

Крупномасштабная когерентность бозе-конденсата пространственно-непрямых экситонов

А. В. Горбунов¹⁾, В. Б. Тимофеев

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

Поступила в редакцию 7 августа 2006 г.

Исследуется бозе-конденсация пространственно непрямых (дипольных) экситонов в широкой одиночной квантовой яме, помещенной в поперечное гетерослоям электрическое поле. Напряжение прикладывалось между металлической пленкой на поверхности (затвор Шоттки) и проводящим электронным слоем внутри гетероструктуры (встроенный электрод). Возбуждение дипольных экситонов и наблюдение их люминесценции велось через круглые окна в металлической маске диаметром 5 мкм. Экситоны накапливались в кольцевой латеральной ловушке, которая возникала вдоль периметра окон из-за сильно неоднородного электрического поля. При достижении критических условий конденсации, по накачке и температуре, в спектре люминесценции пороговым образом вырастает узкая линия дипольных экситонов, соответствующая экситонному конденсату. В этих условиях в картине люминесценции, которая наблюдалась из окна с разрешением около 1 мкм и селектировалась с помощью интерференционного фильтра, появляется пространственно-периодическая структура эквидистантно расположенных пятен свечения. Реализовано *in situ* оптическое фурье-преобразование пространственно-периодических структур из реального в *k*-пространство. Полученные фурье-образы, воспроизводящие картину распределения интенсивности люминесценции в дальнем поле, демонстрируют результат деструктивной и конструктивной интерференции, а также пространственную направленность люминесценции по нормали к гетерослоям. Эти результаты являются следствием крупномасштабной когерентности конденсированного экситонного состояния в кольцевой латеральной ловушке. Прямые измерения двулучевой интерференции от пар люминесцирующих пятен в кольце позволили установить, что длина пространственной когерентности составляет не менее 4 мкм. Обнаруженные столь большие масштабы пространственной когерентности означают, что экспериментально наблюдаемые периодические структуры люминесценции описываются в условиях бозе-конденсации дипольных экситонов в латеральной ловушке единой волновой функцией.

PACS: 73.21.Fg, 78.67.De

Ранее мы сообщали о наблюдении пространственно-периодических структур люминесценции с эквидистантно расположенными пятнами свечения пространственно непрямых (дипольных) экситонов, у которых электрон и дырка пространственно разделены между соседними квантовыми ямами. Это явление возникало при достижении критических условий, температуры и концентрации, когда происходила, по нашему заключению, бозе-конденсация экситонов в кольцевых ловушках [1]. Эти эксперименты выполнялись на двойных квантовых ямах, разделенных туннельно-прозрачным барьером, в структурах типа Шоттки-фотодиода. Роль внешнего затвора выполняла металлическая пленка на поверхности структуры, в которой средствами электронной литографии протравливались круговые окна, сквозь которые возбуждалась и регистрировалась люминесценция. В работе [1] было высказано предположение, что возникающие пространственно-периодические структуры, со-

ответствующие бозе-конденсату дипольных экситонов, обладают большой пространственной когерентностью. Целью настоящего сообщения является обнаружение прямых доказательств большой пространственной когерентности экситонного конденсата и измерение ее масштабов.

Для исследований экситонной конденсации мы использовали объект, по своей архитектуре отличный от обычно используемых для такого рода исследований. В этой области измерения ведутся, в основном, на двойных квантовых ямах, разделенных туннельно-прозрачным барьером [1–13]. Барьер между квантовыми ямами несомненно привносит свой вклад в хаотический потенциал и тем самым значительно увеличивает неоднородную ширину экситонных линий. В настоящей работе для исследований коллективных свойств пространственно непрямых дипольных экситонов использовалась одиночная квантовая яма в структуре типа Шоттки-фотодиода. На определенные преимущества одиночной квантовой ямы для таких исследований на-

¹⁾e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

ше внимание обратил И.В. Кукушкин, он же любезно предложил для нашей работы соответствующую структуру. В недавно опубликованной статье Кукушкина с соавторами [14] показано, что в одиночной квантовой яме шириной 250 \AA , благодаря высокому структурному совершенству, неоднородное уширение дискретной экситонной структуры уменьшается почти на порядок по сравнению с двойными квантовыми ямами, эквивалентными по результирующей ширине и содержащими туннельный барьер. Это открывает возможность прямого контроля нескомпенсированных носителей заряда при изучении свойств дипольных экситонов. Нескомпенсированные носители заряда могут сильно повлиять на свойства экситонной системы, экранируя кулоновское взаимодействие и усиливая рассеяние экситонов. В работе [14] также продемонстрировано, что с помощью одновременного действия двух лазерных подсветок, осуществляющих фотовозбуждение внутри и над барьером, можно добиваться существенной, в некоторых случаях полной, компенсации избыточных зарядов в квантовой яме и вести работу с дипольными экситонами в электрически нейтральной “среде”.

Итак, для исследований использовалась широкая (250 \AA) одиночная GaAs квантовая яма в GaAlAs/GaAs фотодиоде Шоттки. Ширина ямы в точности равнялась сумме ширин двух квантовых ям с барьером между ними в структуре, исследованной ранее [1]. На поверхность напылялась непрозрачная либо полупрозрачная золотая пленка, выполнявшая роль шоттки-затвора. Внутренним электродом служил электронный канал в квантовой яме шириной 300 \AA , расположенной вблизи легированного кремнием слоя GaAs. Квантовую яму, в которой возбуждались дипольные экситоны, отделяли от затвора Шоттки и от внутреннего электрода изолирующие барьеры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.33$) шириной 1500 и 500 \AA , соответственно. В непрозрачном металлическом затворе с помощью электронно-лучевой (“lift-off”) литографии протравливались круговые окна для возбуждения и наблюдения люминесценции размером 3 , 5 и 10 мкм . Увеличенное изображение окна, через которое велось фотовозбуждение и наблюдение люминесценции, проецировалось либо на входную щель спектрометра, либо, минуя спектрометр, непосредственно на фоточувствительную матрицу охлаждаемой кремниевой CCD-камеры. Используя интерференционные светофильтры, можно было изучать пространственную структуру люминесценции избирательно по спектральному составу. Образец находился в криостате в жидком гелии или в его парах. Эксперименты можно было

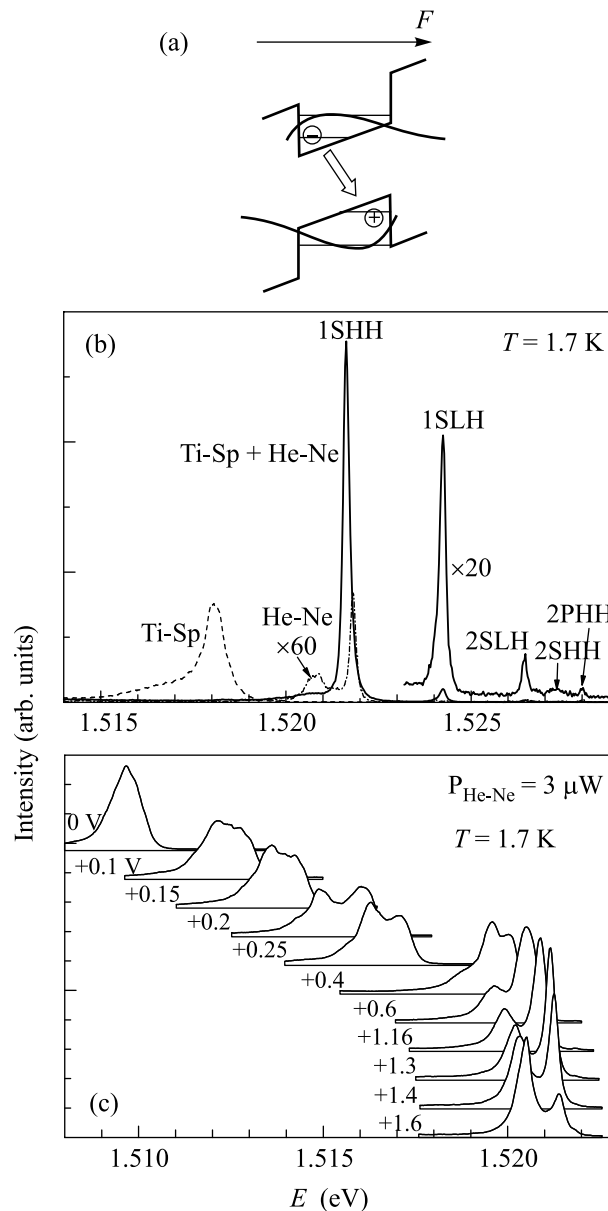


Рис.1. Фотолуминесценция 2D структуры с широкой (250 \AA) одиночной квантовой ямой GaAs/AlGaAs и полупрозрачным верхним электродом. (а) Схема оптических переходов в электрическом поле F , нормальном плоскости ямы. (б) Спектры без приложенного напряжения: пунктир – подбарьерное возбуждение (титан-сапфировый лазер (Ti-Sp), $\lambda = 780 \text{ нм}$, мощность $P = 60 \text{ мкВт}$), штрих-пунктир – надбарьерное возбуждение (He-Ne-лазер, $\lambda = 633 \text{ нм}$, $P = 0.12 \text{ мкВт}$), сплошная линия – одновременное воздействие обоих лазеров с той же мощностью. (с) Эволюция спектров пространственно-непрямой электрон-дырочной рекомбинации при изменении приложенного напряжения (надбарьерное возбуждение)

вести в интервале температур от 1.6 K до 25 K . Передающая оптика позволяла наблюдать либо

реальную картину люминесценции с разрешением до 1 мкм, либо распределение света люминесценции в дальней зоне, то есть производить оптическое фурье-преобразование реального изображения. Для фотовозбуждения использовались титан-сапфировый (Ti-Sp-) и He-Ne-лазеры.

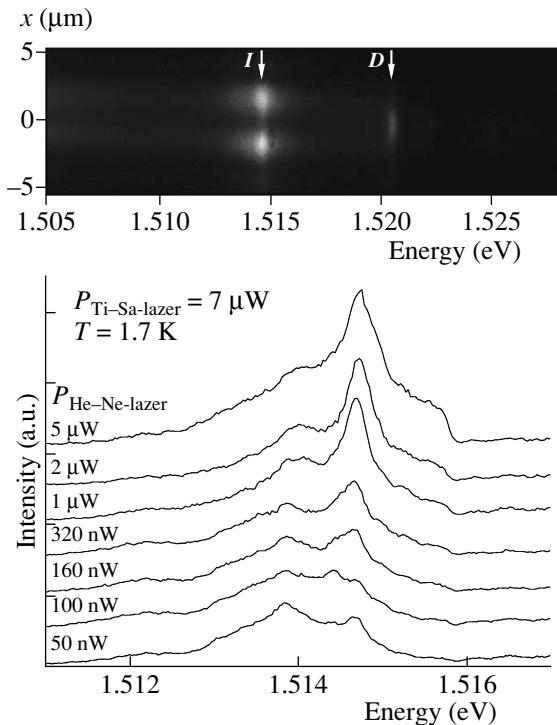


Рис.2. Спектры люминесценции дипольных экситонов в одиночной квантовой яме GaAs/AlGaAs, наблюдаемые из окна диаметром 5 мкм в непрозрачном электроде. (а) Спектр, измеренный с высоким пространственным разрешением вдоль спектральной щели (ось x), $P_{\text{He-Ne}} = 5$ мкВт. (б) Поведение линии дипольных экситонов в зависимости от мощности He-Ne-лазера при одновременном резонансном возбуждении Ti-Sp-лазером. Напряжение $U = +1.46$ В, $T = 1.7$ К

Сначала проиллюстрируем качество использованной структуры с одиночной квантовой ямой и приведем спектры экситонной люминесценции как в отсутствие электрического напряжения, так и при вариации приложенного напряжения. На рис.1а показана схема оптических переходов при приложенном напряжении, а на рис.1б и с – спектры люминесценции без внешнего напряжения и при изменении электрического напряжения, соответственно. Фотовозбуждение осуществлялось с помощью Ti-Sp- и He-Ne-лазеров, а также при их одновременном действии. В этих экспериментах спектры возбуждались и наблюдались сквозь полупрозрачный затвор, и само электрическое поле было достаточно однородным по всей

площади структуры, где велись эти измерения. Видно, что дискретная экситонная структура люминесценции в режиме “плоских зон” (в отсутствие приложенного напряжения), соответствующая основному экситонному состоянию на тяжелой дырке (1S hh₁), а также “горячая” люминесценция, связанная с возбужденными состояниями (1S lh, 2S lh, 2P hh и 2S hh), проявляется в спектрах в виде очень узких линий (рис.1б). Наблюдаемая неоднородная ширина этих линий почти в семь раз меньше ширины линий внутриямных и межъямных экситонов в исследованной ранее структуре с двойными квантовыми ямами [1]. При одновременном включении фотовозбуждения Ti-Sp- и He-Ne-лазеров удавалось максимально скомпенсировать заряды в квантовой яме в соответствии с [14]. Видно также, что при изменении электрического смещения линия дипольных экситонов смещается сначала нелинейно, а затем линейно по полю в соответствии с линейным штарковским сдвигом (рис.1с). В исследованном диапазоне накачек и напряжений ток через структуру не превышал 400 нА.

Рассмотрим теперь эксперименты, когда увеличенное изображение окна маски на образце симметрично проецировалось на входную щель спектрометра, так что щель вырезала только центральную часть изображения окна вдоль диаметра. Электрическое поле внутри структуры, в области окна металлической маски, сильно неоднородно: рассеянное поле минимально в центре и возрастает радиально к краям отверстия. Эксперименты с полупрозрачной маской показали, что поле под металлом оказывается существенно меньше, чем внутри окна, в непосредственной близости к краю. В результате по периметру окна возникает достаточно глубокая асимметричная кольцевая потенциальная яма-ловушка для дипольных экситонов [1]. Спектры люминесценции из окна размером 5 мкм представлены на рис.2. Рис.2а демонстрирует спектр с высоким пространственным разрешением вдоль спектральной щели. Наблюдаемые линии “горячей” люминесценции, смещающиеся от центра окна к его краям, в сущности, отражают неоднородное распределение потенциала в окне в радиальном направлении. В спектре также отчетливо видны яркие пятна люминесценции, размером около 1.5 мкм, расположенные вблизи верхнего и нижнего краев окна и отвечающие излучению дипольных экситонов. Эти области соответствуют дну кольцевой потенциальной ямы, где и накапливаются дипольные экситоны. Видна также “горячая” люминесценция, отвечающая прямым переходам в центре окна, где рассеянное электрическое поле невелико. На рис.2б продемонстрировано, как при детектирова-

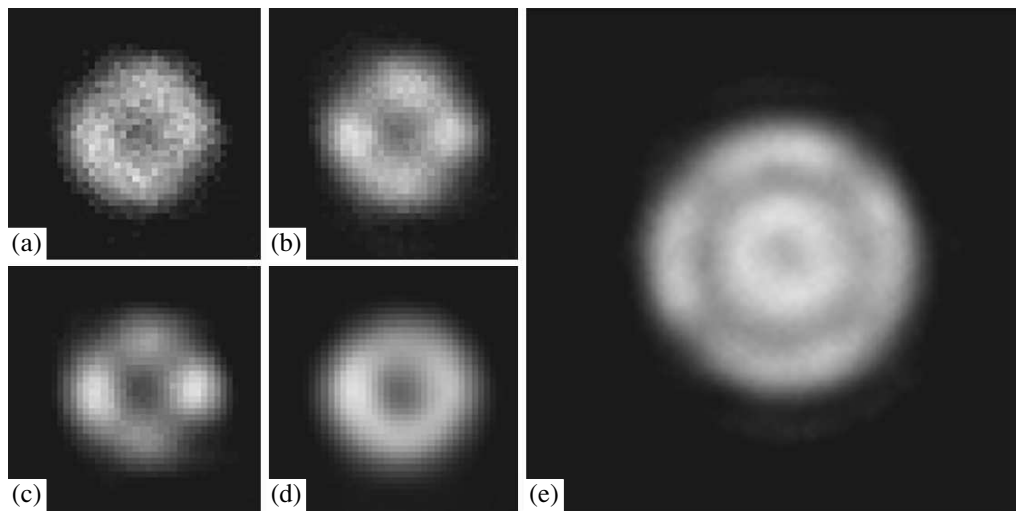


Рис. 3. Пространственное распределение люминесценции дипольных экситонов в 250 \AA квантовой яме GaAs/AlGaAs, наблюдаемое внутри окна в непрозрачном шоттки-затворе. (a)–(d) Диаметр окна $d = 5 \text{ мкм}$, $P_{\text{He-Ne}} = 0.1$ (a), 2.5 (b), 5 (c) и 250 мкВт (d). (e) $d = 10 \text{ мкм}$, $P_{\text{He-Ne}} = 10 \text{ мкВт}$, $U = +1.46 \text{ В}$, $T = 1.7 \text{ К}$. Диаметр лазерного пятна на образце – 50 мкм. Ориентация краев кадра соответствует везде направлениям типа $\langle 110 \rangle$ в плоскости $\{001\}$

нии в таких условиях пороговым образом по накачке вырастает узкая линия дипольных экситонов, соответствующая экситонному конденсату, на фоне континуума, связанного с локализованными экситонными состояниями. Эти наблюдения полностью эквивалентны и согласуются с результатами, опубликованными ранее [6, 7].

Теперь обсудим результаты экспериментов, в которых изображение люминесценции из окна в непрозрачной маске проецировалось непосредственно на детектор, минуя спектральный прибор, а люминесценция дипольных экситонов селективировалась с помощью интерференционного светофильтра. На рис.3 представлена серия изображений пространственной структуры люминесценции непрямых экситонов из окна размером 5 мкм, измеренных при различной мощности лазерного возбуждения и температуре $T = 1.7 \text{ К}$. Видно, что при минимальном фотовозбуждении, когда средняя концентрация экситонов ниже 10^9 см^{-2} , пятно люминесценции почти бесструктурно и интенсивность практически однородно распределена в пределах окна (рис.3а). При увеличении накачки пороговым образом появляется дискретная структура из 4-х пятен, расположенных эквидистантно вдоль периметра окна (рис.3б). Размеры пятен составляют около 1.5–2 мкм, а их геометрическая конфигурация привязана к кристаллографической ориентации $\langle 110 \rangle$ в плоскости структуры. Роль случайного потенциала, который, по-видимому, ответственен за пиннинг пространственной конфигурации пятен свечения, исчерпывающе не ясен и обсуждаться здесь не будет. С ростом накачки, вы-

ше 2–3 мкВт, интенсивность люминесценции перераспределяется между парами пятен вдоль диаметра (рис.3с): видно, что пара пятен по вертикали менее яркая, чем горизонтальная пара. При накачках более 200 мкВт пятна свечения размываются в бесструктурное светящееся кольцо (рис.3д). Структура эквидистантно расположенных пятен свечения исчезает и превращается в бесструктурное кольцо также и при больших приложенных напряжениях, когда в системе накапливается большая плотность нескомпенсированных зарядов, разрушающих экситоны. Такой же эффект накопления зарядов и разрушения экситонов происходит при больших накачках (более 200 мкВт).

В окнах размером 10 мкм структура люминесценции более сложная (рис.3е): помимо дискретной аксиально-симметричной структуры, наблюдается еще и радиальная кольцевая структура. Существенно подчеркнуть, что в случае прямой излучательной рекомбинации, при работе с окнами любого размера, пространственная структура люминесценции отсутствует, то есть интенсивность люминесценции в этом случае при всех реализованных условиях однородна в пределах окон.

На примере окна диаметром 5 мкм было также изучено, как ведет себя дискретная конфигурация из 4-х эквидистантно расположенных пятен при изменении температуры (рис.4). Было установлено, что при возрастании температуры $T > 4 \text{ К}$ пятна начинают размываться вдоль края окна (рис.4б), а при $T > 6 \text{ К}$ вся структура пятен размывается в единое бесструктурное кольцо (рис.4д,е).

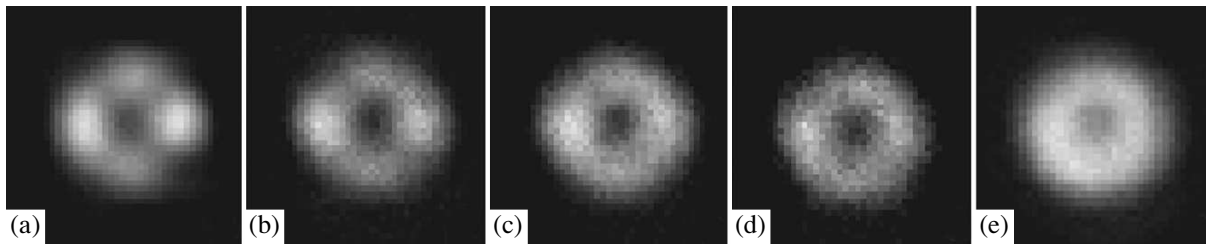


Рис.4. Влияние температуры T на пространственное распределение люминесценции дипольных экситонов в 250 \AA квантовой яме GaAs/AlGaAs, наблюдаемое внутри окна 5 мкм в непрозрачном верхнем затворе. (a) $T = 1.7 \text{ К}$, (b) 4.8 К , (c) 6.3 К , (d) 7.5 К , (e) 16 К ; $P_{\text{He-Ne}} = 5 \text{ мкВт}$, $U = +1.46 \text{ В}$

Результаты оптического Фурье-преобразования пространственно-периодической структуры люминесценции из 4-х пятен (преобразование из реального в k -пространство) приведены на рис.5. В фурье-образах отчетливо проявляются результаты деструктивной и конструктивной интерференций, что является прямым свидетельством крупномасштабной когерентности изучаемой системы. Распределение люминесценции в дальней зоне напоминает “негатив” от распределения интенсивности свечения в реальном пространстве. Эти наблюдения свидетельствуют также о том, что излучение из окна пространственно направлено вдоль нормали к поверхности структуры, и эта направленность, по крайней мере, не меньше угловой апертуры объектива, использовавшегося для оптического фурье-преобразования – около 30° . Угловая апертура, характеризующая направленность излучения, близка к величине $\Delta\varphi \approx \lambda/D = 0.2$, где $\lambda \cong 0.8 \text{ мкм}$ – длина волны излучения, а $D = 4 \text{ мкм}$ – диаметр кольца. Фурье-образ пространственно-периодической структуры люминесценции при увеличении температуры, $T \geq 5 \text{ К}$, размывается и становится бесструктурным. Подчеркнем, что в рассматриваемом случае возможность лазерных эффектов исключена по следующим причинам: экситон-фотонная связь очень слабая, накачки чрезвычайно малы и в системе отсутствует резонатор, то есть положительная обратная связь ничтожно мала.

Длина когерентности определялась независимым образом, с помощью специально поставленных экспериментов по двулучевой интерференции от пары пятен свечения, расположенных вдоль диаметра окна (аналог классического эксперимента Юнга (Young) по интерференционному сложению амплитуд от двух источников). Для отбора пары пятен увеличенное изображение окна ($\times 20$) проецировалось в плоскость скрещенных щелей, с помощью которых можно было выделить любую пару пятен в исследуемой конфигурации. Пример двулучевой интерференции от пары пятен, расположенных горизонтально вдоль диа-

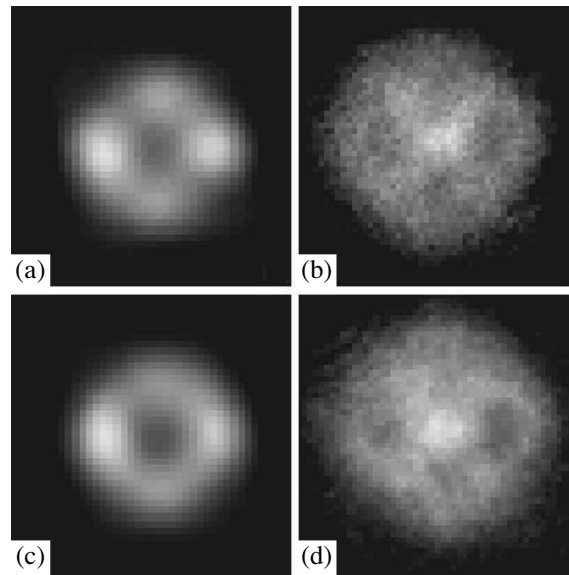


Рис.5. Примеры оптического фурье-преобразования. (a) и (c) Картины люминесценции дипольных экситонов в 250 \AA квантовой яме GaAs/AlGaAs, наблюдаемые внутри окна 5 мкм в непрозрачном верхнем затворе при $P_{\text{He-Ne}} = 10$ и 50 мкВт , соответственно. (b) и (d) Соответствующие фурье-образы (распределение интенсивности в дальней зоне), $T = 1.7 \text{ К}$, $U = +1.46 \text{ В}$

метра окна (рис.6а), приведен на рис.6б. В картине интерференции всегда присутствует максимум нулевого порядка (более высокие порядки интерференции расположены симметрично справа и слева), что свидетельствует об одинаковой фазе в исследуемой конфигурации эквидистантно расположенных пятен. Это означает, что состояние экситонного конденсата в кольцевой ловушке пространственно когерентно и описывается единой волновой функцией. Следует также подчеркнуть, что в условиях реализованных экспериментов экситонный конденсат сильно обеднен и дает вклад в сигнал люминесценции, не превышающий двадцать процентов.

С люминесценцией экситонного конденсата связано еще одно интересное явление. Оказалось, что

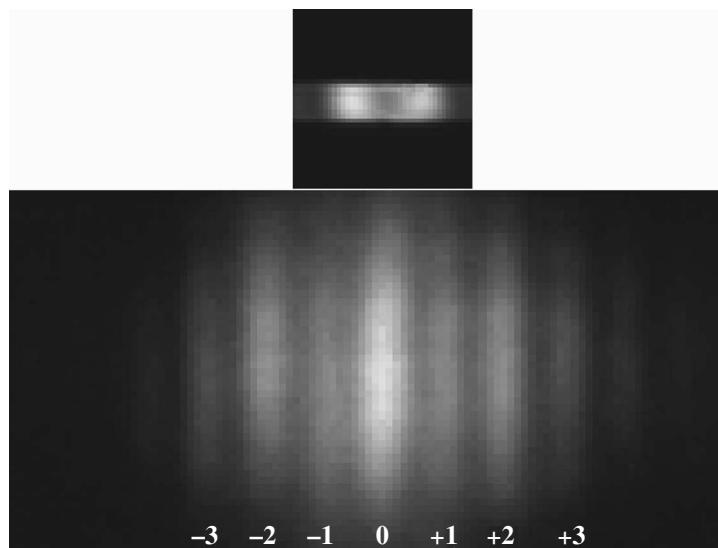


Рис. 6. Интерференция излучения из двух пятен люминесценции внутри окна 5 мкм в непрозрачном Шоттки-затворе над квантовой ямой 250 Å GaAs/AlGaAs. (а) Два диаметрально противоположных пятна, выделенные с помощью скрещенных щелей. (б) Картина интерференции света от выбранной пары пятен, $T = 1.7$ К, $P_{\text{He-Ne}} = 10$ мкВт, $U = +1.46$ В

люминесценция пятен частично линейно поляризована: плоскость поляризации перпендикулярна поверхности структуры и ориентирована в окне радиально. Возможное объяснение этого явления основывается на радиальной асимметрии формы потенциальной ловушки. В этих условиях статические экситонные диполи могут отклоняться от нормали и оказываться несколько наклоненными в радиальном направлении. При этом, естественно, возникает радиальная проекция дипольного момента в плоскости, что может быть одним из объяснений линейной поляризации люминесценции. Нам представляется, что в целом анализ поляризации люминесценции, включая циркулярную поляризацию в условиях резонансного возбуждения, может позволить экспериментально отличить спектральный вклад сконденсировавшейся части экситонов от вклада надконденсатной части.

В заключение подчеркнем, что обнаруженное явление носит коллективный, когерентный характер. Оно возникает в системе взаимодействующих двумерных непрямых экситонов при бозе-конденсации в латеральной ловушке в форме кольца. Коллективное состояние характеризуется большими длинами когерентности и разрушается при увеличении температуры из-за флуктуаций параметра порядка. Это исключает возможность интерпретации данного явления в терминах конденсации в капли диэлектрической экситонной жидкости (для когерентной связи между отдельными каплями такой жидкости нет каких-либо оснований) [15].

Столь большие масштабы пространственной когерентности конденсированной фазы – событие, как нам представляется, неожиданное и нетривиальное. Дело в том, что оценки де-бройлевской тепловой длины волны в конденсате, которая, конечно же, гораздо больше межэкситонного расстояния в условиях эксперимента, дают величины менее 1 мкм, тогда как найденная когерентная длина в обнаруженном конденсате более 4 мкм (скорее всего, длина когерентности масштаба всего периметра кольцевой ловушки). Хотя исследуемая система дипольных экситонов очень слабо взаимодействует со светом, тем не менее, даже слабая экситон-фотонная связь может послужить первопричиной таких больших масштабов когерентности. Изучение этого вопроса применительно к описанным экспериментам имеет самостоятельный интерес.

Со стороны низких плотностей возбуждения (малые экситонные плотности) явление имеет очерченную границу: оно не наблюдается ниже порога подвижности межъямных экситонов, который обусловлен эффектами локализации экситонов на флуктуациях случайного потенциала. В области больших накачек явление также исчезает, однако в этом случае – из-за ионизационного разрушения межъямных экситонов (переход Мотта). Тем не менее динамический диапазон по накачкам, в пределах которого явление наблюдается, достаточно большой: более двух порядков величины. И еще одно существенное замечание: для наблюдения вышеизложенного явления необходи-

ма максимальная компенсация зарядов в системе, которые разрушают экситонные эффекты.

В теоретической работе [16] показано, что при бозе-конденсации межъямных экситонов в латеральной ловушке вихревой характер конденсата проявляется в особенностях углового распределения интенсивности люминесценции, благодаря деструктивной интерференции. Наши экспериментальные результаты по меньшей мере качественно согласуются с заключениями, сделанными в [16]. Мы не исключаем, что обнаруженные в [1] и наблюдаемые в представленной работе пространственно-периодические конфигурации пятен люминесценции отражают вихревой характер сильно взаимодействующей бозе-системы дипольных экситонов.

Мы благодарим И.В. Кукушкина, Л.В. Келдыша, В.Д. Кулаковского, С.В. Иорданского, Ю.Е. Лозовика, В.Г. Лысенко, Л.П. Питаевского и Г.М. Элиашберга за стимулирующие обсуждения результатов настоящей работы, а также С.В. Дубоноса, выполнившего электронную литографию гетероструктур.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Программы Президиума РАН по физике и технологии наноструктур, Программ ОФН РАН по электронным коррелированным системам и по спинтронике.

1. A. V. Gorbunov and V. B. Timofeev, JETP Lett. **83**, 146 (2006).
2. T. Fukuzava, E. E. Mendez, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **64**, 3066 (1990).
3. L. V. Butov, A. L. Ivanov, A. Imamoglu et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 5608 (2001).
4. L. V. Butov, C. W. Lai, A. L. Ivanov et al., Nature (London) **417**, 47 (2002).
5. V. V. Krivolapchuk, E. S. Moskalenko, A. L. Zhmodikov et al., Solid State Commun. **111**, 49 (1999).
6. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, P. A. Ni et al., JETP Lett. **75**, 570 (2002).
7. A. A. Dremin, V. B. Timofeev, A. V. Larionov et al., JETP Lett. **76**, 450 (2002).
8. L. V. Butov, J. Phys.: Cond. Matter **16**, R1577 (2004).
9. D. W. Snoke, Y. Lui, and Z. Voros, cond-mat/0410298.
10. O. L. Berman, Yu. E. Lozovik, D. Snoke et al., Phys. Rev. B **70**, 235310 (2004).
11. Z. Voros, R. Balili, D. W. Snoke et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 226401 (2005).
12. R. Rapaport, Gang Chen, and S. H. Simon, Phys. Rev. B **73**, 033319 (2006).
13. Gang Chen, R. Rapaport, L. N. Pfeiffer et al., cond-mat/0601719.
14. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Ю. Смет и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 647 (2006).
15. В. И. Сугаков, Solid State Commun. **134**, 63 (2005); Физ. Тverd. Тела **48**, 1868 (2006).
16. J. Keeling, L. S. Levitov, and P. B. Littlewood, Phys. Rev. Lett. **92**, 176402 (2004).