

# Когерентность конденсата Бозе–Эйнштейна диполярных экситонов в GaAs/AlGaAs гетероструктуре

А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев

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

E-mail: gorbunov@issp.ac.ru;

timofeev@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 23 декабря 2015 г., опубликована онлайн 23 марта 2016 г.

Проанализированы эксперименты, связанные с исследованиями когерентности бозе-конденсата диполярных экситонов в GaAs/AlGaAs гетероструктуре с широкой одиночной GaAs квантовой ямой и шоттки-затвором. Диполярные экситоны возбуждались светом в кольцевой ловушке, возникающей вдоль периметра окна в металлическом затворе в условиях приложенного электрического напряжения. С помощью двулучевой интерференционной техники посредством интерференционного сложения амплитуд светового поля люминесценции и последующего анализа соответствующих корреляторов 1-го порядка исследованы временная (продольная) и пространственная (поперечная) когерентности экситонного конденсата. Установлено, что поперечная длина когерентности экситонного конденсата существенно превосходит тепловую дебройлевскую длину волны диполярного экситона. Когерентность экситонного бозе-конденсата подтверждают также экспериментальные исследования коррелятора интенсивности люминесценции.

Проаналізовано експерименти, які пов'язані з дослідженнями когерентності бозе-конденсату диполярних екситонів у GaAs/AlGaAs гетероструктурі з широкою одиночною GaAs квантовою ямою та шотткі-затвором. Диполярні екситони збуджувалися світлом в кільцевому уловлювачі, що виникає уздовж периметра вікна в металевому затворі в умовах прикладеної електричної напруги. За допомогою двупроміневої інтерференційної техніки інтерференційним складанням амплітуд світлового поля люмінесценції і подальшого аналізу відповідних кореляторів 1-го порядку досліджено тимчасову (подовжню) і просторову (поперечну) когерентність конденсату екситону. Встановлено, що поперечна довжина когерентності конденсату екситону істотно перевершує теплову дебройлівську довжину хвилі диполярного екситону. Когерентність бозе-конденсату екситону підтверджують також експериментальні дослідження корелятора інтенсивності люмінесценції.

PACS: 71.35.Lk Коллективные эффекты (бозе-эффект, заполнение пространства фазы, экситонные фазовые переходы);

73.21.-b Электронные состояния и коллективные возбуждения в многослойных структурах, квантовые ямы, мезоскопические и наномасштабные системы;

78.67.-n Оптические свойства низкоразмерных, мезоскопических и наномасштабных материалов и структур.

Ключевые слова: пространственно-непрямые экситоны, бозе-конденсация, когерентность.

## 1. Введение

Газ слабозаимодействующих бозе-частиц или бозе-квазичастиц различного происхождения обладает известным замечательным свойством: в таком газе бозонов в условиях термодинамического равновесия и при температурах ниже критической, когда тепловые дебройлевские длины волн частиц начинают превышать

межчастичные расстояния, происходит макроскопическое заполнение бозе-частицами нижайшего квантового состояния с нулевым импульсом. Сконденсировавшиеся в нижайшее состояние бозе-частицы образуют конденсат, получивший название бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК), который представляет собой когерентную крупномасштабную материальную волну. Вследствие квантово-механических эффектов обменного межчас-

тичного 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. Спонтанная когерентность бозе-конденсата, представляющего собой когерентную материальную волну, лежит в основе целого ряда макроскопических квантовых явлений, таких как сверхтекучесть и сверхпроводимость. Само же явление БЭК, предсказанное Эйнштейном [1], было обнаружено в сильно охлажденных и разреженных атомных бозе-газах лишь спустя 70 лет [2].

Водородоподобный экситон в полупроводнике представляет собой связанное состояние электрона и дырки, благодаря кулоновскому притяжению, и является композитным бозоном. Возможность БЭК в экситонных системах впервые предсказывалась и обосновывалась в теоретических работах еще в 60-х годах [3–7]. В представленной статье речь пойдет о пространственной когерентности бозе-конденсата дипольных экситонов, обнаруженного в латеральных ловушках в двумерной полупроводниковой GaAs/AlGaAs гетероструктуре с одиночной широкой (25 нм) квантовой ямой. Исследованы дипольные экситоны, которые возникают в двойных, а также в достаточно широких одиночных квантовых ямах в условиях приложенного электрического поля, перпендикулярного плоскостям гетерослоев. У таких экситонов связанные кулоновским взаимодействием электрон и дырка пространственно разнесены в направлении электрического поля, поэтому такие экситоны в нижайшем состоянии имеют большой дипольный момент. Из-за небольшого электронно-дырочного перекрытия волновых функций, которое определяется величиной приложенного электрического поля, дипольные экситоны являются долгоживущими (наносекундный и больший масштабы): их времена жизни намного превосходят времена установления трансляционного квазиравновесия, хотя, однако, по спиновым, т.е. внутренним, степеням свободы равновесие у таких фотовозбужденных экситонов на масштабах их времени жизни обычно не устанавливается. Здесь уместно также вспомнить, что в идеальной и пространственно неограниченной двумерной системе, где плотность одночастичных состояний постоянна, БЭК при конечных температурах не может происходить по принципиальным причинам: из-за расходимости числа состояний, когда химический потенциал  $\mu \rightarrow 0$  (т.е. состояния с импульсом  $\mathbf{k} \cong 0$  могут аккумулировать неограниченное число бозе-частиц). Известна также теорема, согласно которой, на основе установленных Боголюбовым неравенств, было строго доказано, что в идеальной и неограниченной 2D системе не может быть отличного от нуля параметра порядка вследствие его разрушения тепловыми флук-

туациями, которые расходятся логарифмически при увеличении размеров двумерной системы [7]. Однако проблема снимается при пространственном ограничении свободного движения двумерных экситонов и их накоплении в латеральных ловушках. Создание и изучение разного рода 2D ловушек для дипольных экситонов явилось предметом интенсивных исследований при попытках реализации экситонной БЭК. При этом был получен целый ряд интересных экспериментальных результатов, демонстрирующих свойства БЭК в коллективе взаимодействующих экситонов, которые накапливаются в латеральных ловушках, как в естественных, на флуктуациях удерживающего потенциала [9–11], так и в искусственных, приготовленных специально [12–18].

Ранее нами было продемонстрировано, что вдоль периметра окна в затворе Шоттки на поверхности гетероструктуры с одиночной GaAs/AlGaAs квантовой ямой шириной 25 нм или с парой туннельно-связанных ям шириной по 12 нм образуется кольцевая ловушка глубиной в несколько мэВ [19,20]. В такой ловушке  $\varnothing 5$  мкм обнаруживаются следующие явления [20–26]: 1) при достижении критических условий по температуре и лазерной накачке в спектре фотолюминесценции пороговым образом появляется узкая линия дипольных экситонов ( $\Delta E_{ie} \leq 200$  мкэВ вблизи порога); 2) внутри люминесцентного кольца формируется пространственно-симметричная картина пятен люминесценции, 3) вблизи порога резко возрастает степень линейной поляризации излучения внутри пятен [23]. Кроме того, наблюдается ряд свидетельств крупномасштабной пространственной когерентности: а) направленность и концентрация излучения люминесценции вблизи нормали к образцу, б) конструктивная и деструктивная интерференция в дальней зоне (в картине оптического фурье-преобразования излучения пятен люминесценции), в) появление полос двулучевой интерференции в области перекрытия излучения от пятен люминесценции, расположенных на противоположных сторонах кольца (эксперименты, близкие к классическому опыту Юнга). Наконец, исследования фотонной статистики [24] показали, что в широком диапазоне накачек вблизи порога экситонной конденсации наблюдается эффект группировки фотонов (*photon bunching*), т.е. временной коррелятор 2-го порядка, коррелятор интенсивностей  $g^{(2)}(\tau) = \langle I(t+\tau)I(t) \rangle / (\langle I(t) \rangle)^2 > 1$ . Только при превышении порога на порядок и более статистика фотонов снова становится пуассоновской:  $g^{(2)}(\tau) = 1$  в той области, где возникает когерентное экситонное состояние.

В настоящей статье когерентность света фотолюминесценции дипольных экситонов в кольцевой латеральной ловушке изучали с помощью интерферометра Майкельсона, сопряженного с оптической проекционной системой, позволяющей анализировать картину распределения люминесценции с пространственным раз-

решением  $\geq 1,5$  мкм. Полученные результаты подтверждают сделанные ранее предположения о высокой степени пространственной когерентности излучения экситонного конденсата.

## 2. Методика эксперимента

Исследованы пространственно-непрямые, дипольные экситоны в широкой (25 нм) одиночной GaAs квантовой яме, помещенной в поперечное гетерослоям электрическое поле. Внешнее напряжение прикладывалось между металлическим затвором Шоттки на поверхности и встроенным электродом внутри структуры — проводящим 2D электронным каналом в легированной квантовой яме. Фотовозбуждение экситонов и наблюдение их люминесценции велось через круглое окно  $\varnothing 5$  или  $\varnothing 7$  мкм в непрозрачном затворе Шоттки. Дипольные экситоны копились в кольцевой латеральной ловушке, возникающей вдоль периметра окна из-за сильно неоднородного электрического поля [19,20]. Фотовозбуждение осуществлялось нерезонансным образом и одновременно двумя непрерывными полупроводниковыми лазерами с длинами волн:  $\lambda = 782$  нм (энергия фотонов меньше ширины запрещенной зоны в барьере AlGaAs — «подбарьерное» возбуждение) и  $\lambda = 659$  нм («надбарьерное» фотовозбуждение), с фокусировкой на образце в пятно размером  $\approx 30$  мкм. Экспериментально подобранным соотношением мощностей лазеров и приложенного внешнего напряжения достигалась максимально возможная компенсация избыточных зарядов в ловушке, и сама система экситонов поддерживалась максимально нейтральной [20,27]. Детали архитектуры использованных структур, латеральных ловушек и компенсации избыточных зарядов в ловушках изложены в работах [19–26].

Образец помещался в гелиевый оптический криостат, позволяющий вести эксперименты в интервале температур 1,6–40 К и использовать для сбора света люминесценции от образца объектив микроскопа со свободным рабочим отрезком 33,5 мм, увеличением  $\times 10$  и числовой апертурой N.A. = 0,28. Для передачи изображения применяли двухкаскадную оптическую систему с общим увеличением  $\times(150\text{--}200)$ . Внутри каждого каскада световой пучок был близок к параллельному, а между каскадами находилась плоскость промежуточного действительного изображения образца. Увеличенное изображение окна, через которое велось фотовозбуждение и наблюдение люминесценции, проецировалось на входную щель спектрометра с охлаждаемой кремниевой CCD-камерой на выходе. Использовали спектрометр, передающий изображение из плоскости входной щели в плоскость выходной щели без искажений (imaging spectrometer), что позволяло регистрировать изображение образца в нулевом порядке дифракционной решетки. С помощью узкополосного интерференционного светофильтра (ИФ) (ширина

полосы пропускания 1,3 мэВ либо 2,0 мэВ) можно было изучать пространственную структуру люминесценции избирательно по спектральному составу. Пространственное разрешение оптической системы достигало  $\approx 1,5$  мкм. Для проведения измерений коррелятора 1-го порядка в параллельный пучок во втором каскаде увеличения устанавливали интерферометр Майкельсона.

Одно из наиболее наглядных проявлений когерентности света — образование при сложении амплитуд оптических волн картины интерференционных максимумов и минимумов, имеющей в зависимости от геометрии эксперимента вид колец, полос и т.д. Контраст интерференционных полос характеризуется видностью  $V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ , где  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$  — интенсивность излучения, соответственно, в максимумах и минимумах. В последовательной теории оптической когерентности (см., например, [28,29]) показано, что видность интерференционной картины, образованной сложением двух волн, испущенных из точек, разделенных отрезком  $\mathbf{p}$  в пространстве и промежутком  $\tau$  во времени, связана с корреляционной функцией 1-го порядка для комплексной амплитуды электрического поля световой волны  $E(\mathbf{r}, t)$ :

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

где угловые скобки — усреднение по ансамблю, а  $g^{(1)}(\mathbf{p}, \tau)$  — нормированная корреляционная функция 1-го порядка или коррелятор амплитуд  $g^{(1)}$ . Свет называют когерентным, если  $g^{(1)} = 1$ , некогерентным, если  $g^{(1)} = 0$ , и частично когерентным, если  $0 < g^{(1)} < 1$ . Излучение идеального когерентного источника — это монохроматическая плоская волна  $E(\mathbf{r}, t) = E_0 \exp[-i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t + \phi)]$  с волновым вектором  $\mathbf{k}$  вдоль нормали к волновому фронту,  $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ , круговой частотой  $\omega$  и фазой волны  $\phi$ .

Результат сложения амплитуд двух световых волн, отличающихся только задержкой во времени  $\tau$ , описывается временным коррелятором  $g^{(1)}(\tau)$ . Здесь важнейшей характеристикой является время когерентности  $\tau_c$ , в течение которого фаза волны  $\phi$  в фиксированной точке пространства остается постоянной. При сложении двух плоских волн временной коррелятор  $g^{(1)}(\tau) = 1$  для любых  $\tau$ , поскольку фаза плоской волны неизменна. На практике время когерентности конечно и связано со степенью монохроматичности светового источника: по порядку величины оно близко к обратной ширине излучаемой спектральной линии:  $\tau_c \sim \Delta\omega^{-1}$ . С временем когерентности связана продольная длина когерентности — вдоль направления распространения световой волны. По своему смыслу — это длина испускаемого волнового цуга, на которой не происходит сдвоя фазы:  $l_{\parallel} = c\tau_c$ , где  $c$  — скорость света.

Если интерферируют две волны с нулевой временной задержкой  $\tau = 0$ , то результат зависит от простран-

ственного коррелятора  $g^{(1)}(\mathbf{r})$  и характеризуется поперечной длиной когерентности — расстоянием  $l_{\perp}$  вдоль волнового фронта, на котором фазу поля оптической волны можно считать неизменной. Превышение этого расстояния при сложении амплитуд света из двух разных точек на волновом фронте ведет к размытию картины интерференции. В общем случае результат интерференционного сложения в пространстве двух волн с интенсивностями  $I_1(\mathbf{r})$  и  $I_2(\mathbf{r})$  имеет вид

$$I_{if}(\mathbf{r}) = I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r}) + 2\sqrt{I_1(\mathbf{r})I_2(\mathbf{r})}g^{(1)}(\mathbf{r})\cos\Phi(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где  $\mathbf{r}$  — пространственная координата, а  $\Phi(\mathbf{r})$  — пространственное распределение разности фаз между интерферирующими волнами. Отсюда следует, в частности, что видность полос  $V(\mathbf{r})$  описывается выражением

$$V(\mathbf{r}) = 2\frac{\sqrt{I_1(\mathbf{r})I_2(\mathbf{r})}}{I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r})}g^{(1)}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

т.е. в случае  $I_1(\mathbf{r}) \neq I_2(\mathbf{r})$  для определения величины коррелятора  $g^{(1)}(\mathbf{r})$  знания только одной видности  $V(\mathbf{r})$  недостаточно, но при  $I_1(\mathbf{r}) = I_2(\mathbf{r})$  они просто совпадают:  $V(\mathbf{r}) = g^{(1)}(\mathbf{r})$ . Очевидно также, что в общем случае, измеряя только  $I_{if}(\mathbf{r})$ ,  $I_1(\mathbf{r})$  и  $I_2(\mathbf{r})$ , из эксперимента можно извлечь лишь произведение:

$$g^{(1)}(\mathbf{r})\cos\Phi(\mathbf{r}) = \frac{I_{if}(\mathbf{r}) - I_1(\mathbf{r}) - I_2(\mathbf{r})}{2\sqrt{I_1(\mathbf{r})I_2(\mathbf{r})}}. \quad (4)$$

Для измерений временной (продольной) когерентности был применен готовый интерферометр от стандартного микроскопа МИИ-4 (микроинтерферометр Линника), представляющий собой модифицированный интерферометр Майкельсона с параллельным ходом лучей и одинаковыми микроскопными объективами в конце каждого плеча. В измерительном плече МИИ-4, в фокальной плоскости объектива, вместо образца было установлено плоское зеркало с золотым покрытием. Узел опорного плеча МИИ-4, включающий в себя идентичный объектив с плоским опорным зеркалом, был перенесен на прецизионный 1-координатный столик с точностью перемещения вдоль оптической оси не хуже  $\pm 5$  мкм. С помощью механизма поперечных перемещений объектива в опорном плече МИИ-4 формировалась интерференционная картина, оптимальная по ширине и направлению полос. Диафрагмой  $\varnothing 50$  мкм в плоскости промежуточного изображения перед интерферометром выбирался нужный участок экситонной ловушки, соответствующий площадке на образце  $\approx \varnothing 3$  мкм. Из картины интерференционных полос на этом участке извлекался профиль интенсивности  $I_{if}(\mathbf{r})$  и видность  $V$ .

Для выравнивания длин плеч интерферометра использовали лампу накаливания в качестве источника белого света. В сбалансированном интерферометре продольная разность хода света в плечах  $\Delta = 0$  для всех

длин волн — в белом свете наблюдается радужная картина интерференционных полос. При этом на каждой фиксированной длине волны  $\lambda$  видность  $V$  максимальна, а увеличение разбаланса  $\Delta$  ведет к ее уменьшению. Для определения временной когерентности в спектральном диапазоне, селективируемом с помощью ИФ, видность полос измерялась как функция разности хода. Из полученной таким образом зависимости  $V(\Delta)$  извлекалась продольная длина когерентности  $l_{\parallel}$  и время когерентности  $\tau_c = l_{\parallel} / c$ .

Исследования поперечной пространственной когерентности 1-го порядка проводились с помощью специально собранного интерферометра Майкельсона с неполяризующим светоделительным кубиком. Для балансировки плеч интерферометра плоское зеркало в плече 1 было установлено на микрометрическую подачу, а такое же зеркало в плече 2 — на управляемый компьютером 1-координатный столик (точность позиционирования  $\leq 0,25$  мкм). Качанием зеркала в плече 1 изображение  $I_1(\mathbf{r})$ , образованное светом, прошедшим через данное плечо, смещалось относительно изображения  $I_2(\mathbf{r})$ , образованного светом, прошедшим через плечо 2, т.е. менялась поперечная разность хода  $\delta$  в плоскости изображения, например, вдоль горизонтальной координаты  $x$ , а на выходе интерферометра получалась интерференционная картина  $I_{if}(\mathbf{r})$ .

### 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

#### 3.1. Временная когерентность

Результаты измерения длины продольной когерентности для люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке  $\varnothing 5$  мкм выше порога БЭК по накачке показаны на рис. 1. Здесь же приведен фрагмент картины интерференции, внутри которого измерялась видность полос. Он выделен с помощью диафрагмы в плоскости промежуточного изображения и соответствует одному из ярких пятен в кольце. Излучение люминесценции дипольных экситонов, накапливаемых в ловушке, селективировалось спектрально с помощью узкополосного ИФ ( $\Delta\lambda_{if} = 1,1$  нм,  $\Delta E_{if} = 2,0$  мэВ). Спектр анализируемого излучения приведен на вставке к рис. 1. Здесь же показан результат его разложения на два спектральных контура: широкий гауссиан — для «подставки», связанной с фоном люминесценции от локализованных состояний, и лоренциан — для узкой линии, связанной с конденсатом дипольных экситонов. В данном случае ширина линии дипольных экситонов  $\Delta E_{ie}$  близка к 0,3 мэВ, а ширина подставки  $\Delta E_{bg} = 1,6$  мэВ.

Кривая видности  $g^{(1)}(\Delta)$  на рис. 1 также состоит из двух компонент: узкой и широкой. Разложение на два контура дает значения ширины  $l_{c1} \approx 0,7$  мм и  $l_{c2} \approx 3$  мм соответственно. Очевидно, что более узкий контур на основном рисунке связан с вырезанной интерференционным фильтром частью фоновой подставки. Для дли-

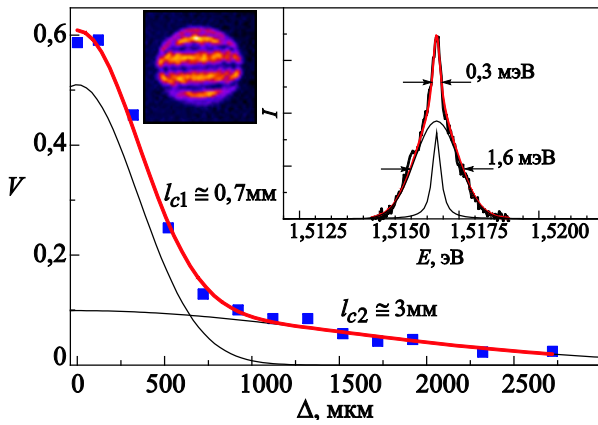


Рис. 1. Видность интерференционной картины (квадраты), измеренная для люминесценции диполярных экситонов из кольцевой ловушки  $\varnothing 5$  мкм (спектр люминесценции показан на правой вставке), в зависимости от продольной разности хода  $\Delta$  в плечах интерферометра. Как для видности, так и для спектра показаны результаты разложения на два контура. На вставке слева — типичный вид двулучевой интерференции линии конденсата.

ны волны в максимуме  $\lambda_{\max} = 817$  нм и ширины полосы фильтра  $\Delta\lambda_{if} = 1,1$  нм длина когерентности, определенная как  $\lambda_{\max}^2/\Delta\lambda_{if}$ , должна составить 0,61 мм. Для экспериментально определенной, несколько меньшей,

ширины подставки 1,6 мэВ получается  $ch/\Delta E_{bg} \approx 0,78$  мм (здесь  $c$  — скорость света,  $h$  — постоянная Планка). Оба значения близки к полученному из интерферометрии  $l_{c1} \approx 0,7$  мм.

Широкая же составляющая обусловлена интересующей нас линией люминесценции диполярных экситонов. Следует заметить, что при ширине спектральной линии около 0,3 мэВ определяемая из нее длина когерентности  $l_c \approx 4,1$  мм, а время когерентности  $l_c/c \approx 13,7$  пс. Таким образом, измеренное напрямую образом продольное время когерентности для диполярных экситонов  $\tau_c = l_{c2}/c \approx 10$  пс близко по величине к обратной ширине спектральной линии  $\Delta\nu^{-1} = h/\Delta E_{ie}$  в соответствии с соотношением:  $\tau_c \Delta\nu \geq 1/4\pi$  [28] и в прямом соответствии с известной теоремой Винера–Хинчина.

### 3.2. Пространственная когерентность

При измерениях поперечной когерентности для спектральной селекции экситонной люминесценции использовался более узкополосный ИФ:  $\Delta\lambda_{if} = 0,7$  нм,  $\Delta E_{if} = 1,3$  мэВ. Продольная разность хода  $\Delta$  поддерживалась при этом вблизи нуля, а поперечная разность хода  $\delta$  (сдвиг в плоскости изображения) менялась качанием зеркала — при таком качании одно из двух изображений отверстия смещалось относительно другого. На рис. 2 показаны картины интерференции для

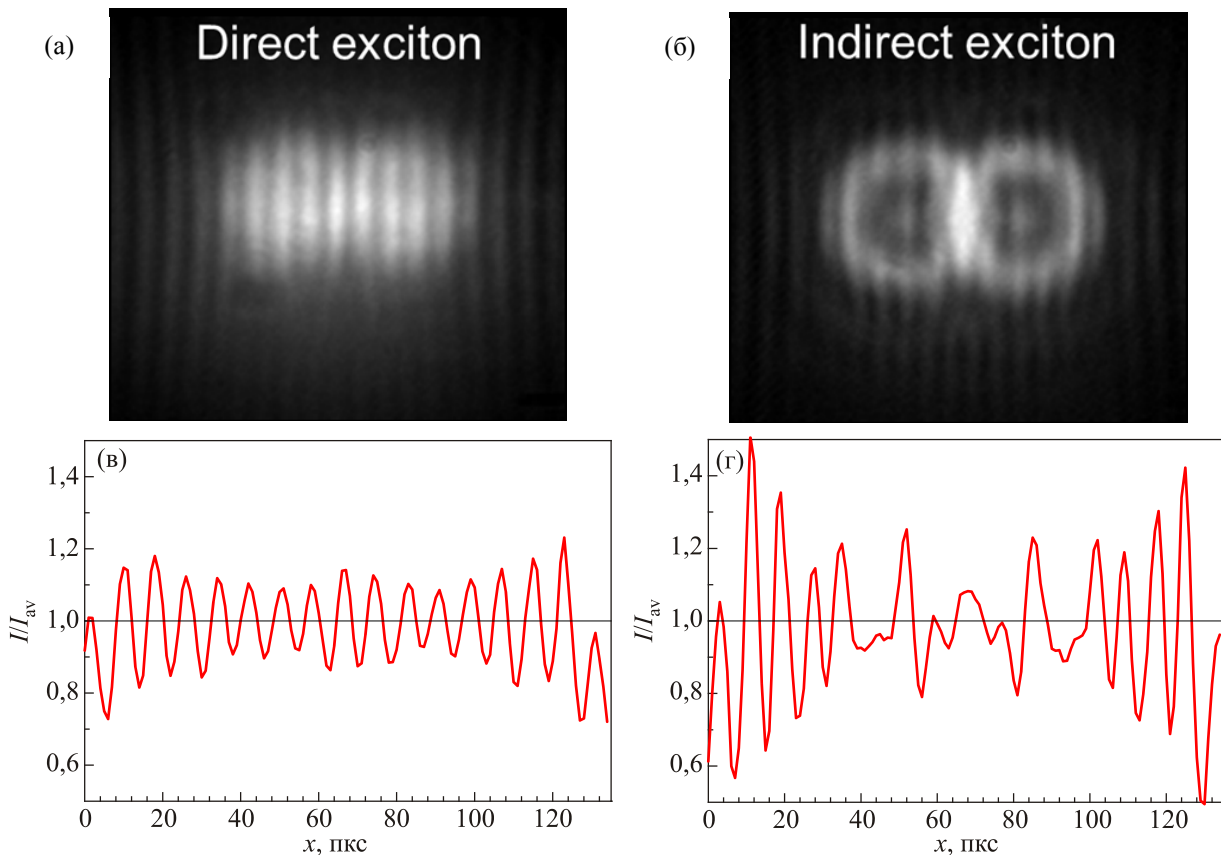


Рис. 2. Картины интерференции в свете люминесценции прямого (а) и непрямого (б) диполярного экситона из ловушки  $\varnothing 7$  мкм и соответствующие профили интенсивности  $I(x)$ , нормированные на их средние значения (в), (г). Продольная разность хода  $\Delta \approx 0$ , поперечная —  $\delta \approx 6$  мкм.



люминесценции прямого экситона, из центра отверстия  $\varnothing 7$  мкм, и непрямого экситона, из кольцевой ловушки вдоль периметра отверстия, а также соответствующие профили интенсивности. Эти интерферограммы существенно отличаются: если для прямого экситона картина выглядит вполне регулярной, то для непрямого — она весьма далека от картины сложения амплитуд двух плоских волн, когда фаза вдоль фронта волны постоянна. Очевидно, что более сложная картина для дипольного экситона связана с вариациями фазы волны в поперечном направлении.

Причина кроется в малом угловом размере этого источника света: люминесценция непрямого экситона происходит из кольца, поперечный размер которого в радиальном направлении (т.е. «толщина» кольца) неизвестен, но он заведомо меньше величины пространственного разрешения оптической системы,  $\sim 1,5$  мкм. Профиль интенсивности люминесценции непрямого экситона вдоль диаметра отверстия  $\varnothing 5$  мкм, измеренный выше и ниже порога БЭК, приведен на рис. 3. Обращает на себя внимание большая относительная амплитуда боковых дифракционных максимумов, как в отсутствие узкой спектральной линии, ниже порога конденсации, так и выше порога. Такое поведение можно ожидать только в случае достаточно малой толщины кольца: вторичные максимумы быстро размываются с ростом этого размера. Поскольку в минимумах дифракционной картины фаза скачком меняется на  $\pi$ , то картина интерференции волн, излучаемых таким источником, становится сильно изрезанной. Соответственно, анализ эволюции интерференционной картины при поперечном сдвиге изображений в свете люминесценции дипольных экситонов оказывается сильно усложненным.

Имеется, однако, еще одно осложняющее обстоятельство, возможно, даже более существенное. Из-

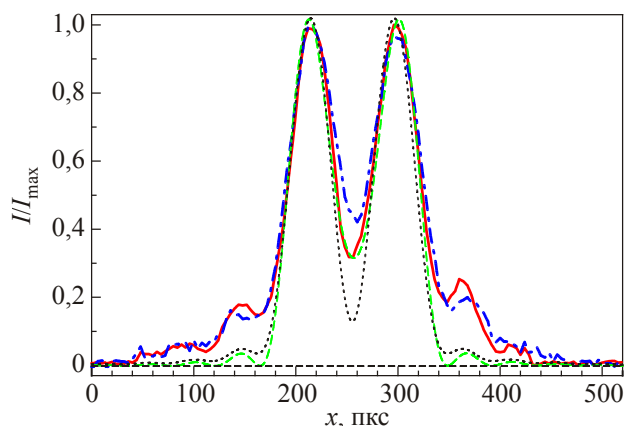


Рис. 3. Профиль интенсивности люминесценции дипольного экситона в кольцевой ловушке  $\varnothing 5$  мкм вдоль ее диаметра: сплошная кривая — выше порога БЭК, ниже порога (— · —), (— —) и (— · —) — расчет для бесконечно тонкого кольцевого источника, когерентного и некогерентного соответственно.

вестно, что протяженный некогерентный световой источник размером  $d_0 \leq 2r_{\text{coh}} = 0,16\lambda / n \sin \alpha$ , где  $n$  — показатель преломления среды,  $\sin \alpha$  — числовая апертура (N.A.) приемной оптической системы, действует как когерентный [28]. В нашем случае  $\lambda \approx 0,8$  мкм, N.A. = 0,28 и  $2r_{\text{coh}} \approx 0,48$  мкм, т.е. свет люминесценции из окна  $\varnothing 5$  мкм должен быть некогерентным. Это выполняется, в частности, для пространственно-прямого экситона, излучение которого наблюдается из центра окна в затворе Шоттки и имеет вид однородного диска с размером, близким к диаметру отверстия. По всей видимости, излучение не прямых экситонов исходит от самой кромки отверстия, поперечная толщина источника близка к  $d_0$ , и в радиальном направлении его действие мало отличается от когерентного, даже если заполняющие кольцо источники совершенно нескоррелированы. Здесь, однако, обращает на себя внимание тот факт, что при накачке выше порога БЭК основные максимумы становятся заметно уже, а амплитуда первых боковых максимумов — существенно больше, чем при накачке ниже порога.

Нельзя обойти вниманием заметный вклад в получаемые изображения оптических aberrаций. Отклонения от идеальной передачи изображения хорошо видны из сравнения экспериментальных профилей с расчетными для бесконечно тонкого кольцевого источника (когерентного или некогерентного), которые также показаны на рис. 3. Во-первых, величина вторичных дифракционных максимумов больше расчетных. Во-вторых, присутствуют боковые «крылья», которые размывают изображение. Основная причина aberrаций в данном случае — присутствие в расходящемся световом пучке между собирающим свет объективом и образцом нескольких оптических окон криостата.

Рисунок 4 иллюстрирует, каким образом измерялась степень пространственной когерентности люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке  $\varnothing 5$  мкм. Распределение на рис. 4(а) получено сложением снятых по-отдельности изображений для каждого из плеч интерферометра, т.е. оно показывает сумму распределений интенсивностей:  $I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r})$ . На рис. 4(б) приведена картина на выходе интерферометра  $I_{if}(\mathbf{r})$  — результат сложения амплитуд световых волн. Изображение на рис. 4(в) получено с помощью применения к распределениям  $I_1(\mathbf{r})$ ,  $I_2(\mathbf{r})$  и  $I_{if}(\mathbf{r})$  формулы (4), т.е. это — не что иное, как  $g^{(1)}(\mathbf{r}) \cos \Phi(\mathbf{r})$ . На рис. 4(г) показаны профили центральных горизонтальных сечений вдоль направления сдвига  $\delta$ :  $I_{if}(x)$ , сумма  $I_1(x) + I_2(x)$ , а также чисто интерференционная составляющая  $I_{if}(x) - I_1(x) - I_2(x)$ , а на рис. 4(д) —  $I_1(x)$  и  $I_2(x)$  для каждого плеча в отдельности и  $g^{(1)}(x) \cos \Phi(x)$ . На рис. 4 видно, насколько сложной оказывается картина интерференционных полос из-за сильно неоднородного распределения разности фаз  $\Phi(\mathbf{r})$ , что, естественно, затрудняет количественное определение величины коррелятора 1-го поряд-

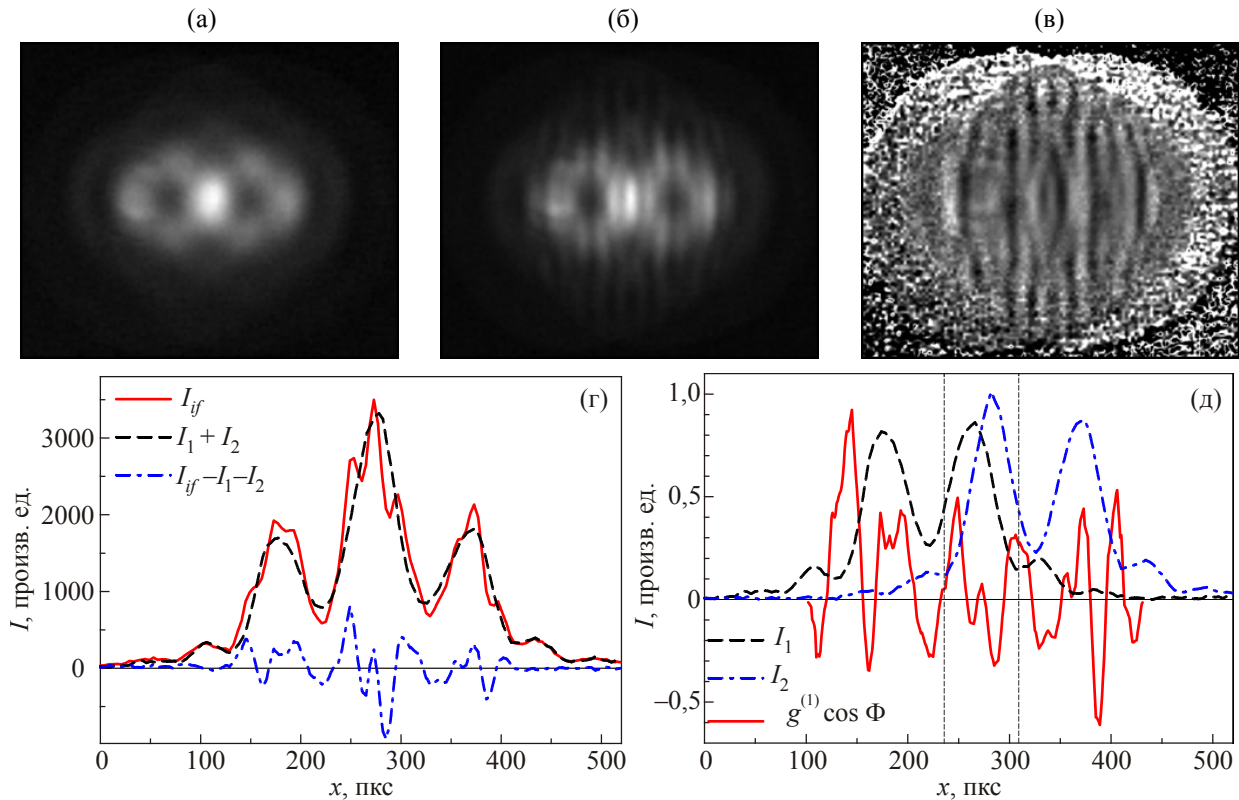


Рис. 4. Пример измерения пространственной когерентности люминесценции дипольных экситонов в кольцевой ловушке  $\varnothing 5$  мкм. Сумма распределений интенсивности в каждом плече интерферометра  $I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r})$  (а). Картина интерференции  $I_{if}(\mathbf{r})$  (б). Результат вычисления функции  $g^{(1)}(\mathbf{r}) \cos \Phi(\mathbf{r})$  (в). Профили (центральные горизонтальные сечения) картины интерференции  $I_{if}(x)$  (—), суммы  $I_1(x) + I_2(x)$  (---) и их разность (- · -) (г). Профили распределения интенсивности  $I_1(x)$  (---) и  $I_2(x)$  (- · -) в каждом из плечей, а также  $g^{(1)}(x) \cos \Phi(x)$  (—) (д). Поперечное смещение  $\delta = 4,6$  мкм. Фотовозбуждение выше порога БЭК:  $P_{635\text{nm}} = 10$  мкВт.  $T = 1,6$  К.

ка  $g^{(1)}(x)$ . Для того чтобы не принимать во внимание интерференцию с вторичными дифракционными максимумами, абсолютная величина коррелятора всегда определялась из видности интерференционных полос в области основных максимумов — на рис. 4(д) в центре, между двумя вертикальными пунктирными отрезками.

Сравнение картин интерференции  $I_{if}(\mathbf{r})$  при накачках ниже и выше порога БЭК обнаружило, что на качественном уровне они неразличимы. Количественные результаты измерений  $g^{(1)}(\delta)$  приведены на рис. 5. Сплошной кривой здесь показана аппаратная функция для используемой оптической системы  $g^{(1)}(\delta) = 2J_1(v)/v$ , где  $J_1(x)$  — функция Бесселя первого рода и первого порядка, а  $v = 2\pi\delta \cdot \sin \alpha/\lambda$  [28]. Физический смысл этой функции — учет когерентности, возникающей за счет дифракционного размытия изображения точечного источника проецирующей оптической системой. Светлые кружки на рис. 5 — результат измерений люминесценции без ловушки, в однородном пятне фотовозбуждения  $\varnothing 30$  мкм, для прямого или непрямого экситона. Как видно, они вполне удовлетворительно согласуются с аппаратной функцией, как и должно быть для некогерентного источника. Ромбы относятся к люминес-

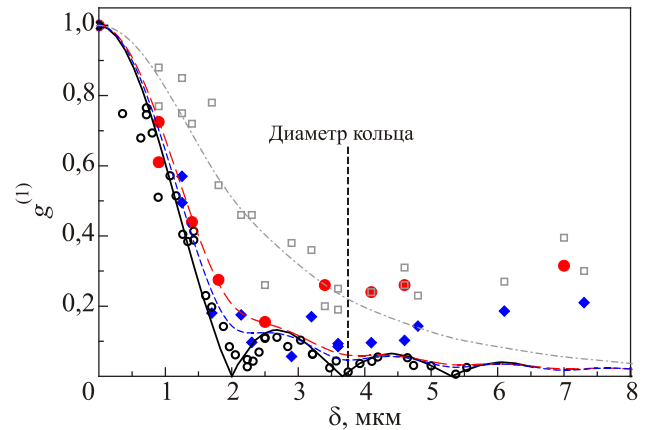


Рис. 5. Пространственный коррелятор  $g^{(1)}$  как функция поперечного сдвига  $\delta$  для люминесценции: экситонов вне ловушки (O), дипольных экситонов в кольцевой ловушке  $\varnothing 5$  мкм при накачке ниже (◆) и выше порога БЭК (●), на периферии, вдали от отверстия (□). Сплошная кривая — аппаратная функция оптической системы с числовой апертурой N.A. = 0,28. Остальные кривые — результаты конволюции функции  $\exp(-r/l_{\perp})$  с длиной когерентности  $l_{\perp} = 0,35$  мкм (---), 0,5 мкм (—) и 1,5 мкм (- · -).

ценции непрямых экситонов ниже порога БЭК, а кружки — выше порога. Несмотря на большой разброс экспериментальных данных, видно, что для экситонов в кольцевой ловушке, как выше, так и ниже порога БЭК, коррелятор  $g^{(1)}$  всегда больше, чем без нее. Это — уже упомянутый выше эффект малой угловой ширины в радиальном направлении исследуемого кольцевого светового источника.

На рис. 5 видно также, что степень пространственной когерентности дипольных экситонов в конденсате выше, чем при допороговой накачке: в отсутствие узкой спектральной линии шириной  $\Delta E_{ie} = 0,2\text{--}0,3$  мэВ. Количественное сравнение дополнительно затруднено абберрационным размытием изображения, приводящим к появлению в области геометрической тени слабого когерентного фона. На рис. 4(б) и 4(в) отчетливо видны полосы интерференции выше и ниже изображения перекрывающихся отверстий. Светлыми квадратами на рис. 5 показаны результаты измерений на периферии, вдали от отверстия. Пока величина сдвига  $\delta$  не превышает диаметр кольцевой ловушки, основной вклад в видность интерференционных полос вносит исследуемое прямое излучение экситонов из ловушки, а экспериментальная зависимость  $g^{(1)}(\delta)$  имеет ожидаемый вид кривой, спадающей с ростом сдвига. Именно в этой области имеет смысл количественное сравнение результатов. Пунктирными линиями на рис. 5 показаны результаты конволюции с аппаратной кривой функции вида  $\exp(-r/l_{\perp})$ . Наилучшее совпадение с экспериментальными точками для дипольных экситонов в кольцевой ловушке ниже и выше порога БЭК получается при значениях  $l_{\perp} = 0,35$  мкм и  $0,5$  мкм, соответственно.

При температуре  $T = 2$  К для экситона на тяжелой дырке в GaAs с трансляционной массой  $m_{ex} = 0,4m_0$  (здесь  $m_0$  — масса свободного электрона) тепловая длина волны де Бройля  $\lambda_{dB} \sim h/\sqrt{2m_{ex}k_B T}$  составляет  $\approx 150$  нм. Из результатов, представленных на рис.5, с очевидностью следует, что при превышении порога БЭК для дипольных экситонов, накапливаемых в кольцевой ловушке, длина поперечной когерентности  $l_{\perp}$  существенно превышает  $\lambda_{dB}$ . Высокая когерентность исследуемого коллективного состояния ансамбля экситонов подтверждается еще и тем фактом, что временной коррелятор 2-го порядка  $g^{(2)}(\tau)$  (коррелятор интенсивностей) чувствителен не только к накачке (т.е. к экситонной концентрации), но и к температуре. Эффект группировки фотонов при  $\tau = 0$  ослабевает в несколько раз с ростом температуры в диапазоне  $0,45\text{--}4,2$  К, что свидетельствует о разрушении параметра порядка усиливающимися тепловыми флуктуациями [24].

#### 4. Заключение

Явление БЭК дипольных экситонов сопровождается пороговым возрастанием когерентности экситонного конденсата как временной, так и пространственной. С достаточной степенью надежности когерентность конденсата экситонов удается устанавливать и исследовать с помощью измерений и последующего анализа интерференционного сложения амплитуд (коррелятор 1-го порядка) и интенсивностей (коррелятор 2-го порядка) света люминесценции, испускаемого излучающей экситонной системой. Когерентность экситонных бозе-конденсатов должна возрастать в долгоживущих экситонных системах, в которых удастся реализовать более высокую степень вырождения, благодаря достаточно глубокому охлаждению экситонной системы в условиях фотовозбуждения.

Статья приурочена к юбилею Кирилла Борисовича Толпыго — выдающегося ученого, привнесшего бесценный вклад в физику конденсированного состояния вещества, а также замечательного учителя и лектора, воспитавшего несколько поколений достойных учеников.

1. A. Einstein, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wissensch.* **22**, 261 (1924); *ibid.* **23**, 3 (1925).
2. W. Ketterle, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002).
3. С.А. Москаленко, *ФТТ* **4**, 276 (1962).
4. J.M. Blatt, K.W. Boer, and W. Brandt, *Phys. Rev.* **126**, 1691 (1962).
5. Л.В. Келдыш, Ю.В. Копаев, *ФТТ* **6**, 2791 (1964).
6. А.Н. Козлов, Л.А. Максимов, *ЖЭТФ* **48**, 1184 (1965).
7. Л.В. Келдыш, А.Н. Козлов, *ЖЭТФ* **54**, 978 (1968).
8. P.C. Hoening, *Phys. Rev.* **158**, 383 (1967).
9. Е.С. Москаленко, В.В. Криволапчук, А.Л. Жмодиков, *ФТТ* **42**, 1492 (2000).
10. L.V. Butov, C.W. Lai, A.L. Ivanov, A.C. Gossard, and D.S. Chemla, *Nature* **417**, 47 (2002).
11. А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев, П.А. Ни, С.В. Дубонос, И. Хвам, К. Соеренсен, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 689 (2002).
12. V. Negoita, D.W. Snoke, and K. Eberl, *Phys. Rev. B* **60**, 2661 (1999).
13. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 210 (2004).
14. G. Chen, R. Rapaport, L.N. Pfeiffer, K. West, P.M. Platzman, S. Simon, Z. Vörös, and D. Snoke, *Phys. Rev. B* **74**, 045309 (2006).
15. A.T. Hammack, M. Griswold, L.V. Butov, L.E. Smallwood, A.L. Ivanov, and A.C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 227402 (2006).
16. A. Gärtner, D. Schuh, A.W. Holleitner, and J.P. Kotthaus, *Physica E* **40**, 1828 (2008).
17. A.A. High, J.R. Leonard, M. Remeika, L.V. Butov, M. Hanson, and A.C. Gossard, *Nano Lett.* **12**, 2605 (2012).
18. M. Alloing, A. Lemaître, E. Galopin, and F. Dubin, *Sci. Rep.* **3**, 01578 (2013).



19. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 178 (2006).
20. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 390 (2006).
21. V.V. Timofeev, A.V. Gorbunov, and A.V. Larionov, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 295209 (2007).
22. V.V. Timofeev and A.V. Gorbunov, *Phys. Status Solidi C* **5**, 2379 (2008).
23. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 797 (2008).
24. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, Д.А. Демин, А.А. Дремин, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 156 (2009).
25. В.Б. Тимофеев, А.В. Горбунов, Д.А. Демин, *ФНТ* **37**, 229 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 179 (2011)].
26. А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 145 (2012).
27. В.В. Соловьев, И.В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клицинг, В. Дигче, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 647 (2006).
28. М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики*, Наука, Москва (1973).
29. Р. Лоудон, *Квантовая теория света*, Мир, Москва (1976).

## Coherence of Bose–Einstein condensate of dipolar excitons in GaAs/AlGaAs heterostructure

A.V. Gorbunov and V.B. Timofeev

In the presented paper experiments are discussed related with studies of the coherence of dipolar-exciton Bose condensate in GaAs/AlGaAs heterostructure containing a wide single GaAs quantum well and Shottky gate. Dipolar excitons were photoexcited in the ring trap arising along the perimeter of a window in metal gate under applied electrical voltage. With the help of two-beam interference technique related with interference addition of luminescence-light amplitudes and subsequent analysis of correspondent 1-st order correlators both temporal (longitudinal) and spatial (transversal) coherence of exciton condensate have been explored. The transversal coherence length of exciton condensate has been found to exceed considerably thermal de Broglie wavelength of a dipolar exciton. Coherence of the exciton Bose condensate is confirmed also by experimental studies of the luminescence intensity correlations.

PACS: 71.35.Lk Collective effects (Bose effects, phase space filling, and excitonic phase transitions);  
**73.21.-b** Electron states and collective excitations in multilayers, quantum wells, mesoscopic, and nanoscale systems;  
**78.67.-n** Optical properties of low-dimensional, mesoscopic, and nanoscale materials and structures.

Keywords: spatially-indirect excitons, Bose condensation, coherence.