) – Рост линии с понижением  $T$  при фиксированном фото возбуждении (фон от локализованных состояний вычтен):  $P_{659} = 0.8$  мкВт,  $P_{782} = 10$  мкВт

возбуждение 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 фурье-преобразованию изображений, т.е. к угловому распределению люминесцентного излучения. Возбуждение диполярных экситонов осуществлялось одновременно двумя непрерывными лазерами: Ti-Sp-лазером или полупроводнико-

вым лазером с длиной волны  $\lambda = 782$  нм для фотовозбуждений под барьером AlGaAs и He-Ne-лазером ( $\lambda = 633$  нм) или полупроводниковым лазером с  $\lambda = 659$  нм для надбарьерных фотовозбуждений. Комбинацией таких лазеров и экспериментально подобранным отношением используемых мощностей достигалась максимальная компенсация избыточных зарядов в ловушке, а сама система экситонов поддерживалась максимально нейтральной. Подробные детали архитектуры использованных структур, латеральных ловушек и компенсации избыточных зарядов в ловушках были изложены ранее в работах [26, 27].

С целью определения равновесной фазовой границы, очерчивающей область в шкале оптическая накачка  $P$ , задающая экситонную плотность, – температура  $T$ , где происходит БЭК диполярных экситонов, изучались и анализировались спектры фотолюминесценции (ФЛ) при вариации оптической накачки в интервале температур 0.45–4.2 К. При достижении критических условий конденсации: температуры  $T_c$

и мощности оптического возбуждения  $P_c$ , в спектре люминесценции пороговым образом вырастает узкая линия дипольных экситонов, соответствующая макроскопическому заполнению нижайшего состояния в ловушке и возникновению экситонного конденсата [20, 29]. На рис. 1а продемонстрировано, как ведут себя спектры люминесценции дипольных экситонов, детектируемые непосредственно из кольцевой ловушки, при вариации непрерывной накачки при  $T = 0.45$  К. В данном случае накачка осуществлялась одновременным действием над-и подбарьерного лазеров с целью максимальной компенсации избыточных зарядов в ловушке. Варьировалась только мощность лазера с  $\lambda = 659$  нм, осуществляющего надбарьерное фотовозбуждение. При очень малых накачках в спектре видна бесструктурная и асимметричная полоса ФЛ шириной 1.3 мэВ. Форма этой полосы при варьировании накачки ниже порога конденсации не меняется. Эта полоса неоднородно уширена. Ее происхождение связано 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 появляется, а затем возрастает по интенсивности узкая линия, соответствующая конденсированному состоянию дипольных экситонов [20, 29]. 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 по сравнению 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 [34]. Согласно нашим измерениям спектральный сдвиг линии и ее уширение имеют близкий масштаб. В частности, в интервале накачек, соответствующих рис. 1а, отношение спектрального сдвига центра тяжести линии (спектральный момент  $M_1$ ) к ее ширине (спектральный момент  $M_2$ ) составляет  $M_1/M_2 \simeq 0.8$ . По величине спектрального сдвига узкой линии с ростом накачки можно оценить концентрацию экситонов [34]. Эта концентрация составляет  $\simeq 10^{10}$  см $^{-2}$  вблизи порога конденсации (рис. 1а).

Интенсивность линии люминесценции, соответствующей экситонному конденсату, очень чувстви-

тельна 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. 1б. В интервале температур 0.45–4.2 К была установлена следующая закономерность поведения интенсивности узкой линии экситонного конденсата при фиксированной накачке и вариации температуры:  $I(T) \propto (1 - T/T_c)$ , 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 ФЛ от мощности фотовозбуждения. В результате определялась пороговая величина мощности  $P_c$ , при которой в спектре начинает появляться (исчезать) узкая линия экситонного конденсата. Фазовая диаграмма строилась в координатах  $P$ – $T$ . Для ее построения использовалась нелинейная область зависимости интенсивности узкой линии от мощности лазерного возбуждения. Результирующая фазовая диаграмма изображена на рис. 2. Видно, что фазо-

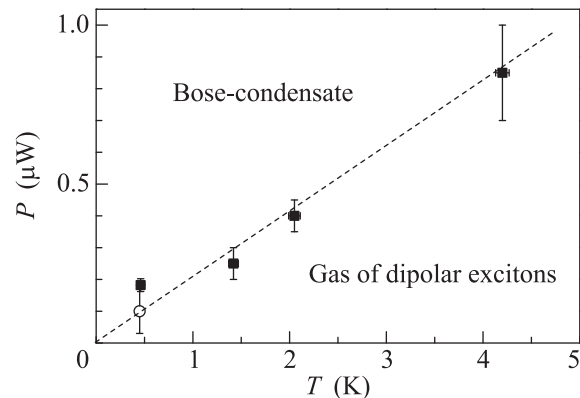


Рис. 2. Фазовая диаграмма бозе-конденсации дипольных экситонов в кольцевой ловушке в координатах мощность фотовозбуждения  $P_{659}$  – температура  $T$ . Мощность подбарьерного лазера  $P_{782} = 10$  мкВт. Квадраты отвечают порогу конденсации, найденному по возрастанию узкой спектральной линии. Кругом при  $T = 0.45$  К показан порог, оцененный по положению максимума двухфотонного коррелятора в функции накачки

вая граница, очерчивающая область, где происходит бозе-конденсация, является линейной функцией температуры. Этого и следовало ожидать для двумерной системы. Исследуемые структуры отличаются

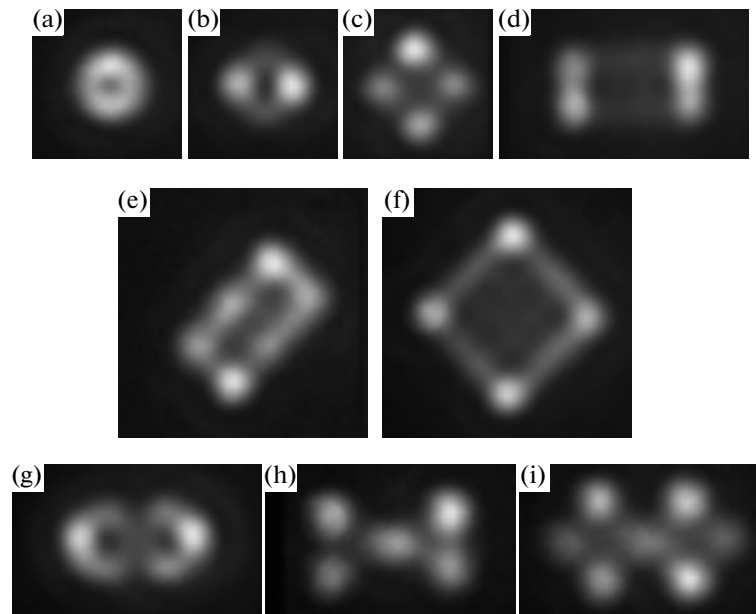


Рис. 3. Пространственно-периодические картины люминесценции в условиях БЭК диполярных экситонов в латеральных ловушках, образованных по периметру различного вида отверстий в затворе Шоттки на поверхности гетероструктуры: круг  $\varnothing 4$  мкм (a) и  $\varnothing 5$  мкм (b), квадрат 5 мкм (c), прямоугольник  $5 \times 10$  мкм (d) и (e), квадрат 10 мкм (f), пары касающихся кругов  $\varnothing 5$  мкм (g), треугольников со стороной 7 мкм (h) и квадратов 5 мкм (i)

достаточно высоким структурным совершенством и низким порогом подвижности для диполярных экситонов (оцениваемые концентрации экситонов вблизи порога подвижности составляют  $n_T \simeq 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ ). 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 диполярных экситонов.** Одновременно с возникновением в спектрах люминесценции узкой линии бозе-конденсата диполярных экситонов в прямом изображении картины люминесценции, которая проецировалась с высоким пространственным разрешением ( $\simeq 1.5$  мкм) непосредственно из ловушки (из окна в шоттки-затворе гетероструктуры), появляется пространственно-периодическая структура эквидистантно расположенных пятен свечения [24, 26, 27]. Подчеркнем, что пространственно-периодические структуры люминесценции наблюдаются исключительно в случае спектральной селекции узкой линией 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 излучательной

e-h-рекомбинации из электростатических ловушек, в частности в условиях сильно нарушенной компенсации избыточных зарядов (положительных или отрицательных), пространственной структуры люминесценции не возникает. В этих условиях вдоль периметра ловушки при вариации накачки и температуры в широких пределах всегда наблюдается исключительно однородное распределение интенсивности люминесценции. Таким образом, надежно установлено, что пространственно-периодические структуры люминесценции, отражающие неоднородное распределение экситонной плотности в ловушке, прямым образом связаны с бозе-конденсатом диполярных экситонов, который возникает в полностью компенсированной, электрически нейтральной e-h-системе при достижении критических условий конденсации, в полном соответствии с установленной фазовой диаграммой (рис. 2).

Пространственно-периодические структуры люминесценции в условиях БЭК диполярных экситонов можно наблюдать не только в круглой кольцевой электростатической ловушке, но и в ловушках иной формы. На рис. 3 представлены изображения пространственно-периодических структур пятен свечения, полученные при фиксированной накачке  $P$  с относительно небольшим превышением над порогом и температуре  $T = 1.6$  К в ловушках, формирующих

ся вдоль периметра круга, квадрата, треугольника, прямоугольника, а также касающихся друг друга пар таких фигур.

Видность пятен  $V$  в обнаруженных пространственно-периодических структурах люминесценции в условиях БЭК диполярных экситонов оказалась очень чувствительной к температуре. Она определялась по стандартной формуле:  $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ , где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  – максимальная (внутри пятен) и минимальная (по периметру кольца, в области между пятнами) интенсивности люминесценции соответственно. При температурах выше критической в полном соответствии с установленной фазовой диаграммой БЭК пространственно-периодические структуры люминесценции полностью размываются (см. рис. 4). Это свидетельствует о том, что в

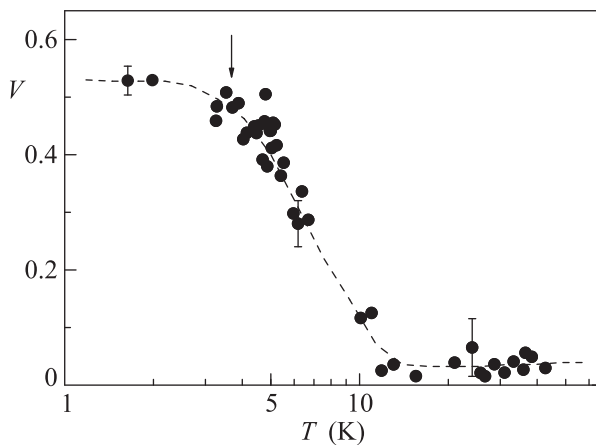


Рис. 4. Видность  $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$  (см. текст) пятен свечения в кольцевой ловушке  $\phi 5$  мкм в условиях БЭК диполярных экситонов как функция температуры  $T$

данных условиях распределение экситонов в ловушках становится однородным.

Было обнаружено также, что люминесценция пятен в пространственно-периодических структурах линейно поляризована [28] (см. рис. 5). Напомним, что основное состояние оптически активных экситонов в бозе-конденсате двукратно вырождено по спину со спиновыми проекциями  $S_z = \pm 1$  вдоль нормали к гетерослоям. Вследствие квантовомеханических эффектов обменного межчастичного взаимодействия основное состояние бозе-конденсата оказывается наиболее устойчивым при одинаковом числе бозе-частиц со спиновыми проекциями  $S_z = +1$  и  $S_z = -1$ , поскольку вклады обменных взаимодействий складываются когерентно. В результате конденсированная экситонная фаза оказывается линейно поляризованной. Было также установлено, что плоскость линей-

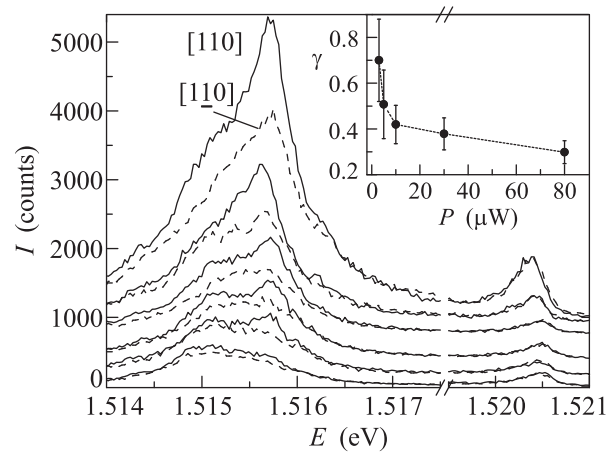


Рис. 5. Спектры люминесценции из пар пятен свечения внутри отверстия  $\phi 5$  мкм с линейной поляризацией вдоль  $[110]$  (сплошные кривые) и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  (штриховые кривые) в плоскости квантовой ямы (001). Фотовозбуждение производилось одновременно Ti Sp ( $P_{\text{TiSp}} = 70$  мкВт) и He-Ne ( $P_{\text{He-Ne}} = 1.5, 3, 5, 10, 30$  и  $80$  мкВт снизу вверх) лазерами. Диаметр лазерного пятна на образце  $\approx 50$  мкм. Приложенное напряжение  $U = +1.46$  В;  $T = 1.7$  К

ной поляризации “привязана” (эффект пиннинга) к кристаллографии структуры (как правило, к направлению типа  $\langle 110 \rangle$  в плоскости (001) гетероструктуры). Это обусловлено сильной анизотропией случайного потенциала, связанного с особенностями структуры и структурными несовершенствами. Обнаруженная линейная поляризация люминесценции может быть прямым следствием спонтанного нарушения симметрии в условиях бозе-конденсации.

Исчерпывающие объяснения природы возникновения пространственно-периодических структур люминесценции диполярных экситонов в ловушках в условиях БЭК пока отсутствуют. Приведем здесь лишь некоторые из опубликованных вариантов таких объяснений. В теоретической работе [35] было высказано предположение о том, что в бозе-эйнштейновском конденсате пространственно-непрямых (диполярных) экситонов, накапливаемых в латеральных ловушках, могут возникать квантовые вихри. Вихревой характер конденсата благодаря крупномасштабной когерентности 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 резуль-

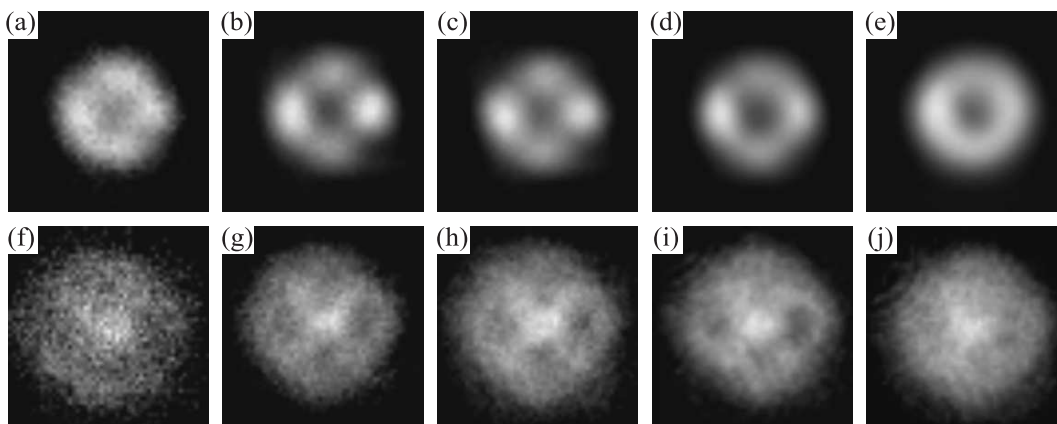


Рис. 6. Пространственное (a–e) и угловое (f–j) (результат оптического фурье-преобразования) распределения излучения люминесценции диполярных экситонов из кольцевой ловушки  $\varnothing 5$  мкм при мощности фотовозбуждения  $P_{\text{бзз}} = 0.5$  (a, f), 5 (b, g), 10 (c, h), 50 (d, i) и 250 (e, j) мкВт соответственно;  $T = 1.6$  К. Угловой размер панелей (f–j)  $32^\circ$ , или  $4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  для планарной компоненты волнового вектора  $\mathbf{k}_{\parallel}$

тат деструктивной и конструктивной интерференции (см. рис. 6), а также пространственную направленность люминесценции по нормали к гетерослоям структуры [27] в близком соответствии с результатами теории [35]. Эти экспериментальные результаты являются несомненным следствием крупномасштабной пространственной когерентности конденсированного экситонного состояния в латеральной ловушке и указанием на то, что вся периодическая структура люминесценции в ловушке описывается единой волновой функцией. Однозначным доказательством квантового вихревого происхождения пятен люминесценции в пространственно-периодических структурах могли бы послужить интерференционные измерения, позволяющие в принципе проследить за изменением фазы при обходе кора одиночного вихря, связанного в нашем случае с уединенным пятном люминесценции (при полном обходе кора вихря фаза должна изменяться на число, кратное  $2\pi$ ).

Остановимся еще на одной точке зрения, объясняющей происхождение наблюдаемой нами пространственно-периодической фрагментарной структуры люминесценции бозе-конденсата диполярных экситонов в ловушках. Эта точка зрения, по сути, основывается на представлениях о фазовом переходе 1-го рода газ–жидкость в неравновесной пространственно-разделенной  $e$ - $h$ -системе с конечным временем жизни [36]. Данная теория в принципе не исключает, что конденсированная фаза может быть бозе-конденсатом. Согласно этой теории пятна свечения во фрагментарной структуре являются каплями экситонного конденсата, а их размер определяется исключительно соотношением между временами зарождения

и радиационными временами жизни. Теория [36] в целом достаточно хорошо объясняет фрагментарную структуру люминесценции и размеры отдельных пятен свечения (капель конденсата) в пространственно-периодических структурах, которые наблюдаются в наших экспериментах. Однако в рамках таких представлений остается совершенно неясным, почему возникает большая пространственная когерентность экситонного конденсата.

**4. Когерентность бозе-конденсата диполярных экситонов.** Теперь 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, а также интенсивностей люминесценции.

Первые эксперименты использовали классическую схему Юнга (Young). В них производились прямые измерения двулучевой интерференции амплитуд от пар пространственно-разнесенных пятен люминесценции во фрагментарной пространственно-периодической структуре (рис. 7). 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 самому диаметру ловушки и составила около 4 мкм. Впервые обнаруженные столь большие масштабы пространственной когерентности говорят о том, что экспериментально наблюдаемые пе-

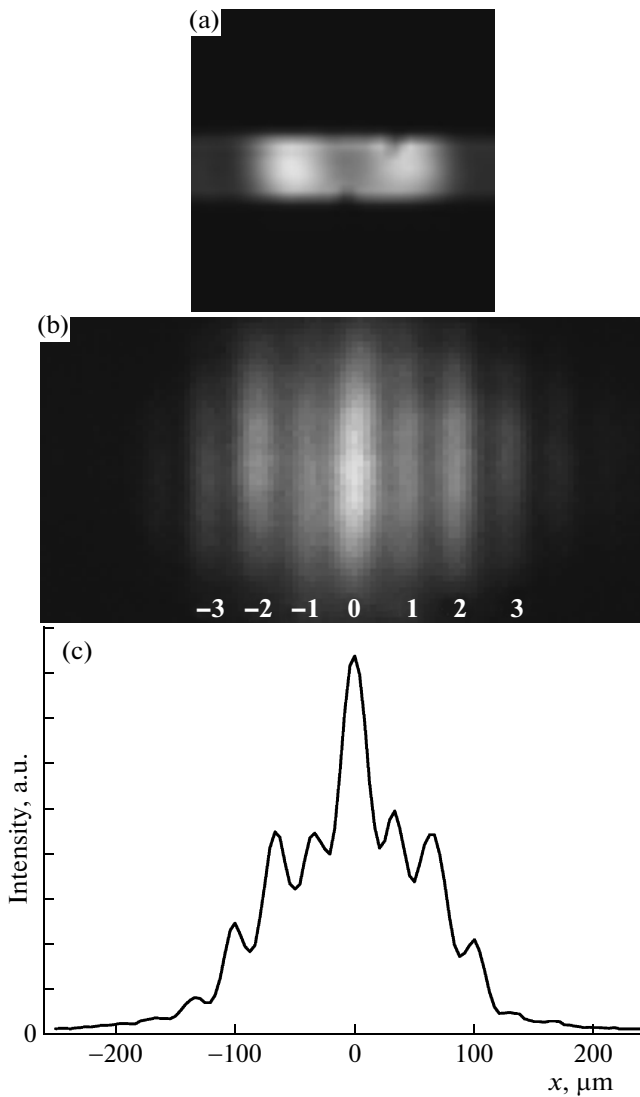


Рис. 7. Интерференция излучения от пятен люминесценции в окне  $\varnothing 5$  мкм в шоттки-затворе. (a) – Два диаметрально противоположных пятна, выделенных с помощью щели. (b) – Картина интерференции света от выбранной пары пятен. (c) – Профиль интерференционных полос;  $T = 1.7$  К;  $P_{\text{He-Ne}} = 10$  мкВт;  $U = +1.46$  В

риодические структуры люминесценции в условиях бозе-конденсации дипольных экситонов в латеральной ловушке, возможно, описываются единой волновой функцией в соответствии с волновым уравнением Гросса–Питаевского [37].

Помимо этого, с помощью специально сконструированного двулучевого 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

$l_c$  составили несколько мм. Это полностью соответствует спектральной ширине линии люминесценции конденсата (в полном согласии с теоремой Винера–Хинчина).

Заметим, что высокую пространственную когерентность обнаруживают бозе-конденсат экситонных поляритонов в микрорезонаторных структурах с несколькими квантовыми ямами [30], а также коллективное состояние пространственно-непрямых экситонов в структурах с двойными квантовыми ямами [38].

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  $I(\mathbf{r}, t)$ :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I_1(\mathbf{r}, t) I_2(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle}{\langle I_1(\mathbf{r}, t) \rangle \langle I_2(\mathbf{r}, t) \rangle}. \quad (1)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по ансамблю,  $\mathbf{r}$  – пространственная координата излучателя, а  $\tau$  – время задержки в регистрируемой паре фотонов. Измерения парных фотонных корреляций проводились с использованием двулучевого интерферометра интенсивностей по известной классической схеме Хэнбери Брауна – Твисса (Hanbury Brown – Twiss). В качестве “старт–стоп” детекторов использовались быстрые лавинные фотодиоды двух типов: “медленные” со временем фотоотклика  $\tau_d \simeq 420$  пс и “быстрые” с  $\tau_d \simeq 40$  пс. Детекторы размещались симметрично относительно светоделительной призмы, которая разделяла падающий световой поток от люминесцирующего образца строго поровну. Специальные экраны и диафрагмы обеспечивали регистрацию детекторами только полезного сигнала люминесценции, полностью исключая воздействие рассеянного света и трудно контролируемых 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 с временным разрешением около 0.4 нс. Корреляционные измерения интенсивности люминесценции выполнялись для узкой спектральной области, в которой располагалась линия экситонного конденсата. Эта область вырезалась из спектра люминесценции (см. рис. 8а) с помощью узкополосного интерференционного светофильтра с шириной полосы 2 мэВ.



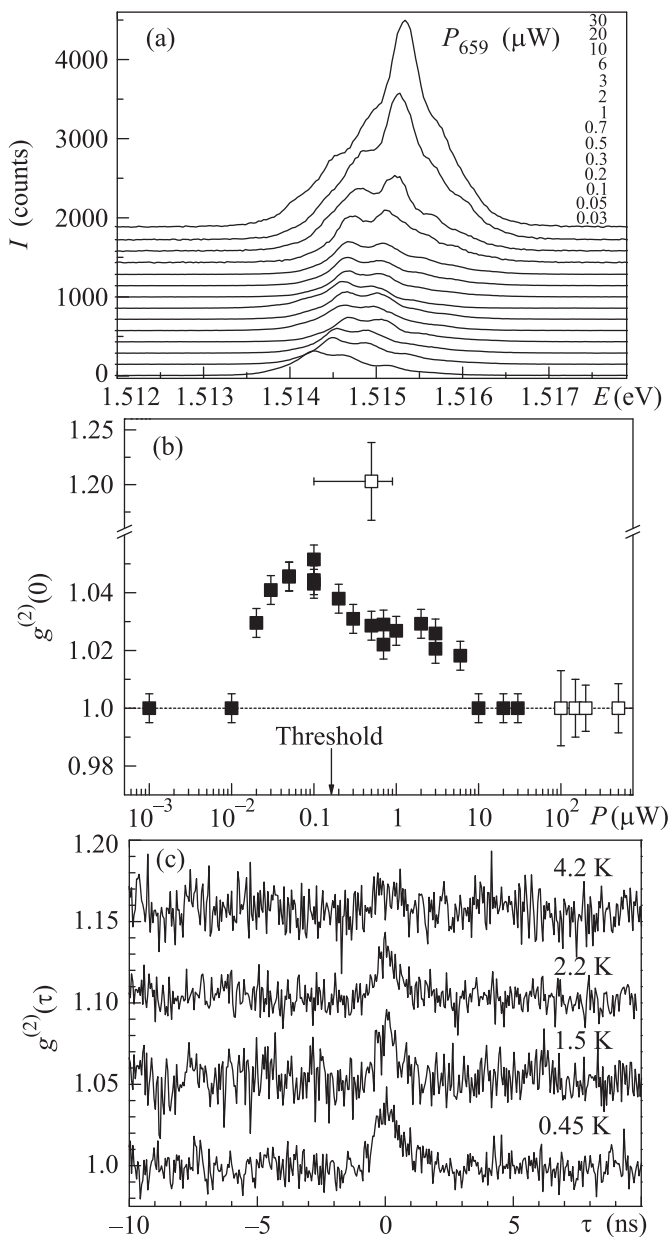


Рис. 8. Коррелятор второго порядка  $g^{(2)}(\tau)$  для люминесценции диполярных экситонов в кольцевой ловушке  $\varnothing 5$  мкм. (а) – Спектры фотолюминесценции при различном уровне фотовозбуждения  $P_{659}$ , “вырезанные” с помощью интерференционного светофильтра с шириной полосы пропускания 2 мэВ. (б) – Значение  $g^{(2)}(0)$  как функция мощности фотовозбуждения  $P$ . Черные и светлые квадраты – 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. (с) – Временные диаграммы  $g^{(2)}(\tau)$  при различных температурах;  $P_{659} = 0.1$  мкВт;  $P_{782} = 10$  мкВт

Полученные результаты представлены на рис. 8б. Остановимся подробно 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, оказывается широким – 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  $\tau_c \lesssim 0.4$  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. Измеренную величину  $g^{(2)}(0)$ , характеризующую степень фотонной группировки, ограничивают два фактора. Первый из них связан с тем, что, помимо сигнала люминесценции диполярных экситонов, фиксируется также широкая спектральная область континуума, обусловленного локализованными состояниями. Второй фактор обусловлен конечной разрешающей способностью по времени используемой регистрирующей 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  $g^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  (см. рис. 9).

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. 8с). 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 полученной 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.

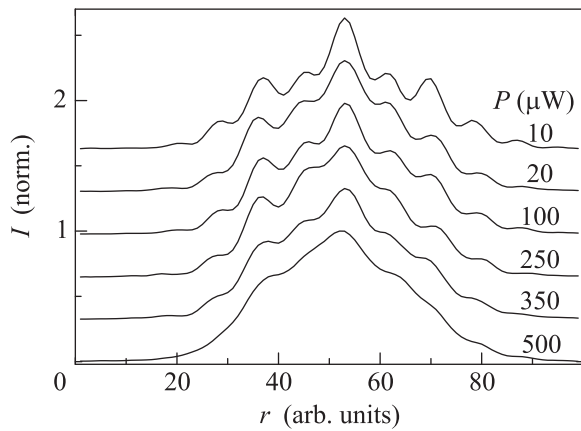


Рис. 9. Профили полос интерференции излучения от двух пространственно разнесенных ( $\approx 4$  мкм) частей экситонного конденсата (пара диаметрально противоположных пятен люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке) при различных мощностях фотовозбуждения  $P_{633}$ . Коррелятор 1-го порядка  $g^{(1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \simeq 0.2$  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

В рамках предположения о том, что люминесценция дипольных экситонов прямым образом передает когерентные свойства газа взаимодействующих экситонов, обнаруженная группировка испускаемых фотонов в области порога конденсации, где наиболее существенны флуктуации экситонной плотности и, следовательно, интенсивности люминесценции, свидетельствует о фазовом переходе во взаимодействующем экситонном бозе-газе и является независимым способом детектирования экситонной бозе-конденсации. Для нас в дальнейшем представляется интересным исследовать в условиях бозе-конденсации дипольных экситонов пространственный коррелятор интенсивности люминесценции  $g^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , который непосредственно связан с недиагональным параметром порядка.

При увеличении накачки из-за возрастающего e-h-рассеяния пространственная когерентность экситонного бозе-конденсата в конечном итоге разрушается. Эффект возрастания декогерентности экситонного бозе-конденсата иллюстрирует рис. 9. Видно, что при больших накачках интерференционная картина сложения амплитуд люминесценции из пространственно-разнесенных частей конденсата размывается, а кросс-коррелятор 1-го порядка стремится к нулю. Оцениваемое нами время декогерентности, соответствующее разрушению экситонного бозе-конденсата дипольных экситонов, составляет менее 10 пс.

**5. Заключение.** В данном обзоре рассмотрены наиболее интересные из обнаруженных свойств стационарного состояния бозе-конденсата дипольных экситонов в латеральных электростатических ловушках в GaAs/AlGaAs шоттки-диоде с одиночной квантовой ямой. Обсуждается фазовая диаграмма, очерчивающая саму область существования конденсата. К числу интересных проблем, требующих дальнейших исследований, нужно отнести, на наш взгляд, следующие вопросы. Поскольку обнаруженные пространственно-периодические структуры люминесценции в условиях экситонной бозе-конденсации могут иметь вихревую природу, целесообразно осуществить поиск и попытку визуализации самих вихрей с использованием двулучевой интерференционной техники. Эту задачу в принципе можно решить экспериментально с применением светосильной оптики достаточно высокого разрешения, учитывая, что ожидаемые линейные масштабы вихрей (*healing length*) в исследуемой системе слабо взаимодействующих бозе-экситонов с относительно небольшими эффективными массами могут составлять несколько микрон. Другой, не менее интересный вопрос связан с принципиально возможным сверхтекучим течением экситонного бозе-конденсата. Детектирование связанных пар вихрь–антивихрь с помощью двулучевой микроинтерферометрии для фазовых переходов в двумерных бозе-системах в соответствии с теоретическими представлениями Березинского–Костерлица–Таулесса стало бы прямым ответом на вопрос о сверхтекучести экситонного конденсата.

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

1. С. А. Москаленко, ФТТ **4**, 276 (1962).
2. J. M. Blatt, K. W. Böer, and W. Brandt, Phys. Rev. **126**, 1691 (1962).
3. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копаев, ФТТ **6**, 2791 (1964).
4. А. Н. Козлов, Л. А. Максимов, ЖЭТФ **48**, 1184 (1965).
5. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, ЖЭТФ **54**, 978 (1968).
6. A. Einstein, Sber. Preuss. Akad. Wiss. **1**, 3 (1925).
7. *Some Strangeness in the Proportion: a Centennial Symposium on Albert Einstein* (ed. by H. Woolf), Addison-Wesley, N.Y., 1980.
8. A. Griffin, *Excitations in a Bose-Condensed Liquid*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1993.
9. A. J. Leggett, *Quantum Liquids: Bose-Condensation and Cooper Pairing in Condensed Matter Systems*, Oxford Univ. Press, N.Y., 2006.

10. F. London, *Nature* **141**, 643 (1938).
11. W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).
12. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма в ЖЭТФ **22**, 556 (1975); Ю. Е. Лозовик, О. Л. Берман, ЖЭТФ **111**, 1879 (1997).
13. С. И. Шевченко, ФНТ **2**, 505 (1976).
14. T. Fukuzawa, E. E. Mendez, and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3066 (1990).
15. L. V. Butov, A. Imamoglu, A. V. Mintsev et al., *Phys. Rev. B* **59**, 1625 (1999).
16. L. V. Butov, A. V. Mintzev, Yu. E. Lozovik et al., *Phys. Rev. B* **62**, 1548 (2000).
17. L. V. Butov, A. C. Gossard, and D. S. Chemla, *Nature* **418**, 751 (2002).
18. D. Snoke, S. Denev, Y. Lui et al., *Nature* **418**, 754 (2002).
19. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, П. А. Ни и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 689 (2002).
20. А. А. Дремин, В. Б. Тимофеев, А. В. Ларионов и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 526 (2002).
21. D. W. Snoke, Y. Lieu, Z. Voros et al., *Solid State Comm.* **134**, 37 (2005).
22. O. L. Berman, Yu. E. Lozovik, D. Snoke et al., *Phys. Rev. B* **70**, 235310 (2004).
23. R. Rapaport, C. Gang, D. Snoke et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 117405 (2004).
24. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **83**, 178 (2006).
25. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **84**, 390 (2006).
26. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, *J. Appl. Phys.* **101**, 081708 (2007).
27. V. B. Timofeev and A. V. Gorbunov, *Phys. Stat. Solidi (c)* **5**, 2379 (2008).
28. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **87**, 797 (2008).
29. А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин, А. А. Дремин, Письма в ЖЭТФ **90**, 156 (2009).
30. J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al., *Nature* **443**, 409 (2006).
31. A. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech, and F. P. Lassy, *Microcavities*, Series on Semiconductor Science and Technology, v. 16, Oxford Univ. Press, Oxford, 2011.
32. *Exciton-polaritons in Microcavities: New Frontiers*, Solid State Sciences, v. 172 (ed. by D. Sanvitto and V. Timofeev), Springer, 2012.
33. A. A. Chernyuk and V. I. Sugakov, *Phys. Rev. B* **74**, 085303 (2006); В. И. Сугаков, А. А. Чернюк, Письма в ЖЭТФ **85**, 699 (2007).
34. C. Schindler and R. Zimmermann, *Phys. Rev B* **78**, 045313 (2008).
35. J. Keeling, L. S. Levitov, and P. B. Littlewood, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 176402 (2004).
36. V. I. Sugakov, *Solid State Commun.* **134**, 63 (2005).
37. L. P. Pitaevskii and S. Stringari, *Bose-Einstein condensation*, Clarendon Press, Oxford, 2003.
38. S. Yang, A. T. Hammack, M. M. Fogler et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 187402 (2006).