

Фазовая диаграмма бозе-конденсации межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах

А. А. Дремин, В. Б. Тимофеев¹⁾, А. В. Ларионов, Й. Хвам⁺²⁾, К. Соеренсен^{+ 2)}

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

⁺ Microelectronic Centre, DK 2800 Lyngby, Denmark

Поступила в редакцию 28 августа 2002 г.

Исследована люминесценция межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах ($n-i-n$ гетероструктуры), содержащих крупномасштабные флуктуации случайного потенциала в плоскостях гетерограниц, при низких температурах вплоть до 0.5 К. Изучались свойства экситонов, у которых фотовозбужденные электрон и дырка пространственно разделены между соседними квантовыми ямами через туннельно прозрачный барьер, при вариации плотности и температуры. Работа велась в пределах доменов масштаба около одного микрона, играющих роль макроскопических ловушек межъямных экситонов. С этой целью поверхность образцов покрывалась металлической маской, содержащей специально приготовленные отверстия (окна) микронного и меньшего размеров. Фотовозбуждение и наблюдение люминесценции велись через такие окна с помощью световодной техники. При небольших накачках межъямные экситоны сильно локализованы из-за остаточных заряженных примесей, а соответствующая линия фотолюминесценции неоднородно уширена. При увеличении мощности лазерного возбуждения пороговым образом вырастает узкая линия делокализованных экситонов, которая с ростом накачки сильно увеличивается по интенсивности, сужается (ширина менее 1 мэВ) и сдвигается в сторону меньших энергий (около 0.5 мэВ) в соответствии с накоплением экситонов в нижайшем состоянии в домене. С ростом температуры эта линия исчезает в спектре неактивационным образом. Обнаруженное явление связывается с бозе-эйнштейновской конденсацией в квазидвумерной системе межъямных экситонов. В исследованном интервале температур (0.5–3.6) К определены критические величины экситонной плотности и температуры и построена фазовая диаграмма, очерчивающая область экситонного конденсата.

PACS: 73.20.Mf, 73.21.Fg

В последние годы интерес к явлению бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) стимулирован впечатляющими достижениями по обнаружению и исследованию этого явления в разреженных и сильно охлажденных газах атомов, удерживаемых магнитными ловушками [1]. Из-за большой массы атомов критические температуры БЭК в разреженных газах оказываются в области температур порядка и ниже микро Кельвина. У водородоподобного экситона в полупроводниках, являющегося композитным бозоном, массы на несколько порядков легче. Поэтому БЭК в разреженном газе водородоподобных экситонов ожидается при гораздо более высоких температурах, порядка 1 К [2]. В последние годы ведется интенсивный поиск и исследования БЭК экситонов в двумерных (2D) системах на основе полупроводниковых гетероструктур [3–19].

Ранее нами была исследована фотолюминесценция (ФЛ) межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах, содержащих длиннопериодные флуктуации случайного потенциала в плоскостях гетерограниц [19]. Крупномасштабные флуктуации присутствовали благодаря использованию техники прерывания эпитаксиального роста на гетерограницах квантовых ям [20]. Были изучены свойства межъямных экситонов при вариации их концентрации и температуры в пределах одиночных доменов масштаба ~ 1 мк. Для реализации возможности работы с одиночным доменом поверхность структуры покрывалась непрозрачной металлической маской, в которой литографическим способом приготавливались окна микронного и меньшего размеров, через которые осуществлялось фотовозбуждение и последующее наблюдение фотолюминесценции. В одиночном домене, играющем по существу роль макроскопической ловушки, межъямные экситоны легче накопить до критических плотностей, когда экситоны начинают проявлять коллективные свойства. В услови-

¹⁾ e-mail: timofeev@issp.ac.ru

²⁾ J. Hvam, K. Soerenen.

ях резонансного лазерного возбуждения, генерирующего внутриямные, $1s$ НН-экситоны, было обнаружено, что при небольших мощностях и достаточно низких температурах межъямные экситоны оказываются сильно локализованными, а соответствующая линия фотолюминесценции неоднородно уширенной (ширина линии на полувысоте около 2.5 мэВ). При увеличении мощности резонансного возбуждения пороговым образом вырастает узкая линия делокализованных межъямных экситонов (минимальная ширина линии менее 350 мкэВ), которая с ростом накачки возрастает по интенсивности и несколько сдвигается в сторону меньших энергий (около 0.5 мэВ) в соответствие с заполнением нижайшего состояния в домене. С ростом температуры и при фиксированной накачке эта линия исчезает в спектре неактивационным образом, а именно: интенсивность линии уменьшается по степенному закону с ростом температуры. Обнаруженное явление свидетельствует о бозе-конденсации в квазидвумерной системе межъямных экситонов в условиях пространственного ограничения, которое определяется размерами латеральных доменов масштаба 1 мк. Учитывая, что ширина узкой линии практически не изменяется при вариации температуры, ее появление в спектре люминесценции связывается с конденсировавшейся долей экситонов в $K = 0$. В изученном нами интервале температур (1.5–3.4) К было установлено, что критические величины экситонной плотности и температуры связаны между собой по закону, близкому к линейному. В настоящей работе исследуется явление бозе-конденсации межъямных экситонов в такой же по архитектуре гетероструктуре, но при более низких температурах, вплоть до 0.5 К. Главная цель настоящей работы – установить, как выглядит фазовая диаграмма этого коллективного явления в исследованном интервале температур (0.5–3.4) К.

Исследовалась $n-i-n$ GaAs/AlGaAs гетероструктура с двойными квантовыми ямами GaAs/AlAs/GaAs. Ширина GaAs квантовых ям 12 нм, а ширина четырех-монослойного AlAs барьера 1.1 нм. Структура выращивалась с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии на легированной GaAs подложке n -типа (с концентрацией легирующей примеси Si: $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), имеющей кристаллографическую ориентацию (001). На подложку сначала наращивался буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм, легированный Si: $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Затем располагался изолирующий слой ($x = 0.33$) толщиной 12 нм и десятипериодная сверхрешетка ($x = 0.33$) с периодом 3 нм. Далее наращивалась двойная квантовая яма GaAs/AlAs/GaAs. За двойной квантовой ямой вновь

располагался изолирующий слой ($x = 0.33$) толщиной 12 нм, содержащий десятипериодную сверхрешетку AlAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.33$) с периодом 3 нм. Затем шел проводящий слой 0.1 мкм GaAs, легированный Si: $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Вся структура закрывалась изолирующим слоем GaAs толщиной 10 нм (“top layer”). На границах двойных квантовых ям наращивались четырех-монослойные AlAs барьеры. При эпитаксиальном росте этих барьеров использовалась техника прерывания роста (“growth interruption technique”). Использование такой техники приводило к возникновению длиннопериодных латеральных флуктуаций случайного потенциала, связанных с флуктуациями ширины AlAs барьеров. Металлические контакты из сплава Cr/Ge/Au наносились на буферный слой и легированный слой на верхней части мезы.

На поверхность $n-i-n$ структуры с описанной выше архитектурой методом взрывной (“lift-off”) электронно-лучевой литографии формировалась металлическая маска (пленка алюминия 120 нм) с отверстиями (окнами) диаметром до 0.5 мкм. Поверхность образца представляла собой прямоугольную матрицу из регулярно расположенных окон, прозрачных для света. Расстояния между окнами составляло 150 мкм. Работа велась таким образом, что возбуждение и регистрация сигнала люминесценции осуществлялись через одиночные окна. Подчеркнем, что алюминиевая пленка не имела контакта с n^+ -контактной областью гетероструктуры.

Для исследований спектров люминесценции при температурах (0.5–1.4) К образец размещался в низкотемпературной камере, в которую конденсировались пары He³. Образец находился непосредственно в жидком гелии. Температура в этой области регулировалась откачкой паров He³ с помощью криоабсорбционного насоса и контролировалась резистивным термометром.

Для возбуждения люминесценции и сбора сигнала люминесценции использовалась световодная техника. Работа велась с 50-мкм световодом. С помощью специально сконструированного устройства центр световода размещался непосредственно перед микронным окном. Возбуждение люминесценции при работе со световодом осуществлялось с помощью одномодового и непрерывного He–Ne-лазера. Чтобы минимизировать влияние рассеянного света, перед входной щелью двойного монохроматора (Ramalog-1000) размещался линейный поляризатор, у которого направление поляризации было ортогонально поляризации возбуждающего лазера. Регистрация спектров люминесценции на выходе монохроматора осуществ-

влялась линейкой приборов зарядовой связи (ССД-камерой).

Результаты, свидетельствующие о конденсации экситонов, были получены при возбуждении через окно в металлической маске диаметром менее одного микрона. На рис.1 представлены спектры люминесценции межъямных экситонов (I-линия), из-

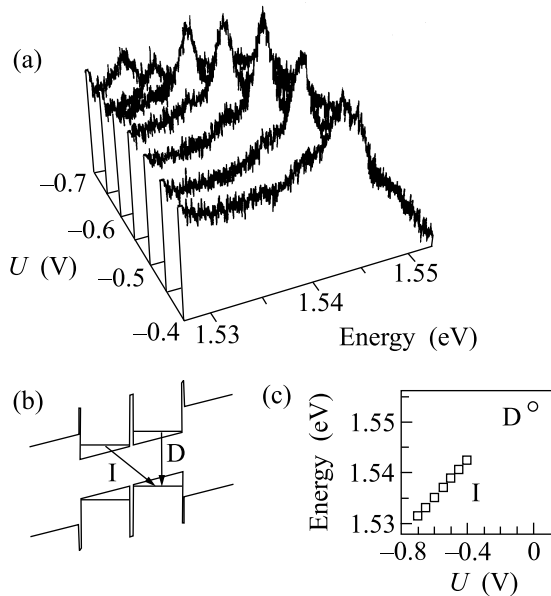


Рис.1. (а) Поведение спектров люминесценции межъямных экситонов при изменении приложенного электрического напряжения, $T = 0.55$ К. На (b) и (c) показаны: схема оптических переходов и зависимость спектральных позиций прямого (D) и межъямного (I) экситонов при вариации электрического смещения

меренные при различных приложенных электрических смещениях и температуре гелиевой ванны 0.55 К. Схему оптических переходов иллюстрирует рис.1b. В области внутриямной люминесценции, не показанной на рисунке, при нулевом электрическом смещении наблюдаются две линии: свободного экситона на тяжелой дырке, $1s$ -НН, и связанного экситона [18]. Линия межъямных экситонов, I-линия, появляется в спектрах, когда, при включенном электрическом поле величина штарковского сдвига энергетических зон размерного квантования, $eF\Delta z$, начинает превосходить разность энергий связи внутриямного и межъямного экситонов: $eF\Delta z > E_D - E_I$. Из рис.1 следует, что линия межъямного экситона с высокой точностью сдвигается линейно при изменении величины электрического поля (см. также рис.1c). Это является прямым свидетельством того, что I-линия отвечает межъямному экситону, у которого элек-

трон и дырка находятся в соседствующих квантовых ямах, разделенных туннельно прозрачным барьером. С ростом приложенного напряжения времена излучательной аннигиляции межъямных экситонов изменяются, а именно возрастают более чем на порядок, из-за уменьшения перекрытия волновых функций электрона и дырки в экситоне через барьер. При этом, как это следует из рис.1, интенсивность люминесценции в условиях стационарного возбуждения меняется не сильно. Это подтверждает ранее сделанное заключение [19], что квантовый выход люминесценции межъямных экситонов достаточно высокий и безызлучательными переходами можно пренебречь. В свою очередь, это свидетельствует о высоком качестве исследуемой гетероструктуры.

При небольших плотностях возбуждения, менее 10 мкВт, и $T = 0.55$ К спектр люминесценции представлен относительно широкой и асимметричной полосой (ширина полосы около 3 мэВ, см. рис.2). Эта полоса неоднородно уширена и, по нашему мнению

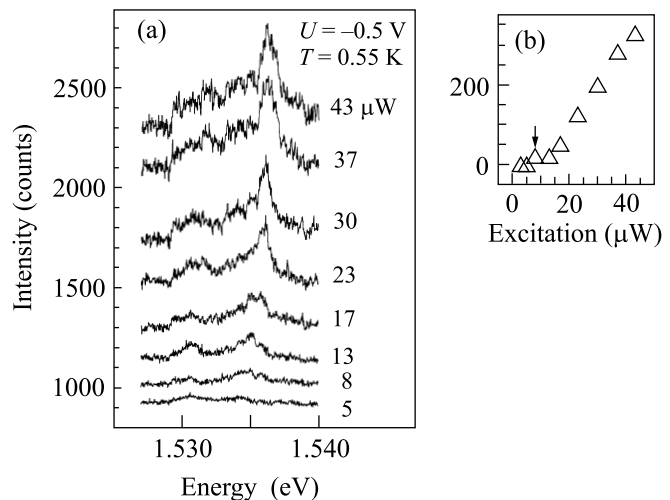


Рис.2. (а) Спектры люминесценции межъямного экситона (I-линия) при различных мощностях возбуждения He-Ne-лазером при приложенном напряжении $U = -0.5$ В и $T = 0.55$ К. (b) зависимость интенсивности линии межъямного экситона в функции мощности оптической накачки. Стрелкой показана величина порога мощности, начиная с которого I-линия появляется в спектре

[19], имеет происхождение, связанное с сильной локализацией межъямных экситонов на флуктуациях случайного потенциала из-за остаточных заряженных примесей. При увеличении накачки (> 10 мкВт) на фиолетовом краю широкой полосы пороговым образом начинает появляться и затем возрастать по интенсивности узкая линия. События с ростом накачки качественно развиваются так же, как и при

резонансном возбуждении при более высоких температурах, $T > 1.5$ К [19]. Интенсивность узкой I-линии растет с ростом накачки линейным образом (см. рис.2b), однако существенно быстрее по сравнению с бесструктурным фоном люминесценции под ней. Сама I-линия с ростом накачки сдвигается примерно на 0.5 мэВ в сторону меньших энергий. Минимальная ширина I-линии составляет 0.7 мэВ, то есть эта линия при возбуждении Ne-Ne-лазером примерно вдвое шире по сравнению с тем, что наблюдается при резонансном возбуждении Ti-сапфировым лазером и том же спектральном разрешении. Бесструктурная полоса люминесценции под I-линией с ростом мощности возбуждения возрастает линейно. При дальнейшем увеличении накачки (более 50 мкВт) узкая линия межъямных экситонов начинает уширяться и затем, монотонно уширяясь, сдвигается в сторону больших энергий вследствие эффекта экранирования внешнего электрического поля. Отсюда, по величине спектрального сдвига можно оценить концентрацию межъямных экситонов по формуле Гаусса:

$$\delta E = 4\pi e^2 N D / \epsilon, \quad (1)$$

где d – расстояние между пространственно разделенными $e-\hbar$ слоями, N – экситонная плотность, а ϵ – диэлектрическая проницаемость. Например, если принять расстояние между электрон-дырочными слоями равным 10 нм, то I-линия испытывает сдвиг 1.4 мэВ в сторону больших энергий при концентрации межъямных экситонов 10^{10} см $^{-2}$.

Ранее было показано, что узкая линия межъямных экситонов исчезает в спектрах люминесценции при $T > 3.4$ К. Ниже мы проиллюстрируем, в качестве примера, какова чувствительность данного явления к температуре (см. рис.3). На рис.3а видно, что при $T = 1.29$ К узкая линия исчезает на фоне бесструктурной полосы люминесценции локализованных экситонов при уменьшении мощности возбуждающего лазера $P < 14$ мкВт. Однако если зафиксировать величину критической мощности на уровне 14 мкВт, которая соответствует исчезновению линии в спектре, и понизить температуру образца, то эта узкая линия снова возникает на фиолетовом краю бесструктурного континуума, и ее интенсивность продолжает увеличиваться по мере дальнейшего охлаждения (см. рис.3б). Уже при $T < 1.14$ К и более низких температурах узкая линия отчетливо видна в спектрах, и ее интенсивность продолжает расти при понижении температуры. В области $T < (0.5 - 1.5)$ К мы установили следующую законо-

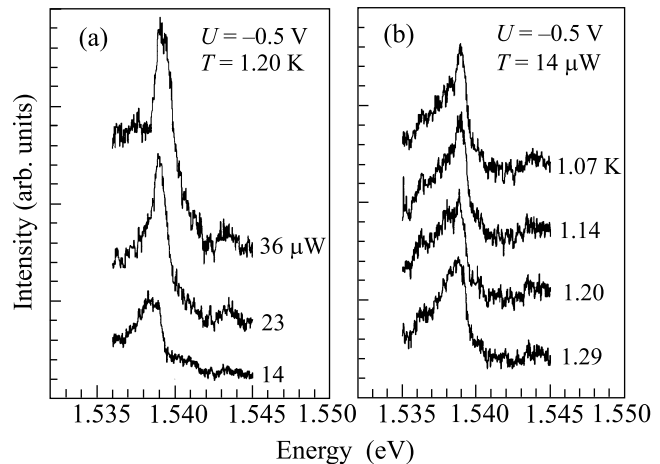


Рис.3. (а) Зависимость интенсивности I-линии от накачки и $T = 1.29$ К, приложенное электрическое смещение -0.5 В. (б) Поведение спектров при накачке 14 мкВт и последовательном охлаждении структуры. I-линия появляется в спектре при $T < 1.2$ К

мерность поведения ее интенсивности при вариации температуры:

$$I_T \sim (1 - T/T_c)^\alpha, \quad (2)$$

где I_T – интенсивность линии при температуре T ; критическая температура, при которой узкая линия исчезает в спектре, $-T_c$, а показатель степени $\alpha \approx 1$.

Судя по поведению узкой линии межъямных экситонов в зависимости от температуры и накачки, обнаруженное явление демонстрирует все черты фазового перехода, связанного с бозе-конденсацией экситонов, то есть при достижении критических величин плотности и температуры возникает новая, коллективная фаза межъямных экситонов. Поэтому мы попытались установить, как выглядит фазовая диаграмма в условиях бозе-конденсации межъямных экситонов. С этой целью при каждой заданной температуре, в исследованном интервале $T = (0.5 - 3.6)$ К, исследовалась зависимость спектров люминесценции от мощности накачки и определялась пороговая величина мощности, P_c , при которой начинает появляться (исчезать) в спектре узкая линия. Таким образом, фазовая диаграмма строилась в координатах $(P_c - T)$, и для ее построения использовалась линейная область зависимости интенсивности узкой линии от мощности лазерного возбуждения. Результирующая фазовая диаграмма изображена на рис.4 в линейных и логарифмических координатах (см. вставку к рис.4). Экспериментально было установлено, что возбуждение Ne-Ne-лазером почти в пять раз более эффективно рождает $e-\hbar$ пары в двойных кванто-

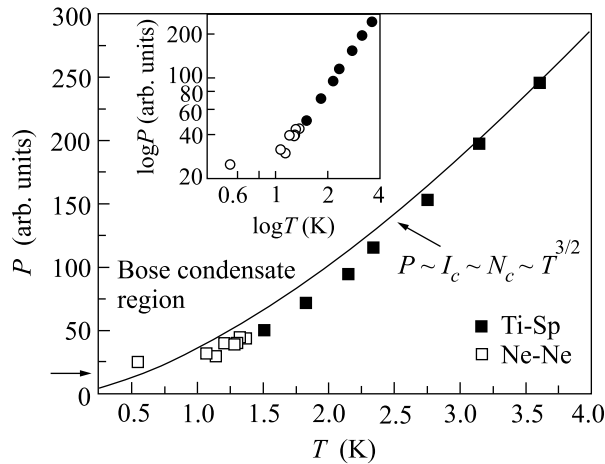


Рис.4. Фазовая диаграмма бозе-конденсации межъямных экситонов в температурном интервале $T = (0.5 - 3.6)$ К

вых ямах по сравнению с резонансным возбуждением с помощью Ti-сапфирового лазера. Это объясняется, главным образом, низким коэффициентом резонансного поглощения в ДКЯ. На рис.4 экспериментальные точки, полученные с помощью He-Ne- и Ti-сапфирового лазеров, показаны разными символами. Диапазон накачек менялся в пределах порядка величины (от десятка до двух сотен мкВт). О величине концентрации межъямных экситонов можно было судить только по высокоэнергетическому сдвигу узкой линии при больших накачках из-за эффекта экранирования приложенного напряжения. При минимальной реализованной температуре $T = 0.55$ К и мощности возбуждения 10 мкВт, когда узкая линия только начинает пороговым образом появляться в спектре, плотность экситонов, оцениваемая по формуле (1), составляет $N_c(T = 0.55 \text{ К}) = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. В представленной фазовой диаграмме шкала накачек, интенсивностей узкой линии и плотностей межъямных экситонов связаны линейным образом ($P \sim I \sim N$).

Найденная фазовая диаграмма имеет необычный вид. В интервале температур (1.2–3.6) К величины критических плотностей и температур, при которых происходит конденсация, связаны между собой степенным образом, а именно:

$$N_c \sim T_c^\alpha, \quad (3)$$

где $\alpha = 3/2$. Такая степенная зависимость является неожиданным фактом. Дело в том, что при наличии латеральных пространственных ограничений величина критической температуры должна быть связана с

плотностью невзаимодействующих экситонов по закону, скорее близкому к линейному:

$$T_c \approx \pi \hbar^2 N_{ex} / g k_B m_{ex} \ln(N_{ex} \times S), \quad (4)$$

где $g = 4$ характеризует вырождение экситонного состояния по спину, m_{ex} – трансляционная масса экситона, а S – площадь латерального ограничения. Возможная причина расхождения с этой зависимостью кроется в том, что исследуемая нами система является квазидвумерной, а газ межъямных экситонов неидеален, поскольку межъямные экситоны взаимодействуют между собой.

При температурах $T < 1.2$ К и вплоть до 0.5 К, где наиболее сильно проявляются эффекты сильной локализации, связь между величиной критической плотности и температуры не удастся описать простым степенным законом. Следует также подчеркнуть, что исследуемое явление бозе-конденсации проявляется в шкале экситонных концентраций в ограниченных пределах: $N_{loc} < N_{ex} < N_{I-M}$. Нижний предел, связанный с небольшими концентрациями, обусловлен эффектами сильной локализации межъямных экситонов в домене (ловушке) на дефектах. Оцениваемая нами плотность локализованных состояний в исследованных структурах $N_{loc} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Именно локализованные состояния, по-видимому, и определяют необычный вид фазовой диаграммы при самых низких температурах. Верхний предел (большие концентрации) обусловлен разрушением экситонов вследствие перехода изолятор – металл, N_{I-M} . Действительно, при увеличении мощности возбуждения He-Ne-лазера выше 200 мкВт линия люминесценции межъямных экситонов начинает сильно уширяться и сдвигается в сторону больших энергий. Сдвиг I-линии происходит вследствие экранирования приложенного электрического поля, а ее уширение – из-за перекрытия волновых функций экситонов в плоскости квантовых ям и возникающего фермиевского отталкивания между электронами в одной яме и дырками в другой. Мы оцениваем плотность, при которой межъямные экситоны разрушаются и возникает электрон-дырочная плазма с пространственно разделенными электронами и дырками, равной $N_{I-M} < 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Этой плотности соответствует безразмерный параметр $r_S = 1/\sqrt{\pi N_{I-M} a_B} < 2$.

В недавно опубликованной работе [21] рассмотрено явление бозе-эйнштейновской конденсации в системе невзаимодействующих двумерных экситонов при наличии дискретного спектра локализованных состояний ниже континуума протяженных экситонных состояний. В работе обращено внимание, что даже при наличии одиночного дискретного уровня

ε_0 , расположенного ниже порога подвижности экситонов, химический потенциал экситонов μ при достижении критических условий конденсации не равен нулю в силу физических ограничений, а именно, $-\mu > -\varepsilon_0 = |\varepsilon_0|$, то есть $|\mu|_{\min} = |\varepsilon_0|$. Отсюда, при достижении критической температуры, возникает максимальное число протяженных экситонных состояний, $(N_{ex})_{\max}$. Когда температура становится ниже критической, T_c , концентрация N становится больше $(N_{ex})_{\max}$, и избыточная часть бозе-частиц $N - (N_{ex})_{\max}$ должна конденсироваться в локализованные состояния в макроскопических количествах. Если же вернуться к рассмотренным выше экспериментам, то при мощностях возбуждения ниже пороговых мы наблюдаем широкую, неоднородно уширенную полосу люминесценции, соответствующую континууму локализованных состояний. Однако выше порога вырастает узкая, одиночная линия, интенсивность которой растет много быстрее, чем бесструктурный континуум под ней. Причем эта узкая линия возникает вблизи края подвижности делокализованных экситонных состояний [6]. Эти наблюдения не согласуются с заключением указанной работы [21]. По-видимому, в присутствии локализованных состояний, а также при пространственных ограничениях, связанных с латеральными размерами доменов (ловушек), бозе-конденсация делокализованных межъямных экситонов происходит в изученной системе по более сложному сценарию.

В заключение авторы благодарят С. И. Дорожкина за предоставленную для работы низкотемпературную камеру He^3 , А. В. Баженова за помощь в эксперименте, С. В. Дубоноса за электронное литографирование гетероструктуры. Пользуемся возможностью поблагодарить Российский фонд фундаментальных исследований (проекты # 01-02-16471, # 02-01-06349 и # 02-02-16791) и Государственную научно-техническую программу ФТНС по наноструктурам за частичную финансовую поддержку.

1. M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews et al., *Science* **269**, 198 (1995); D. S. Jin, J. R. Ensher,

M. R. Matthews et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 420 (1996); M. R. Andrews, M. O. Mewes, N. J. van Druten et al., *Science*, **273**, 84 (1996).

2. С. А. Москаленко, ФТТ **4**, 276 (1962); I. M. Blatt, K. W. Boer, and W. Brandt, *Phys. Rev.* **126**, 1691 (1962); R. S. Casella, *J. Appl. Phys.* **34**, 1703 (1963).

3. T. Fukuzawa, E. E. Mendez, and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3066 (1990).

4. J. E. Golub, K. Kash, J. P. Harbison, and L. T. Flores, *Phys. Rev.* **B41**, 8564 (1990).

5. L. V. Butov, A. Zrenner, G. A. Abstreiter et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 304 (1994).

6. V. B. Timofeev, A. V. Larionov, A. S. Ioselevich et al., *JETP Lett.* **67**, 613 (1998).

7. V. V. Krivolapchuk, E. S. Moskalenko, A. L. Zhmodikov et al., *Solid State Commun.* **111**, 49 (1999).

8. L. V. Butov, A. Imamoglu, A. V. Mintsev et al., *Phys. Rev.* **B59**, 1625 (1999).

9. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, J. M. Hvam et al., *JETP* **90**, 1093 (2000).

10. L. V. Butov, A. V. Mintsev, Yu. E. Lozovik et al., *Phys. Rev.* **B62**, 1548 (2000).

11. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, J. M. Hvam et al., *JETP Lett.* **75**, 200 (2002).

12. D. Yoshioka and A. H. MacDonald, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 4211 (1990).

13. X. M. Chen and J. J. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 895 (1991).

14. Xuejun Zhu, P. L. Littlewood, M. S. Hybersten, and T. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1633 (1995).

15. J. Fernandez-Rossier and C. Tejedor, *Phys. Rev. Lett* **78**, 4809 (1997).

16. Yu. E. Lozovik and O. L. Berman, *JETP* **84**, 1027 (1997).

17. Yu. E. Lozovik and I. V. Ovchinnikov, *JETP Lett.* **74**, 288 (2001).

18. V. B. Timofeev, A. V. Larionov, M. Grassi Alessi et al., *Phys. Rev.* **B60**, 8897 (1999).

19. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, P. A. Ni et al., *JETP Lett.* **75**, 570 (2002).

20. S. W. Brown, T. A. Kennedy, D. Gammon et al., *Phys. Rev.* **B54**, R17339 (1996).

21. J. F. Jan and Y. C. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **58**, R1714 (1998).