

# ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В УСЛОВИЯХ БОЗЕ-КОНДЕНСАЦИИ МЕЖЪЯМНЫХ ЭКСИТОНОВ

*А. В. Горбунов, В. Е. Бисти\*, В. Б. Тимофеев*

*Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 2 декабря 2004 г.,  
после переработки 4 апреля 2005 г.

Исследована фотолюминесценция межъямных экситонов в двойных квантовых ямах GaAs/AlGaAs (NIN-гетероструктуры), содержащих крупномасштабные флуктуации случайного потенциала в плоскостях гетерограниц. Свойства экситонов, у которых фотовозбужденные электрон и дырка пространственно разделены между соседними квантовыми ямами, изучались при вариации плотности мощности нерезонансного лазерного возбуждения и температуры (1.5–4.2 К) как при латеральном (в плоскости гетерограницы) ограничении области возбуждения масштабом в несколько микрон, так и без него: непосредственно из области лазерного фотовозбуждения, сфокусированного в размеры не более 30 мкм. При небольших накачках (меньше одного мкВт) межъямные экситоны сильно локализованы из-за мелкомасштабных флуктуаций случайного потенциала, а соответствующая линия фотолюминесценции неоднородно уширена до 2.5–3 мэВ. С увеличением мощности возбуждения пороговым образом вырастает узкая линия делокализованных экситонов шириной около 1 мэВ, интенсивность которой вблизи порога сверхлинейно увеличивается с ростом накачки. При фиксированной накачке интенсивность этой линии с повышением температуры уменьшается по линейному закону вплоть до ее исчезновения в спектре. Обнаруженное явление связывается с бозе-конденсацией в квазидвумерной системе межъямных экситонов. В рамках использованной модели показано, что линейный закон поведения интенсивности люминесценции при изменении температуры вплоть до ее исчезновения в континууме спектра фотолюминесценции реализуется только для конденсированной части межъямных экситонов. В то же время люминесценция надконденсатной части экситонов очень слабо чувствительна к вариациям температуры в изученном температурном интервале.

PACS: 73.21.Fg, 78.67.De

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Туннельно связанные квантовые системы, сверхрешетки и двойные квантовые ямы (ДКЯ) давно находятся в центре интенсивных исследований [1–16]. Интерес к этим двумерным системам связан, в частности, с принципиальной возможностью пространственного разделения фотовозбужденных электронных и дырочных носителей заряда. В ДКЯ с электрическим смещением, приложенным перпендикулярно слоям, сдвигающим энергетические зоны, можно возбуждать экситоны, у которых электрон и дырка находятся в разных квантовых ямах (КЯ), разделенных туннельно прозрачным барье-

ром [2]. Такие экситоны называются пространственно-непрямыми (I), или межъямными, в отличие от прямых внутриямных экситонов (D), у которых электрон и дырка расположены в одних и тех же КЯ. Межъямные экситоны, в отличие от внутриямных, являются долгоживущими (излучательные времена могут составлять десятки и более нс) из-за частичного перекрытия волновых функций электронов и дырок через туннельно-прозрачный барьер, в направлении приложенного электрического поля. Поэтому такие экситоны нетрудно накапливать, а сам газ межъямных экситонов может быть охлажден до достаточно низких температур, близких к температуре решетки. Из-за нарушенной инверсной симметрии межъямные экситоны необычны в том

\*E-mail: bisti@issp.ac.ru

отношении, что имеют дипольный момент уже в основном состоянии. При достаточно большой величине дипольного момента такие экситоны из-за сильного диполь-дипольного отталкивания не могут связываться в молекулы или другие многочастичные экситонные комплексы.

Экситоны являются композитными бозонами, поскольку содержат две фермиевские квазичастицы — зонные дырку и электрон. Поэтому их коллективные свойства должны подчиняться бозе-эйнштейновской статистике. Именно на этом основывалось предположение, сформулированное в ряде теоретических работ еще в ранних 60-х годах [17], о возможности бозе-эйнштейновской конденсации слабо неидеального и разреженного экситонного газа в полупроводниках при достаточно низких температурах, когда  $na_{ex}^d \ll 1$  ( $n$  — концентрация экситонов,  $a_{ex}$  — боровский радиус экситона,  $d$  — размерность системы). Удобным модельным объектом исследований этого явления в полупроводниковых гетероструктурах оказались квазидвумерные межъямные экситоны [2–5]. Однако следует иметь в виду, что в идеальной и неограниченной  $2D$ -системе, где плотность одночастичных состояний постоянна, бозе-эйнштейновская конденсация при конечных температурах не может происходить по принципиальным причинам. Это связано с расходимостью числа заполняемых состояний, когда химический потенциал  $\mu \rightarrow 0$ , а также с флуктуациями, разрушающими параметр порядка [18]. В квазидвумерных системах с пространственным (латеральным) ограничением бозе-эйнштейновская конденсация, тем не менее, может происходить при конечных температурах. Если двумерная система ограничена в плоскости и имеет характерный латеральный размер домена  $L$ , то в энергетическом спектре такой системы минимальная энергия  $E_0$  будет составлять по порядку величины  $E_0 = \hbar^2 \pi^2 / ML^2$  ( $M$  — латеральная масса межъямного экситона). При температурах ниже критической должно наступить макрозаполнение нижнего энергетического состояния (это явление полностью аналогично бозе-конденсации в трехмерном случае). Связь критической температуры  $T_c$  и пороговой концентрации  $n_0$ , начиная с которой, т. е. при  $n > n_0$ , частицы начинают накапливаться в нижнем энергетическом состоянии, определяется уравнением

$$n_0(T_c) = \int_{E_0}^{\infty} f(E, \mu = 0) D(E) dE = D(E) T_c \ln \frac{T_c}{E_0}, \quad (1)$$

$D(E)$  — плотность состояний,  $E_0 \ll T_c$ . Критическая температура в латерально ограниченной  $2D$ -системе, где число состояний конечно,

$$T_c \approx \frac{2\pi \hbar^2 n}{g_{ex} k_B M \ln(nS)}, \quad (2)$$

т. е. уменьшается логарифмически с ростом площади  $S \propto L^2$ , занятой  $2D$ -газом бозе-частиц,  $g_{ex}$  — фактор спинового вырождения,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $L$  — характерный линейный размер домена.

Пространственные ограничения для свободного движения экситонов в плоскости квантовых ям могут возникать из-за крупномасштабных флуктуаций случайного потенциала, связанных с вариациями ширины квантовых ям на гетерограницах  $w(r)$ . С этими вариациями можно связать изменения эффективного латерального потенциала  $U(r) = U(w(r))$ . В условиях квазиравновесия распределение экситонной плотности будет определяться равенством  $\mu(n(r)) + U(r) = \mu$ , где химический потенциал  $\mu$  межъямных экситонов связан с их средней плотностью, а  $\mu(n(r))$  — химический потенциал однородной экситонной фазы в области пространственного ограничения (домена). Очевидно, что  $\mu(n(r)) < \mu$ , так как  $\mu(n) = -E_{ex} + \delta U$  ( $E_{ex}$  — энергия связи экситона), поэтому в области латеральной локализации экситоны легче накопить, и плотность экситонов в таких областях, играющих по сути роль ловушек для экситонов, может существенно превысить их среднюю плотность в плоскостях квантовых ям [11]. Критические условия, соответствующие бозе-конденсации межъямных экситонов, легче реализовать именно в латеральных доменах (ловушках).

Ранее нами было продемонстрировано [19, 20], что коллективное состояние межъямных экситонов возникает в ДКЯ при наличии крупномасштабных флуктуаций случайного потенциала, связанных с флуктуациями ширины AlAs-барьеров в двойных квантовых ямах GaAs. А именно: конденсация экситонов происходила, когда фотовозбужденные межъямные экситоны накапливались в макроскопически протяженных областях с латеральной локализацией размером в несколько мкм [19]. Для реализации возможности работы в условиях латеральной локализации поверхность структуры покрывалась непрозрачной металлической маской, в которой с помощью электронно-лучевой литографии приготавливались окна размером от 0.5 до 10 мкм, через которые осуществлялось возбуждение и последующее детектирование фотолуминесценции. Было обнаружено, что при небольших плотностях возбуждения и достаточно низких температурах межъямные экс-

тоны оказываются сильно локализованными, а соответствующая полоса фотолюминесценции неоднородно уширенной (ширина полосы фотолюминесценции составляет около 2.5 мэВ). При увеличении накачки пороговым образом вырастает очень узкая линия делокализованных межъямных экситонов (шириной менее 1 мэВ). При фиксированной накачке эта линия исчезает в спектре с ростом температуры, причем интенсивность ее уменьшается не активационным образом, а по степенному закону. Обнаруженное явление связывалось с бозе-конденсацией в квазидвумерной системе межъямных экситонов в условиях пространственного ограничения, которое определяется размерами (несколько мкм) латеральных доменов-ловушек.

Одним из сильных аргументов в пользу такой интерпретации является сильная критичность обнаруженных свойств к температуре и накачке. Поскольку температурное поведение интенсивности люминесценции экситонов в условиях бозе-конденсации не активационное и демонстрирует характерные для этого явления общие признаки, в настоящей работе мы изучаем его более подробно, используя структуру с несколько иной латеральной локализацией для межъямных экситонов по сравнению с работой [19]. Мы попытаемся ответить на существенный вопрос, как различаются температурные зависимости интенсивности люминесценции сконденсировавшихся межъямных экситонов и надконденсатной экситонной части в изучаемом температурном интервале.

## 2. ОБРАЗЦЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследовалась NIN-гетероструктура GaAs/AlGaAs с двойной квантовой ямой GaAs/AlAs/GaAs (ширина GaAs-ям составляет 120 Å и ширина AlAs-барьера равна 11 Å). Структура выращивалась с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на легированной GaAs-подложке *n*-типа (концентрация легирующей примеси Si составляет  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>) с кристаллографической ориентацией (001). На подложку сначала наращивался буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм, легированный кремнием ( $10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Затем располагался изолирующий слой AlGaAs ( $x = 0.33$ ) толщиной 0.15 мкм. Далее наращивались ДКЯ GaAs/AlAs/GaAs. За ДКЯ располагался изолирующий слой AlGaAs толщиной 0.15 мкм. Далее шел слой GaAs толщиной 0.1 мкм, легированный кремнием ( $10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Вся структура закрывалась слоем GaAs толщиной 100 Å. На

границах двойных квантовых ям с AlGaAs-слоями наращивались четырехслойные барьеры AlAs. При эпитаксиальном росте AlAs применялась техника прерывания роста. Использование такой техники приводило к возникновению длиннопериодных латеральных флуктуаций случайного потенциала, связанных с флуктуациями величин ширины AlAs-барьеров [21]. Далее на структуре литографическим способом изготавливались контактные площадки размером  $1 \times 1$  мм<sup>2</sup>. Металлические контакты из сплава Au+Ge+Pt наносились на буферный слой и легированный слой на верхней части площадок. Сопротивление образца между встроенными электродами составляло около 100 Ом при комнатной температуре и на порядок больше в жидком гелии.

На поверхность NIN-структуры с описанной выше архитектурой напылялась металлическая маска (пленка алюминия толщиной 120 нм), в которой методом взрывной электронно-лучевой литографии протравливались отверстия (окна) диаметром от 0.5 до 10 мкм. Работа велась таким образом, что возбуждение и детектирование сигнала фотолюминесценции осуществлялось через одиночные окна. Алюминиевая пленка не имела контакта с *n*<sup>+</sup>-контактной областью гетероструктуры.

Спектры люминесценции возбуждались непрерывным He-Ne-лазером, излучение которого было сфокусировано в пятно размером около 30 мкм. Анализировались спектры фотолюминесценции непосредственно из области фотовозбуждения: в данной структуре не обнаруживается сколько-нибудь заметного дрейфа экситонов из области их возбуждения. Регистрация спектров на выходе светосильного двойного монохроматора (Ramanog U1000) осуществлялась с помощью многоканального оптического детектора (CCD-камера на кремнии), охлаждаемого жидким азотом. Образец размещался в гелиевом криостате. Температура образца в интервале (1.5–4.2) К регулировалась откачкой паров He<sup>4</sup> и контролировалась термометром сопротивления. При использованных лазерных мощностях менее 10 мкВт температура образца практически совпадала с температурой бани.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

На рис. 1 показано, как ведут себя спектры люминесценции межъямных (линия  $I_{ex}$ ) и внутриямных (линии  $D$  (при таком способе представления спектров не видна) и  $T$ ) экситонов при вариации электри-

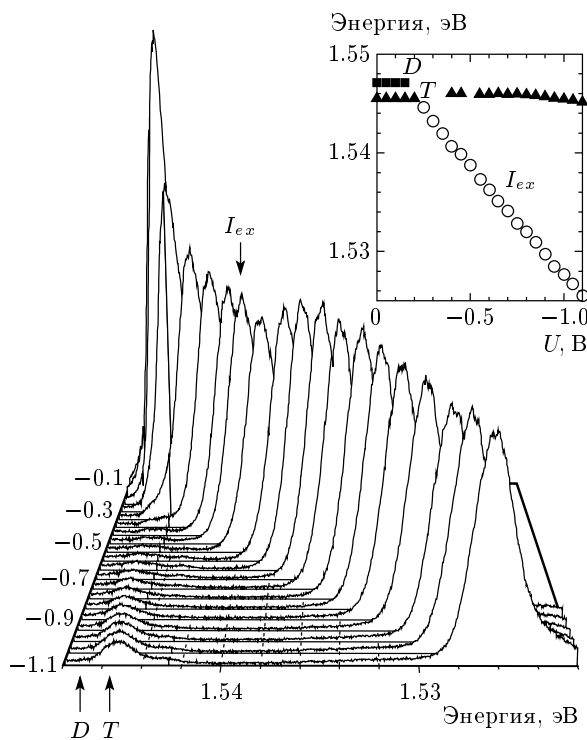


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции в зависимости от напряжения, приложенного к встроенному затвору. На вставке: положение линий прямого экситона ( $D$ ), непрямого экситона ( $I$ ) и заряженного комплекса ( $T$ ) в зависимости от напряжения  $U$  на затворе. Температура  $T = 2$  К, мощность He-Ne-лазера  $P = 10$  мкВт

ческого напряжения, сдвигающего уровни размерного квантования в двойных квантовых ямах. Линии  $D$  и  $T$  отвечают делокализованным и локализованным внутриямным экситонам. Видно, что люминесценция межъямных экситонов (линия  $I_{ex}$ ) возникает в спектрах при напряжениях  $U < -0.2$  В. Это происходит, когда результирующий штарковский сдвиг  $eFd$  ( $d$  — расстояние между электроном и дыркой в соседних квантовых ямах,  $F$  — электрическое поле) превышает разность энергий связи внутриямного и межъямного экситонов, т. е.  $eFd \geq E_D - E_I$ . С ростом приложенного напряжения линия межъямного экситона сдвигается в спектре по линейному закону:  $\Delta E_I \propto eFd$ . При этом сдвиг линии внутриямного экситона незначителен (см. вставку к рис. 1). При вариации напряжения интенсивность линии межъямного экситона мало меняется. Это свидетельствует о высоком качестве структуры. Увеличение с напряжением интенсивности линии  $T$  локализованного экситона — результат нарастания тока, протека-

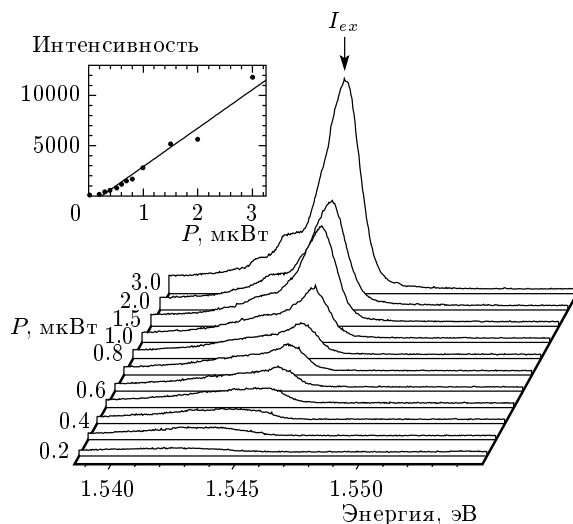


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции в зависимости от мощности He-Ne-лазера. Температура  $T = 2$  К, смещение на затворе  $U = -0.149$  В. На вставке показана интенсивность линии непрямого экситона в зависимости от мощности фотовозбуждения: точки — эксперимент, кривая — результат расчета

ющего через структуру.

Рассмотрим поведение люминесценции межъямных экситонов при вариации накачки. При малых плотностях возбуждения, менее одного мкВт, в спектрах люминесценции наблюдается относительно широкая асимметричная полоса межъямных экситонов (ширина полосы около 2.5 мэВ, см. рис. 2). Эта полоса неоднородно уширена и обусловлена сильной локализацией межъямных экситонов на мелкомасштабных флуктуациях случайного потенциала, связанного с остаточными заряженными примесями. При увеличении накачки (больше 0.5 мкВт) на фиолетовом краю широкой полосы пороговым образом вырастает узкая линия. Интенсивность этой линии растет с ростом накачки сверхлинейно (см. вставку на рис. 2), при этом сама линия несколько сдвигается, примерно на 0.5 мэВ, в сторону меньших энергий. При дальнейшем увеличении накачки (более 5 мкВт) узкая линия межъямных экситонов начинает уширяться и затем, монотонно расширяясь, сдвигаться в сторону больших энергий.

Было подробно исследовано поведение узкой линии межъямных экситонов в зависимости от температуры и установлено, что эта линия исчезает в спектре при температурах  $T \geq 5$  К. Рисунок 3 иллюстрирует типичное поведение линии  $I$  при вариации температуры и фиксированной накачке. Видно, что при

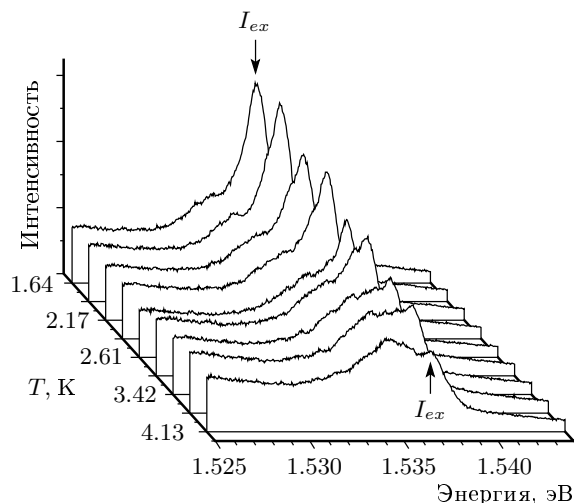


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции в зависимости от температуры. Мощность He-Ne-лазера  $P = 1$  мкВт, напряжение на затворе  $U = -0.330$  В

$T = 1.64$  К и мощности возбуждения 1 мкВт эта линия отчетливо возвышается над бесструктурной полосой люминесценции локализованных экситонов и имеет большую интенсивность. При увеличении температуры интенсивность линии  $I$  уменьшается, ее ширина при этом мало меняется, и при  $T = 4.2$  К эта линия практически исчезает на фоне бесструктурного спектра локализованных экситонов, который при этом сохраняет свою форму. Очень существенно, что уменьшение интенсивности линии  $I$  при увеличении температуры не носит активационного характера.

Измерив температурную зависимость интенсивности линии  $I$  при различных накачках, мы установили следующую закономерность ее температурного поведения (см. рис. 4):

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

где  $I_T$  — интенсивность линии при температуре  $T$ , а  $T_c$  — критическая температура, соответствующая исчезновению этой линии в спектре при заданной фиксированной накачке.

Мы предполагаем, что представленные экспериментальные результаты свидетельствуют о бозе-конденсации межъямных экситонов в латеральных доменах микронного масштаба, происхождение которых обусловлено крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала. При небольших накачках и достаточно низких температурах фотовозбужденные межъямные экситоны оказываются

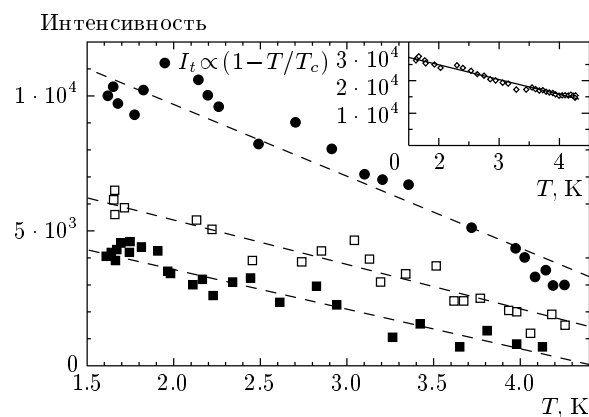


Рис. 4. Температурная зависимость интенсивности фотолюминесценции непрямого экситона. Точечные символы — экспериментальные результаты, штриховые прямые — результаты подгонки по формуле  $I (1 - T/T_c)$ . Темные квадратики соответствуют мощности He-Ne-лазера  $P = 1$  мкВт, при этом  $T_c = 4.4$  К, светлые квадратики:  $P = 2$  мкВт,  $T_c = 5.18$  К, кружки:  $P = 5$  мкВт,  $T_c = 5.54$  К. На вставке: температурная зависимость интенсивности линии непрямого экситона для окна размером 50 мкм ( $P = 1$  мкВт,  $T_c = 7.43$  К)

сильно локализованными из-за мелкомасштабных дефектов (например, остаточных заряженных примесей). Этому соответствует широкая, неоднородно уширенная полоса люминесценции межъямных экситонов при небольших плотностях возбуждения. На дефекте может локализоваться не более одного экситона из-за сильного диполь-дипольного отталкивания, поэтому этот канал люминесценции быстро насыщается. По нашим оценкам, в исследованных структурах это происходит при концентрациях не более  $5 \cdot 10^9$  см $^{-2}$ . При дальнейшем увеличении накачки выше порога протекания в домене межъямные экситоны оказываются делокализованными. При достижении критических величин плотности экситоны конденсируются в нижнее делокализованное состояние. Это проявляется экспериментально в пороговом появлении узкой линии люминесценции, ее сверхлинейном росте и сдвиге в сторону меньших энергий в соответствии с заполнением нижнего состояния в домене экситонами, подчиняющимся статистике Бозе–Эйнштейна. Наиболее сильным аргументом в пользу конденсации экситонов является критичность обнаруженных свойств к температуре.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Теперь остановимся на вопросе о том, какой же ожидается температурная зависимость интенсивности люминесценции квазидвумерных межъямных экситонов, которые оказались в бозе-конденсате, по сравнению с интенсивностью люминесценции надконденсатной части экситонов. Для ответа на поставленный вопрос рассмотрим следующую модельную систему межъямных квазидвумерных экситонов, которые возбуждаются посредством непрерывной лазерной накачки. Квантовый выход люминесценции по нашим оценкам в изученной структуре составляет около 0.1, поэтому значительная часть экситонов гибнет безызлучательно со временем  $\tau_n$ . Излучательная аннигиляция экситонов с испусканием фотона происходит со временем  $\tau_r$ . Мы считаем, что температура экситонного газа в интересующей нас области совпадает с температурой решетки, так как все характерные времена ухода экситонов из системы намного превышают их время релаксации вдоль энергетической оси ( $\tau_n, \tau_r \gg \tau_T$ ). Все эти времена могут в принципе зависеть от температуры, но предполагается, что в интересующем нас диапазоне этой зависимости можно пренебречь. Квазиравновесное распределение экситонов по энергии окажется классическим (больцмановским) или бозевским в зависимости от концентрации экситонов  $n$  и температуры  $T$ . Нужно иметь в виду, что экситоны аннигилируют излучательно прямым образом и дают вклад в люминесценцию только в пределах «светового конуса», который определяется законами сохранения по импульсу (в рассматриваемом случае излучают экситоны, у которых проекция импульса в плоскости  $k \leq 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ , этому соответствует неопределенность энергии  $\delta E$  около 0.3 мэВ). Для определения интенсивности люминесценции нужно учитывать вклад частиц из этого энергетического интервала. Если наблюдаемая узкая линия люминесценции межъямных экситонов имеет ширину  $\Delta > \delta E$ , то это может быть следствием неоднородного уширения. Если считать, что вероятность люминесценции не зависит от энергии, то температурную зависимость ее интенсивности  $I$  можно установить, определив число частиц внутри интервала  $\delta E$ :

$$I \propto \int_0^{\delta E} f(E) D(E) dE, \quad (4)$$

где  $f(E)$  — функция распределения. Для распределения Больцмана

$$I \propto 1 - \exp(-\delta E/T). \quad (5)$$

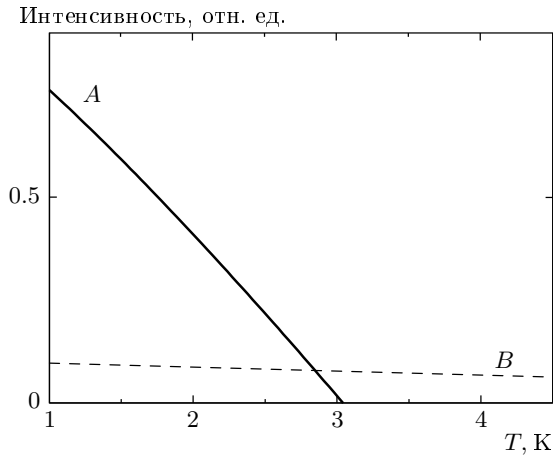
Как уже было сказано выше, при температуре ниже критической (2) должно наступить макрозаполнение нижнего энергетического состояния. Согласно формуле (1),  $N_0 = n_0(T)L^2$  — число надконденсатных частиц в рассматриваемом домене после начала конденсации. Критическая температура определяется двумя параметрами, которые могут меняться: концентрацией экситонов, определяемой мощностью накачки, и размером домена, а также латеральной массой межъямного экситона  $M$ , или, что то же самое, минимальной энергией системы  $E_0$  и числом надконденсатных частиц в домене  $N_0$ . Если использовать значение  $M = 0.16m_0$ , то наблюдаемому значению  $T_c = 3 \text{ К}$  соответствуют  $n \sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и  $L \sim 1 - 3 \mu$  ( $N_0 \sim 100-300$  и  $E_0 \sim 0.1 \text{ К}$ ), что соответствует условиям эксперимента.

Частицы, оказавшиеся в макрозаполненном состоянии, должны быть когерентны (т. е. описываться единой волновой функцией), поэтому естественно предположить, что вероятность излучательной аннигиляции межъямных экситонов в конденсате должна быть пропорциональна их числу  $N_c$ , а интенсивность люминесценции, соответственно, пропорциональна  $N_c^2$  ( $N_c$  — число частиц в конденсате). Для некогерентных надконденсатных частиц интенсивность люминесценции пропорциональна просто числу  $N_0$ . Изложенные соображения согласуются, по крайней мере качественно, с экспериментальными наблюдениями. Прямые измерения кинетики люминесценции в условиях импульсного лазерного возбуждения продемонстрировали [15], что время затухания люминесценции узкой линии, соответствующей «конденсатной» части экситонов, составляет около 10 нс при 2 К и почти на порядок меньше времени затухания люминесценции экситонов вне конденсата (это время более 100 нс). Зависимость люминесценции от температуры или мощности возбуждения определяется из уравнений баланса, в которых учтены факторы, изложенные выше. Если  $w$  — скорость генерации экситонов в единицу времени на единичной площадке (определяется плотностью мощности накачки), то в отсутствие макрозаполнения

$$w = \frac{n}{\tau_0}, \quad \frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_n}. \quad (6)$$

В этом случае интенсивность люминесценции  $I \propto n/\tau_r = w\tau_0/\tau_r$ . В условиях эксперимента квантовый выход  $\tau_0/\tau_r$  не превышает 0.1.

После начала конденсации уравнение баланса



**Рис. 5.** Зависимость интенсивности люминесценции от температуры: *A* — для системы с когерентным макрозаполненным состоянием при  $E_0 = 8$  мкэВ = 0.09 К,  $N_0(T_c) = nL^2 = 100$ ,  $\tau_r/\tau_0 = 10$ ; *B* — для системы с больцмановским распределением при  $\delta E = 0.3$  мэВ

приобретает вид

$$wL^2 = \frac{N_c^2}{\tau_r} + \frac{N_c}{\tau_n} + \frac{N_0}{\tau_0}. \quad (7)$$

Пороговое значение  $w_0 = n_0/\tau_0$  соответствует началу конденсации ( $N_c = 0$ ). Интенсивность люминесценции когерентных экситонов конденсата  $I_c \propto N_c^2/\tau_c$ . При фиксированной температуре в начале конденсации  $I_c \propto (w - w_0)^2 L^4 \tau_0^2/\tau_c$ ; после дальнейшего увеличения накачки  $I_c \propto (w - w_0)L^2$ . Смена режимов зависимости интенсивности люминесценции происходит, когда  $(w - w_0)/w_0 \propto \tau_r/2\tau_0 N_0$ .

Рисунок 2 иллюстрирует зависимость интенсивности люминесценции сконденсировавшейся части межъямных экситонов от накачки. Здесь отчетливо виден порог возгорания интенсивности экситонной линии и ее сверхлинейный рост, который затем сменяется линейным увеличением интенсивности от накачки (см. вставку). Динамический диапазон сверхлинейного поведения интенсивности определяется величиной домена-ловушки: чем меньше площадь домена, тем больше диапазон нелинейного поведения. Теоретическая кривая на рис. 2 приведена при значениях параметров  $\tau_r/\tau_0 = 10$ ,  $N_0 = 100$ .

На рис. 5 представлена рассчитанная зависимость интенсивности люминесценции для системы с макроскопическим заполнением нижнего когерентного состояния межъямных экситонов (бозе-конденсат) и для системы с больцмановским

распределением при тех же значениях параметров, что и вставка на рис. 2. Видно, что для больцмановского распределения зависимость интенсивности люминесценции от температуры очень слабая, тогда как для макрозаполненного состояния ниже критической температуры  $T_c$  наблюдается резкий рост при понижении температуры, а сама зависимость близка к линейной. Это находится в хорошем, по меньшей мере качественном, согласии с экспериментом. Отношение интенсивностей  $I_c/I_0 \sim \tau_r/\tau_0$  при  $T \ll T_c$ . Следует особо подчеркнуть, что экспериментально наблюдаемое явление сильной температурной зависимости интенсивности люминесценции экситонного конденсата в условиях стационарного возбуждения возможно лишь при условии, что вероятность излучательной аннигиляции экситонов в конденсате существенно выше вероятности излучательного распада надконденсатных экситонов, а сам квантовый выход люминесценции надконденсатных экситонов заметно меньше единицы. В целом эти наблюдения свидетельствуют о том, что коллективное состояние экситонов в конденсате является когерентным. Масштабы когерентности пока не измерены прямым способом (например, с помощью измерения коррелятора интенсивностей), но можно предполагать, что эти масштабы близки к размерам доменов-ловушек.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Ю. Лозовик, В. И. Юдин, ЖЭТФ **71**, 738 (1976).
2. T. Fukuzawa, E. E. Mendez, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **64**, 3066 (1990).
3. J. E. Golub, E. E. Mendez, J. P. Harbison, and L. T. Flores, Phys. Rev. B **41**, 8564 (1990).
4. J. A. Kash, M. Zachau, E. E. Mendez, J. M. Hong, and T. Fukuzawa, Phys. Rev. Lett. **68**, 247 (1991).
5. L. V. Butov, A. Zrenner, G. A. Abstreiter, G. Boem, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994); L. V. Butov, Proc. of the 23 Int. Conf. Phys. Semiconductors, Berlin (1996).
6. V. B. Timofeev, A. I. Filin, A. V. Larionov, G. Martinez, J. Zeman, and J. M. Hvam, Europhys. Lett. **41**, 435 (1998).
7. В. Б. Тимофеев, А. В. Ларионов, А. С. Иоселевич, Г. Мартинес, И. Земан, И. Хван, Письма в ЖЭТФ **67**, 580 (1998).

8. V. V. Krivolapchuk, E. S. Moskalenko, A. L. Zhmodikov, T. S. Cheng, and C. T. Faxon, *Sol. St. Comm.* **111**, 49 (1999).
9. D. Yoshioka and A. H. MacDonald, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 4211 (1990).
10. X. M. Chen and J. J. Quinn, *Phys. Rev. B* **67**, 895 (1991).
11. Xuejun Zhu, P. B. Littlewood, M. S. Hybersen, and T. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1633 (1995).
12. J. Fernandes-Rossier and C. Tejedor, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4809 (1997).
13. Lerwen Liu, L. Swierkowski, and D. Nelson, *Physica B* **249–251**, 594 (1998).
14. Ю. Е. Лозовик, О. Л. Берман, *ЖЭТФ* **111**, 1879 (1997).
15. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, И. Хван, К. Соеренсен, *ЖЭТФ* **117**, 1255 (2000).
16. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **73**, 341 (2001).
17. 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).
18. P. C. Hoenberg, *Phys. Rev.* **158**, 383 (1967).
19. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, П. А. Ни, С. В. Дубонос, И. Хван, К. Соеренсен, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 689 (2002).
20. А. А. Дремин, В. Б. Тимофеев, А. В. Ларионов, И. Хван, К. Соеренсен, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 526 (2002).
21. D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook, D. S. Katzer, and D. Park, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3005 (1996).