

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Объединенная научная сессия

**Отделения физических наук Российской академии наук
и Объединенного физического общества Российской Федерации
"Бозе-конденсация экситонов"**

(24 ноября 2004 г.)

24 ноября 2004 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации "Бозе-конденсация экситонов". На сессии были заслушаны доклады:

1. Тимофеев В.Б. (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл.). *Коллективные экситонные явления в пространственно разделенных электрон-дырочных слоях в полупроводниках*.

2. Лозовик Ю.Е. (Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, Московская обл.). *Когерентность и сверхтекучесть экситонов в двумерных системах и ловушках*.

3. Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва), Келдыш Л.В. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва), Кулаковский В.Д. (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл.). *Жесткий режим возбуждения поляритон-поляритонного рассеяния в полупроводниковых микрорезонаторах*.

4. Кулаковский В.Д., Крижановский Д.Н., Махонин М.Н., Деменев А.А. (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл.), Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние в полупроводниковых микрорезонаторах*.

Краткое содержание докладов 1, 3, 4 публикуется ниже.

PACS numbers: 03.75.Nt, 71.35.Lk, 73.20.MF

**Коллективные экситонные явления
в пространственно разделенных
электрон-дырочных слоях
в полупроводниках**

В.Б. Тимофеев

1. Введение

Как известно, экситоны в собственном полупроводнике являются энергетически нижайшими и электрически

нейтральными электронными возбуждениями. На протяжении уже нескольких десятилетий экситоны используются как удобный объект, позволяющий моделировать поведение вещества при изменении плотности и внешних воздействий — температуры, давления, магнитного и электрического полей и пр.

В зависимости от концентрации электрон-дырочных ($e-h$) возбуждений и температуры в экспериментах с объемными полупроводниками могут быть реализованы ситуации слабо взаимодействующего экситонного газа, молекулярного экситонного газа (газа биэкситонов), металлической электрон-дырочной жидкости и электрон-дырочной плазмы.

Экситон состоит из двух фермионов — электрона и дырки, поэтому результирующий спин экситона — целочисленный, а сам экситон является композитным бозоном. Отсюда возникло предположение, сформулированное в ряде теоретических работ еще в начале 1960-х годов [1–3], о возможности бозе-энштейновской конденсации (БЭК) в слабонеидеальном и достаточно разреженном экситонном газе в объемных полупроводниках при достаточно низких температурах (в пределе разреженного экситонного газа $na_{\text{ex}}^d \ll 1$, где n — экситонная плотность, a_{ex} — боровский радиус экситона, d — размерность исследуемой системы).

Бозе-энштейновская конденсация экситонов в трехмерных системах подразумевает макроскопическое заполнение основного экситонного состояния с нулевым моментом, а также возникновение спонтанного параметра порядка (когерентности) в самом конденсате [4–6]. В пределе большой $e-h$ -плотности, $na_{\text{ex}}^d \gg 1$, экситоны рассматривались в прямой аналогии с куперовскими парами, а конденсированное экситонное состояние, или состояние экситонного изолятора описывалось в приближении среднего поля по аналогии со сверхпроводящим состоянием Бардина–Купера–Шриффера с тем отличием, что спаривание в экситонном изоляторе определяется $e-h$ -взаимодействием, а аналогом куперовских пар являются сами экситоны [4]. Заметные кулоновские щели в состоянии экситонного изолятора могут возникать в условиях нестинга (nesting) электрон-дырочных ферми-поверхностей. Переход между пределами малой и большой плотности согласно теоретическим исследованиям, выполненным в [7], носит плавный характер.

Бозе-эйнштейновская конденсация в слабонеидеальном газе бозонов с фиксированной плотностью происходит при достижении критической температуры T_c , обратно пропорциональной массе бозе-частицы. Сравнительно недавно БЭК была обнаружена в разреженных и сильно охлажденных газах атомов, у которых результирующий спин является целочисленным [8–11]. Это яркое достижение стало возможным благодаря элегантной реализации техники лазерного охлаждения разреженных атомарных газов и избирательному накоплению атомов в малых объемах с помощью магнитных ловушек. Температуры перехода T_c в газах щелочных атомов оказались чрезвычайно низкими, порядка и менее 1 мК, что обусловлено большими массами атомов и относительно невысокими плотностями вследствие неизбежных потерь в процессе охлаждения и захвата атомов в ловушки.

В связи с обнаружением БЭК в разреженных газах атомов-бозонов интерес к этому явлению в случае экситонов приобретает особую актуальность и остроту. В полупроводниках трансляционные эффективные массы экситонов, как правило, малы, порядка и меньше массы свободного электрона. Поэтому, в отличие от БЭК в газах атомов водорода, щелочных и переходных металлов, БЭК газа экситонов при достижимых в эксперименте плотностях может происходить при гораздо более высоких температурах (температуры жидкого гелия). Однако в случае экситонного газа, который является фотовозбужденной и тем самым, в принципе, неравновесной системой, существует вопрос об охлаждении газа экситонов до температур кристаллической решетки, играющей роль термостата. В реальных экспериментах температура квазиравновесного экситонного газа из-за конечного времени жизни экситонов всегда оказывается несколько выше температуры кристаллической решетки, в которую "погружены" экситоны. Такой перегрев экситонной системы становится особенно значительным при $T < 1$ К из-за малости решеточной теплоемкости и существования "узкой" области на малых импульсах передачи, непреодолимой для одиночной релаксации экситонов ($K < ms/h$, K и m — импульс и масса экситона, s — скорость звука). В связи с этим наиболее подходящими для обнаружения БЭК являются объекты, у которых скорости экситонной аннигиляции на несколько порядков меньше скорости релаксации экситонов вдоль энергетической оси. Этим условиям удовлетворяют, в частности, полупроводники с непрямой щелью, так как в них процессы излучательной рекомбинации экситонов идут с участием коротковолновых фононов и поэтому являются достаточно медленными по сравнению с процессами релаксации, в результате которых устанавливается тепловое равновесие с решеткой. Однако в таких полупроводниках из-за большого орбитального вырождения электронного (многодолинность) и дырочного спектров, а также сильной анизотропии эффективных масс носителей нижайшим состоянием во взаимодействующей и достаточно плотной $e-h$ -системе оказывается электрон-дырочная жидкость, в которую конденсируются экситоны и экситонные молекулы [12, 13]. Явление конденсации экситонов в капли электрон-дырочной жидкости, предсказанное Л.В. Келдышем [12] еще в 1968 г., наиболее полно изучено в Ge и Si [13]. Очевидно, что газ экситонов и экситонных молекул в равновесии с каплями $e-h$ -жидко-

сти остается классическим, больцмановским, газом. В случае прямозонных полупроводников с дипольноразрешенными межзонными переходами скорости экситонной рекомбинации, напротив, очень велики, кроме того, в таких полупроводниках возникают другие осложнения, связанные с дисперсией и динамикой экситонных поляритонов вблизи $K = 0$ [14]. Об особенностях двумерных экситонных поляритонов в микрорезонаторах, связанной с ними нелинейной оптике и динамике подробно речь пойдет в докладах Н.А. Гиппиуса с соавторами и В.Д. Кулаковского с соавторами, опубликованных в этом номере.

Предпринимались экспериментальные попытки обнаружения БЭК в газе экситонов в Cu_2O [15], где основное состояние пара- и ортоэкситонов запрещено в нулевом порядке по K и является долгоживущим, а также в однооснодеформированных кристаллах Ge [16] в условиях нарушенной симметрии по отношению к спиновым степеням свободы. В случае Cu_2O недавно было показано, что оже-процессы разогревают экситонную систему и ограничивают сверху экситонную плотность [17]. Поэтому в реализованных к настоящему времени экспериментах с оптической накачкой экситонный газ в этих кристаллах оставался классическим больцмановским газом [17, 18]. В кристаллах Ge работа велась со спинориентированными экситонами в прямой аналогии с атомами водорода, выстроенным по спину. При больших плотностях экситонов, судя по сужению линии спонтанного экситон-фононного излучения с ростом концентрации, отчетливо проявлялась вырожденная бозе-статистика экситонов. Однако реализовать критические условия для БЭК экситонов в указанных кристаллах пока не удалось, хотя исследования в этих объектах продолжаются.

В последние годы ведутся интенсивный поиск и изучение БЭК экситонов в двумерных системах на основе полупроводниковых гетероструктур. В фокусе интересов оказались двумерные системы с пространственно разделенными электрон-дырочными слоями. Исследователи обратили внимание на такие объекты благодаря теоретическим работам, выполненным еще в середине 70-х годов [19, 20]. Среди квазидвумерных объектов на основе полупроводниковых гетероструктур, в связи с обсуждаемой проблемой очень интересными оказались двойные квантовые ямы (ДКЯ) и сверхрешетки, так как в них удается реализовать пространственное разделение фотовозбужденных электронов и дырок между соседними КЯ [21–32]. В двойных квантовых ямах с приложенным электрическим смещением, наклоняющим зоны, можно возбуждать экситоны, у которых электрон и дырка находятся в разных КЯ, разделенных туннельно-прозрачным барьером. Такие экситоны называются пространственно непрямыми, или межъянными экситонами (МЭ), в отличие от прямых (D), внутриянных экситонов, в которых электрон и дырка расположены в один и тех же КЯ (рис. 1a). В работах [24, 25] реализована в гетероструктуре GaAs/AlGaAs ситуация, при которой экситоны не только разделены пространственно, но и оказываются непрямыми в импульсном пространстве. Межъянные экситоны, по сравнению с внутриянными, являются долгоживущими из-за ограниченного перекрытия волновых функций электрона и дырки в экситоне через туннельный барьер. Характерные времена излучательной аннигиля-

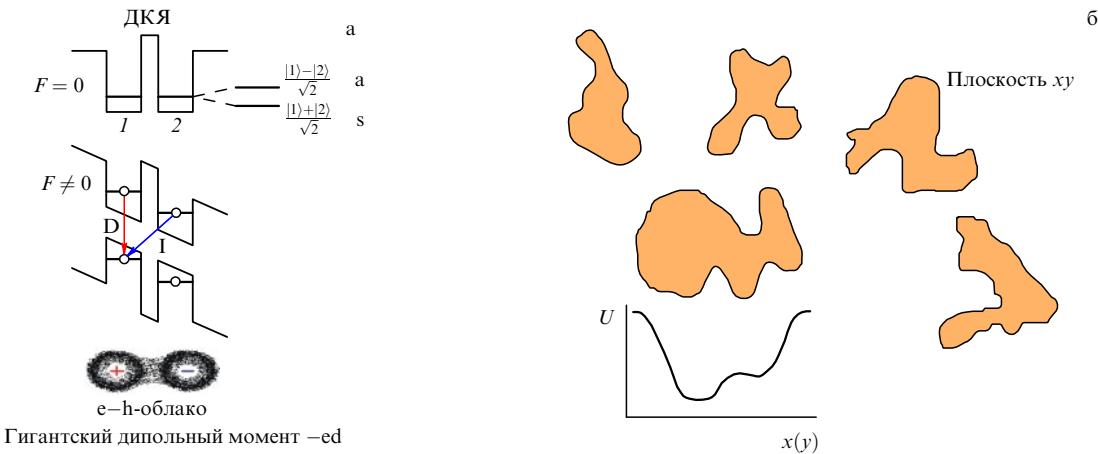


Рис. 1. (а) Схема энергетических уровней в туннельно-связанных ДКЯ в отсутствие электрического поля, $F = 0$ (а — антисимметричное состояние, с — симметричное состояние), и при включенном электрическом поле, $F \neq 0$. Стрелками показаны внутридоменные (D) и междоменные (I) оптические переходы. В нижней части рисунка качественно показано перекрытие электрон-дырочных облаков в МЭ. (б) Качественный вид крупномасштабного случайного потенциала и латеральных доменов-ловушек междоменных экситонов.

ции МЭ составляют десятки и сотни наносекунд, поэтому их нетрудно накапливать, а газ таких экситонов может быть охлажден до достаточно низких температур, близких к температуре кристаллической решетки. Заметим, что в случае двумерных экситонов, в частности междоменных экситонов, в процессах их термализации принимают участие объемные фононы. Однако из-за нарушения закона сохранения импульса вдоль оси размерного квантования, здесь не существует "узкого места" на малых импульсах передачи, и процессы однофононной релаксации с участием акустических фононов возможны при $T \leq 1$ К. Как следствие, релаксация МЭ к решеточной температуре происходит на несколько порядков быстрее, чем их излучательный распад [33, 34]. Из-за нарушенной инверсной симметрии МЭ имеют большой дипольный момент уже в основном состоянии. Благодаря диполь-дипольному отталкиванию такие экситоны не могут связываться в молекулы и более сложные комплексы.

Следует, однако, напомнить, что в идеальной и неограниченной 2D-системе, в которой плотность одиночастичных состояний постоянна, БЭК при конечных температурах не может происходить по принципиальным причинам: из-за расходности числа состояний в случае, когда химический потенциал $\mu \rightarrow 0$ (т.е. состояния с импульсами $\mathbf{K} \geq 0$ могут аккумулировать неограниченное число бозе-частиц). Таким образом, в этом случае можно говорить о бозе-конденсации только при $T = 0$ К, что с физической точки зрения лишено смысла. Здесь уместно также напомнить работу [35], в которой на основе установленных Н.Н. Боголюбовым неравенств было строго доказано, что в неограниченной и идеальной двумерной системе не может быть отличного от нуля параметра порядка, поскольку он разрушается из-за флуктуаций. Это доказательство относится как к сверхтекущей жидкости, так и сверхпроводимости в идеальных 2D-системах. Аналогичная теорема доказана для двумерной модели гейзенберговского ферромагнетика в работе [36]. Мы не будем здесь останавливаться на обсуждении фазового перехода Костерлица–Таулесса [37], при котором сверхтекущее состояние в неупорядоченных двумерных системах может возникать из-за

спаривания вихрей. Такой переход является топологическим и поэтому не противоречит теореме [35].

В квазидвумерных системах и 2D-системах с пространственным ограничением БЭК может, тем не менее, происходить при конечных температурах. Критическая температура в латерально-ограниченной 2D-системе, где спектр дискретен, а число состояний конечно, имеет вид

$$T_c = \frac{2\pi\hbar^2 N_{ex}}{g_{ex} k_B m_{ex}} \ln \frac{N_{ex} S}{g_{ex}}, \quad (1)$$

т.е. уменьшается логарифмически с ростом площади S , занятой 2D-газом бозе-частиц с плотностью N_{ex} , трансляционной эффективной массой m_{ex} и фактором вырождения g_{ex} (k_B — постоянная Больцмана). Так, например, критическая температура T_c экситонного газа с плотностью 10^{10} см $^{-2}$ и трансляционной массой экситонов $0,2m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) в условиях латерального ограничения микронного масштаба составляет около 3 К.

Пространственные ограничения в плоскости КЯ могут возникать из-за крупномасштабных флуктуаций случайного потенциала, связанных с вариациями ширины КЯ на гетерограницах $w(\mathbf{r})$. С этими вариациями можно связать изменения эффективного латерального потенциала $U(\mathbf{r}) = U(w(\mathbf{r}))$ [38]. В условиях квазиравновесия распределение экситонной плотности будет определяться равенством $\mu(N(\mathbf{r})) + U(\mathbf{r}) = \bar{\mu}$, где химический потенциал междоменных экситонов $\bar{\mu}$ связан с их средней плотностью, а $\mu(N)$ — химический потенциал однородной экситонной фазы в области пространственного ограничения (домена). Очевидно, что $|\mu(\mathbf{r})| < |\bar{\mu}|$, так как $\mu(N) = -|E_{ex}| + |\delta U|$ (E_{ex} — энергия связи экситона), поэтому в области латерального конфайнмента экситоны легче накопить и плотность экситонов в таких областях может существенно превысить среднюю плотность в плоскостях КЯ [38]. Критические условия, соответствующие бозе-конденсации МЭ, легче реализовать именно в латеральных доменах, играющих роль ловушек для экситонов. Качественный вид случайного крупномасштабного потенциала и связанных с ним латеральных доменов-ловушек для МЭ представлен на рис. 1б.

Теория предсказывает различные возможные сценарии коллективного поведения в достаточно плотной системе пространственно разделенных электронов и дырок [19, 20, 38–44]. Например, в работе [42] показано, что, несмотря на диполь-дипольное отталкивание межъямных экситонов, при определенных критических параметрах — величине дипольного момента МЭ, их плотности и температуре — метастабильным состоянием в $e-h$ -системе может оказаться жидкая диэлектрическая фаза таких экситонов. В работе [38] уже указывалось, что конденсированная диэлектрическая экситонная фаза (аналог бозе-конденсата) может возникать только при наличии латерального в плоскости КЯ конфайнмента (случайного или искусственно приготовленного). В условиях такого конфайнмента и связанного с ним внешнего сжатия, межъямные экситоны легче накопить до критических плотностей, достаточных для проявления эффектов коллективного экситонного взаимодействия. В работе [41] обсуждалась роль спиновых степеней свободы экситонов в условиях бозе-конденсации.

В реальных туннельно-связанных квантовых системах на основе полупроводниковых гетероструктур всегда также присутствует случайный потенциал из-за наличия остаточных примесей, заряженных и нейтральных, а также разнообразных структурных дефектов. Эти флуктуации создают случайный потенциальный рельеф в плоскостях КЯ, поэтому фотовозбужденные и пространственно разделенные между соседними КЯ электроны и дырки, а также МЭ при достаточно низких температурах могут оказаться сильно локализованными на этих флуктуациях. Такой эффект сильной локализации в связанных квантовых системах проявляется, в частности, в латеральном термоактивационном туннелировании носителей заряда [26, 27]. В связи с этим исследования свойств делокализованных МЭ ведутся в структурах, в которых плотность локализованных состояний, связанная с хаотическим потенциалом, простирающимся от остаточных примесей, минимальна ($\leq 10^9 \text{ см}^{-2}$).

2. Экспериментальная часть

В данной статье остановимся на некоторых, недавно выполненных экспериментах в GaAs/AlGaAs-гетероструктурах с ДКЯ (n-i-n-структуры), содержащих крупномасштабные флуктуации случайного потенциала, где МЭ демонстрируют коллективное поведение при достижении критических условий для плотности и температуры [45, 46]. Двойные квантовые ямы с шириной 12 нм были разделены узким четырехмонослоистым AlAs-барьером. Такие же узкие AlAs-эпитаксиальные слои наращивались на границах каждой КЯ с AlGaAs-барьерами. Крупномасштабные флуктуации случайного потенциала возникали в структурах благодаря использованию техники прерывания эпитаксиального роста (growth interruption technique) на границах AlAs- и AlGaAs-барьеров. Детальное описание архитектуры гетероструктур с ДКЯ, которые использовались в экспериментах, содержится в [45, 46].

Основная информация о свойствах МЭ получена с помощью анализа спектров люминесценции, измеренных при вариации мощности возбуждения, температуры, характера поляризации резонансной оптической накачки и магнитного поля при стационарном или импульсном оптическом возбуждении.

2.1. Фазовая диаграмма

На рисунке 2 представлены спектры люминесценции межъямных (I) экситонов, измеренные при различных приложенных электрических смещениях. Исследуемые оптические переходы схематически показаны на рис. 1а. В области внутриямной люминесценции при нулевом электрическом смещении видны две линии: 1sHN — линия свободного экситона на тяжелой дырке (обозначена как D) — и линия связанного, заряженного экситонного комплекса (линия внутриямного экситонного триона T) [47]. При небольших электрических смещениях, меняя знак напряжения на затворе, можно изменять знак заряда и структуру экситонного трона. Линия межъямных экситонов (I-линия) появляется в спектрах, когда при включении электрического поля величина штарковского сдвига зон размерного квантования в соседних КЯ равна $eF\Delta z \geq E_D - E_I$ (E_D, E_I — энергии связи внутриямного и межъямного экситонов соответственно, F — величина электрического поля, Δz — расстояние между электроном и дыркой в МЭ). При изменении электрического поля I-линия сдвигается практически линейно как при положительном, так и при отрицательном напряжении между электродами (n^+ -легированными областями) (см. вставку на рис. 2). Этую линию можно сдвигать в шкале энергий на расстояния, почти на порядок превышающие энергию связи МЭ. Асимметрия в сдвигах I-линии при изменении знака напряжения связана с барьером Шоттки на одном из

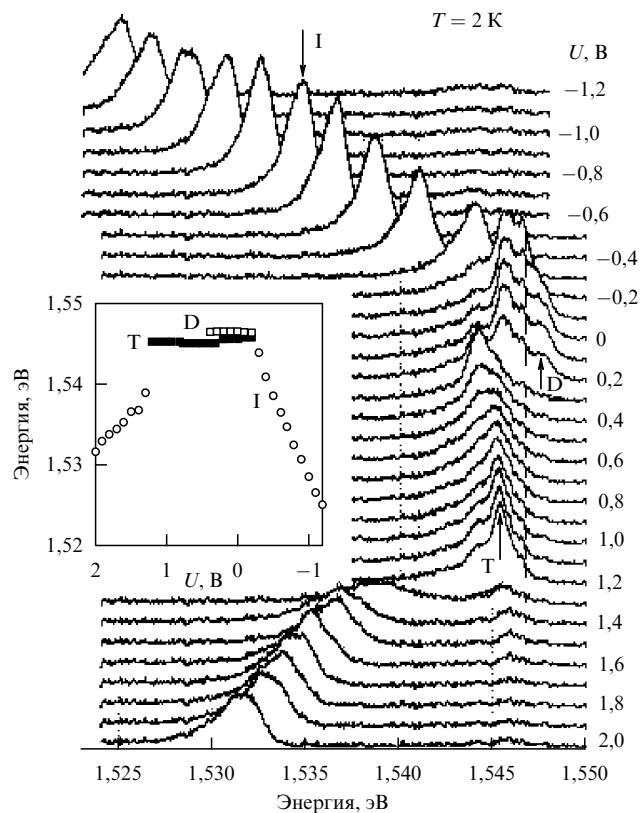


Рис. 2. Спектры люминесценции внутриямных экситонов (D), трионов (T) и межъямных экситонов (I) в ДКЯ при различных приложенных электрических напряжениях, сдвигающих уровни размерного квантования (значения напряжения U в вольтах проставлены у соответствующих кривых). На вставке показана зависимость спектрального положения максимумов линий от электрического напряжения. $T = 2 \text{ K}$.

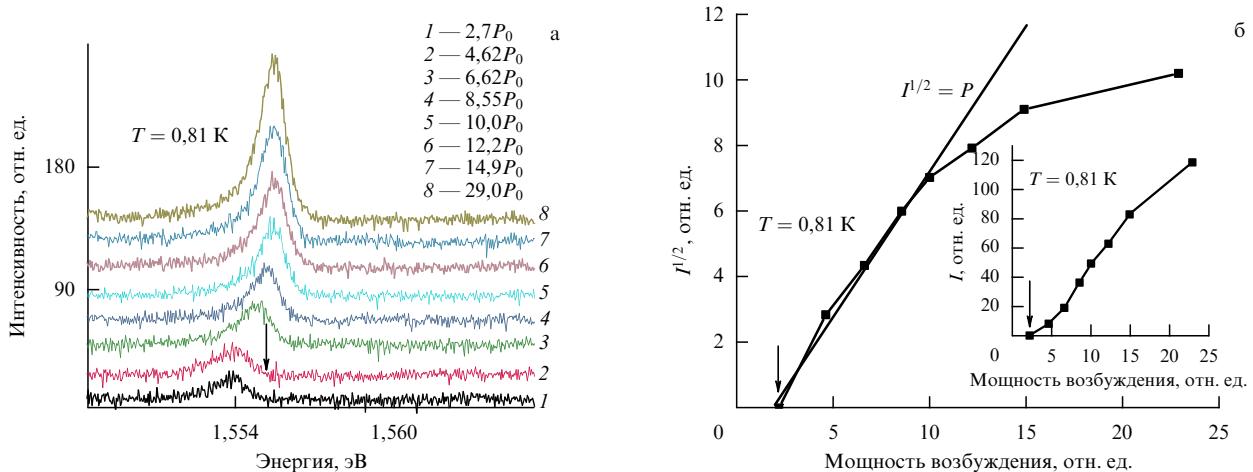


Рис. 3. (а) Изменение спектров люминесценции с ростом мощности возбуждения, $P_0 = 60$ нВт, $T = 0,81$ К. (б) Зависимость интенсивности узкой линии межъямных экситонов от мощности возбуждения P . Стрелка указывает пороговую величину накачки (около 200 нВт), начиная с которой в спектре появляется узкая линия.

электродов. При больших напряжениях и стационарном возбуждении линия МЭ в спектрах люминесценции является доминирующей, а люминесценция внутриямных экситонов (D) и заряженных экситонных комплексов (T) в этих же условиях на несколько порядков слабее по интенсивности. Большой квантовый выход люминесценции МЭ в исследуемых структурах свидетельствует о высоком качестве этих структур. Последнее утверждение основывается на том, что с ростом приложенного напряжения времена жизни МЭ изменяются больше, чем на порядок, тогда как интенсивность люминесценции практически остается постоянной (см. рис. 2).

Рассмотрим, как изменяется спектр люминесценции МЭ при вариации накачки в условиях стационарного возбуждения излучением Не–Не-лазера, сфокусированного в пятно размером около 20 мкм на поверхности структуры. Линия люминесценции МЭ при достаточно низких температурах ($T = 0,81$ К) и небольших накачках, около 100 нВт, имеет большую ширину ($\approx 2,5$ мэВ) и асимметричную форму — с протяженным длинноволновым "хвостом" и четко очерченной фиолетовой границей (рис. 3а). Такие особенности линии фотoluminesценции МЭ являются следствием их сильной локализации на флуктуациях случайного потенциала из-за наличия остаточных примесей. В этом случае ширина линии отражает статистическое распределение амплитуд случайного потенциала. При увеличении накачки на фиолетовой границе спектра пороговым образом начинает вырастать узкая линия (шириной 1,2 мэВ) (см. рис. 3). Вблизи порога интенсивность этой линии возрастает сверхлинейно по закону, близкому к квадратичному (рис. 3б). Только при больших накачках сверхлинейный рост интенсивности сменяется линейным, а линия начинает уширяться и сдвигаться в сторону больших энергий. Сдвиг линии в сторону больших энергий свидетельствует об экранировании приложенного электрического поля, когда плотность МЭ становится достаточно большой. Отсюда, пользуясь формулой Гаусса для величины спектрального сдвига $\delta E = 4\pi e^2 n \Delta Z / \varepsilon$ (n — экситонная плотность, ΔZ — расстояние между электроном и дыркой в экситоне, ε — диэлектрическая проницаемость), можно оценить сверху плотность МЭ, экспериментально измеряя этот сдвиг. Такая оценка концентра-

ции МЭ дает $n = 3 \times 10^{10}$ см⁻², когда сдвиг линии не превышает 1,3 мэВ. Достаточно узкая линия люминесценции МЭ наблюдается при различных приложенных отрицательных напряжениях в интервале от -0,5 до -1,2 В. При больших отрицательных смещениях аналогичное сужение линии люминесценции МЭ происходило при заметно меньших накачках.

Было исследовано поведение узкой линии люминесценции МЭ в зависимости от температуры и установлено, что эта линия исчезает из спектра при температурах $T \geq 5$ К. Рисунок 4 иллюстрирует типичное поведение I-линии при вариации температуры и фиксированной накачке. Видно, что при $T = 1,64$ К и мощности возбуждения 2 мкВт указанная линия отчетливо возвышается над бесструктурной полосой люминесценции локализованных экситонов и имеет большую интенсивность. С увеличением температуры интенсивность I-линии при неизменной ширине уменьшается, и при $T = 4,2$ К эта линия практически исчезает на фоне бесструктурного спектра локализованных экситонов, который сохраняет свою форму. Очень существенно, что уменьшение интенсивности I-линии при увеличении температуры не носит активационного характера, а происходит по степенному закону, близкому к линейному.

Результаты, наиболее прямым образом свидетельствующие о конденсации МЭ, были получены в экспериментах с одиночными доменами-ловушками, связанными с крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала. Для реализации соответствующих экспериментов на поверхность p-i-n-структуры с описанной архитектурой наносилась металлическая маска (пленка алюминия) толщиной 100 нм. Затем в этой пленке посредством электронно-лучевой, взрывной (lift-off) литографии проравливались круговые отверстия с минимальным размером около 0,5 мкм. Возбуждение и регистрация сигнала люминесценции велись через подготовленные таким образом отверстия. Алюминиевая пленка не имела контакта с легированной n⁺-контактной областью гетероструктуры.

Ниже приведены результаты, полученные при оптическом возбуждении образца и последующем детектировании люминесценции непосредственно через окна диаметром около 1 мкм (рис. 5). Эксперименты проводились в

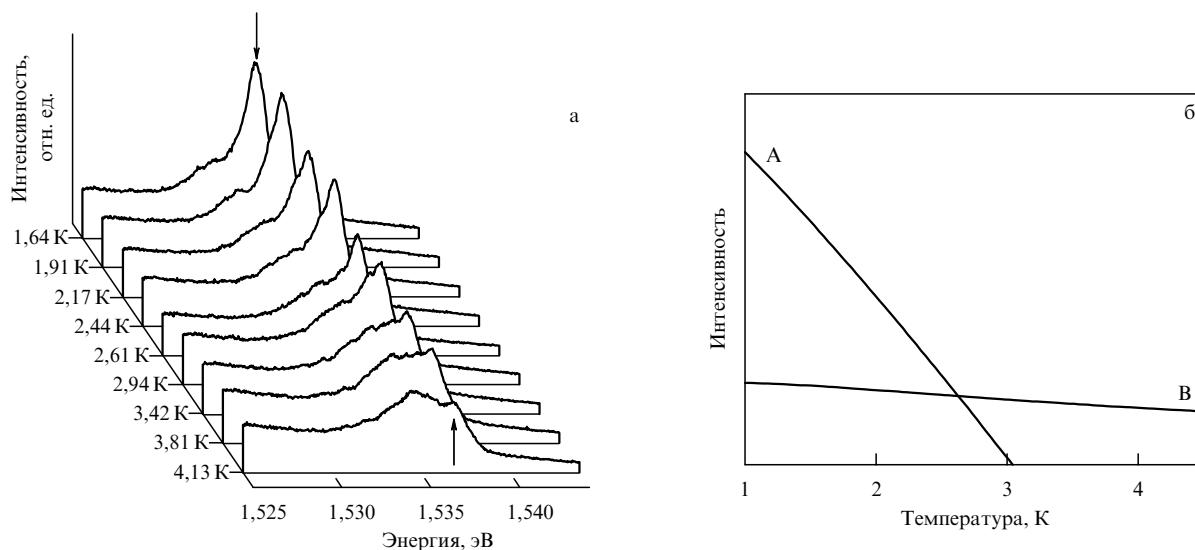


Рис. 4. (а) Температурная зависимость интенсивности люминесценции конденсата МЭ. (б) Результаты расчета температурных зависимостей интенсивностей люминесценции конденсата межъядерных экситонов (А) и надконденсатной части экситонов (В).

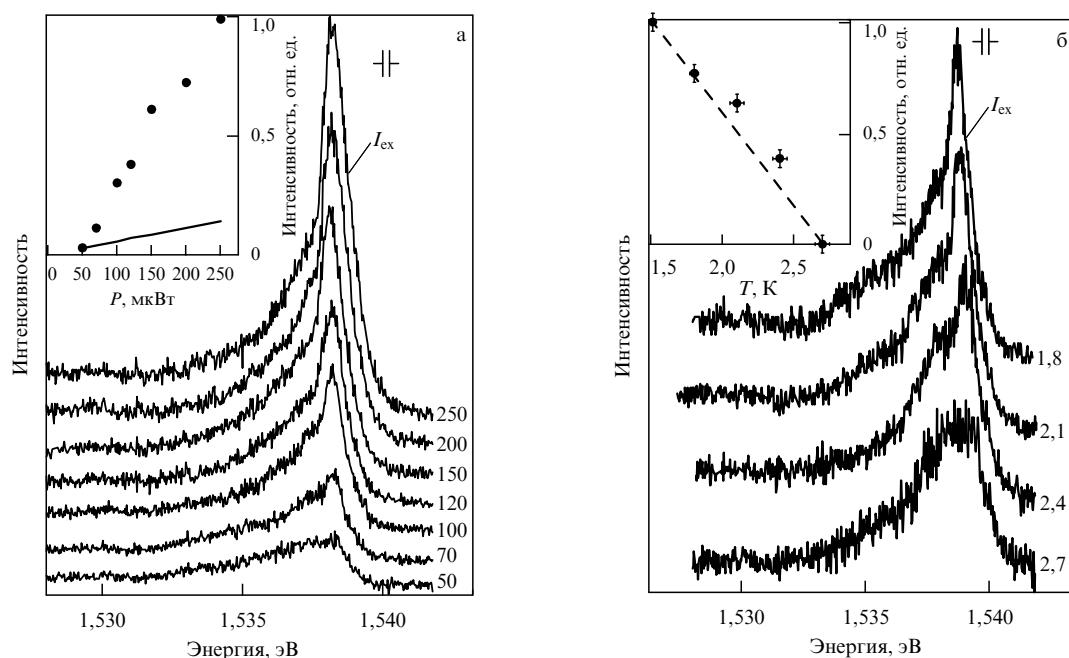


Рис. 5. Спектры люминесценции МЭ в образце, покрытом металлической маской, при детектировании из окон микронного размера: (а) при различных значениях мощности возбуждения, указанных возле соответствующих кривых в микроваттах ($T = 1,6$ К); (б) при различных значениях температуры, указанных справа от кривых в градусах Кельвина.

условиях резонансного лазерного возбуждения внутридырковых экситонов на тяжелых дырках ($1s\text{HH}$ -экситоны) с помощью перестраиваемого Ti-Sp-лазера, с целью минимального перегрева экситонной системы относительно решеточной температуры. При малых плотностях возбуждения, менее 40 мВт, в спектрах люминесценции наблюдается относительно широкая, асимметричная полоса МЭ (ширина около 2 мэВ) (рис. 5а). Эта неоднородно уширенная полоса обусловлена сильной локализацией МЭ на мелкомасштабных флуктуациях случайного потенциала, связанного с остаточными заряженными примесями. При увеличении накачки (≥ 50 мВт) на фиолетовом краю широкой

полосы пороговым образом вырастает узкая линия. Интенсивность этой линии увеличивается с ростом накачки сверхлинейно (см. вставку на рис. 5а), при этом линия несколько сужается и сдвигается примерно на 0,5 мэВ в сторону меньших энергий. Минимальная измеренная полная ширина указанной линии в таких экспериментах составляла около 300 мкэВ. Измеренная ширина линии была близка к температуре решетки, но, тем не менее, несколько превышала ее. При дальнейшем увеличении накачки (более 0,5 мВт) узкая линия МЭ начинает уширяться и затем, монотонно расширяясь, сдвигаться в сторону больших энергий (эффект экранирования внешнего электрического поля).

В этом эксперименте узкая линия МЭ исчезала в спектре при температурах $T \geq 3,6$ К. Рисунок 5б иллюстрирует типичное поведение I-линии при вариации температуры и фиксированной накачке. Видно, что при $T = 1,8$ К (мощность возбуждения 250 мкВт) указанная линия отчетливо возвышается над бесструктурной полосой люминесценции локализованных экситонов и имеет большую интенсивность. При увеличении температуры интенсивность I-линии уменьшается, ее ширина при этом мало изменяется, и при $T = 3,6$ К эта линия исчезает на фоне бесструктурного спектра локализованных экситонов, который при этом сохраняет свою форму. Очень существенно, что уменьшение интенсивности I-линии при увеличении температуры не носит активационного характера. Измерив температурную зависимость интенсивности I-линии при различных накачках, мы установили следующую закономерность ее температурного поведения:

$$I_T \propto 1 - \frac{T}{T_c}, \quad (2)$$

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

Мы предполагаем, что представленные экспериментальные результаты свидетельствуют о бозе-конденсации МЭ в одиночном латеральном домене размером около 1 мкм, происхождение которого обусловлено крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала. При небольших накачках и достаточно низких температурах фотовозбужденные МЭ оказываются сильно локализованными из-за наличия мелкомасштабных дефектов (например остаточных заряженных примесей). Этому соответствует широкая, неоднородно усиленная полоса люминесценции МЭ при небольших плотностях возбуждения. Из-за сильного диполь-дипольного отталкивания на дефекте может локализоваться не более одного экситона, поэтому этот канал люминесценции быстро насыщается. В исследованных структурах это происходит при концентрациях менее 3×10^9 см⁻². При дальнейшем увеличении накачки, выше порога протекания в домене, МЭ оказываются делокализованными. При достижении критических величин плотности экситоны конденсируются в нижайшее делокализованное состояние. Это проявляется экспериментально в пороговом появлении узкой линии люминесценции, ее сужении с ростом накачки, сверхлинейном росте и сдвиге в сторону меньших энергий в соответствии с заполнением нижайшего состояния в домене экситонами, подчиняющимися статистике Бозе-Эйнштейна. Наиболее сильным аргументом в пользу конденсации экситонов является критичность обнаруженных свойств к температуре. Можно рассчитать, как изменяется с ростом температуры интенсивность люминесценции конденсированной и надконденсатной части экситонов в домене-ловушке микронного масштаба. Результаты расчета представлены на рис. 4б [48]. Видно, что в рамках использованной модели [48], линейный закон поведения интенсивности узкой линии люминесценции при вариации температуры, вплоть до ее исчезновения в континууме спектра, реализуется только для конденсированной части экситонов. В то же время люминесценция надконденсатной части экситонов очень слабо чувстви-

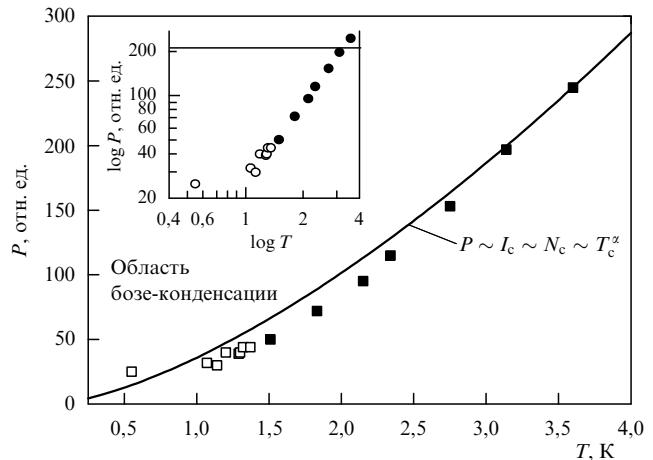


Рис. 6. Фазовая диаграмма бозе-конденсации межъядерных экситонов в образцах с крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала. Полые квадраты и кружки соответствуют оптическому возбуждению Ti-Sr-лазером, темные — Ne-Не-лазером.

тельна к вариациям температуры в этом температурном интервале.

Исследуя порог появления узкой линии люминесценции МЭ, который соответствует началу макрозаполнения экситонами нижайшего состояния в латеральном домене-ловушке, в зависимости от изменения температуры, мы построили фазовую диаграмму, очерчивающую область экситонного бозе-конденсата (рис. 6). С этой целью в интервале температур $T = 0,5$ –4 К исследовались зависимости спектров люминесценции от накачки. В результате для каждой заданной температуры в этом интервале определялись величины пороговых мощностей P_c , при которых в спектре начинала появляться (или исчезать) узкая линия, соответствующая экситонному конденсату. Таким образом, фазовая диаграмма строилась в координатах P_c – T . Плотность межъядерных экситонов оценивалась по "фиолетовому" сдвигу линии, связанному с экранированием приложенного электрического напряжения, при больших накачках. Пороговая величина экситонной плотности, оцененная таким образом при $T = 0,55$ К, составляет $n_c = 3 \times 10^9$ см⁻² (показано стрелкой на рис. 6). В шкале накачек представленной фазовой диаграммы интенсивности линий и экситонные плотности связаны между собой линейно. В температурном интервале 1–4 К критические величины плотности и температуры, при которых наступает конденсация, связаны степенным законом:

$$N_c \approx T^\alpha, \quad (3)$$

где $\alpha \geq 1$. При температуре $T < 1$ К фазовая граница уже не описывается простым степенным законом.

2.2. Когерентность экситонного конденсата

Сконденсировавшиеся экситоны должны быть пространственно когерентны. Пространственная когерентность должна проявляться, по меньшей мере, на масштабах де-бройлевской длины волны МЭ λ_{ex} , которая при $T = 2$ К равна $\lambda_{ex} \approx h/\sqrt{\pi m_{ex} k T} = 1,5 \times 10^3$ Å, что почти на порядок превышает боровский экситонный радиус. Экситонная плотность в реализованных экспери-

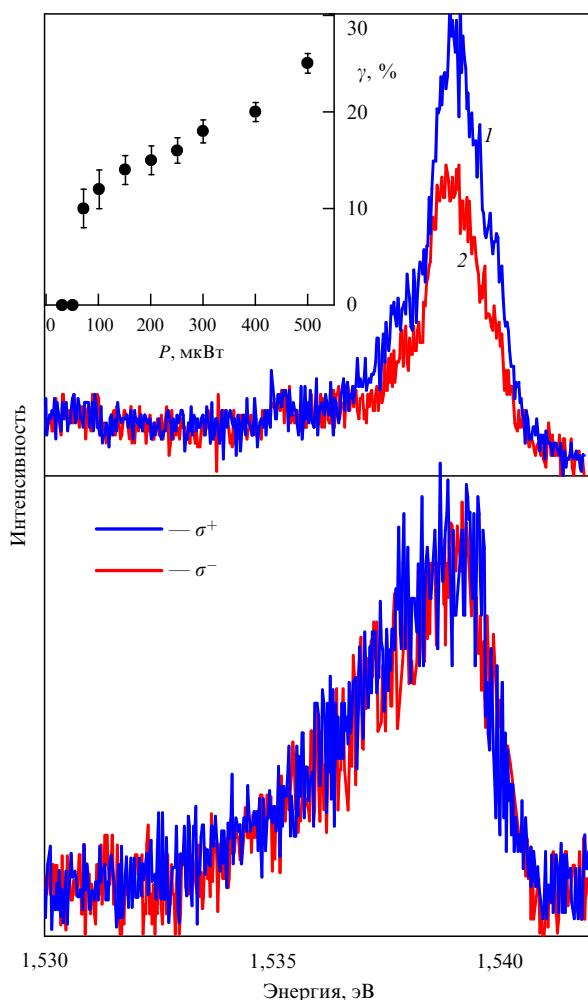


Рис. 7. Люминесценция межъямных экситонов в условиях резонансного возбуждения циркулярно поляризованным светом. В верхней части рисунка кривая 1 отвечает циркулярной поляризации по правому кругу, кривая 2 — по левому (мощность возбуждения 150 мкВт). Линия люминесценции, приведенная в нижней части рисунка (мощность возбуждения 60 мкВт), не поляризована: контуры линий, измеренных для циркулярных поляризаций по левому и правому кругу, в пределах шумов измерений не различаются. На вставке показана зависимость степени циркулярной поляризации γ линии люминесценции МЭ от мощности возбуждения.

ментах соответствовала безразмерному параметру $r_\lambda = n\lambda_{\text{ex}}^2 = 4$. На таких пространственных масштабах когерентные экситоны должны быть сфазированы, т.е. должны описываться единой волновой функцией. Возникновение коллективного экситонного состояния может сопровождаться увеличением скорости излучательного распада сконденсированной части экситонов, по сравнению с таковой для надконденсатных экситонов, а также возрастанием времени спиновой релаксации экситонов в конденсате, по сравнению с временем одночастичной экситонной релаксации спина.

С целью проверки этих предположений были проведены эксперименты по резонансному возбуждению экситонов циркулярно поляризованным светом. Напомним, что основное состояние МЭ не является простым крамерсовским дублетом, а четырехкратно вырождено по проекциям углового момента ($M = \pm 1, \pm 2$). Оптически активными (bright) являются экситонные состояния с $M = \pm 1$, а оптически неактивными (dark) — экситоны, у

которых проекции угловых моментов $M = \pm 2$. При резонансном стационарном возбуждении циркулярно поляризованным светом внутриямных 1sHH-экситонов мы обнаружили пороговое возрастание степени циркулярной поляризации узкой линии МЭ, соответствующей конденсированной фазе (рис. 7). Степень поляризации при увеличении накачки возрастала вплоть до 40 %. Этот эффект косвенно свидетельствовал об увеличении скорости излучательной рекомбинации экситонов в конденсате и возможном возрастании времени спиновой релаксации, что подтверждается прямыми измерениями временной эволюции и кинетики спектров люминесценции в условиях импульсного резонансного возбуждения циркулярно поляризованным светом (рис. 8). Видно (рис. 8а), что узкая линия конденсированной экситонной фазы появляется в спектрах при импульсном возбуждении с задержкой около 4 нс и ее время затухания составляет 20 нс, тогда как континuum под узкой линией "живет" более 100 нс. Прямые измерения степени циркулярной поляризации продемонстрировали, что время спиновой релаксации экситонов в конденсате почти вдвое превышает аналогичное время одночастичной экситонной релаксации, измеренное при $T > T_c$ (рис. 8б). Приведенные выше результаты можно рассматривать как косвенное свидетельство возрастания когерентного объема экситонного конденсата.

Рассматривая возрастание объема когерентности конденсированной экситонной фазы, следует остановиться на интересных экспериментах Бутова с соавторами [29, 31], в которых было обнаружено необычное поведение кинетики фотолюминесценции МЭ при импульсном лазерном возбуждении. При достаточно больших мощностях возбуждения и низких температурах кинетика излучательного распада МЭ перестает описываться простым экспоненциальным законом, а именно: непосредственно после воздействия импульса, возбуждающего экситоны, интенсивность фотолюминесценции скачком возрастает, а затем неэкспоненциально быстро спадает.

Такое необычное поведение кинетики излучательного распада не проявляется при небольших мощностях возбуждения, высоких температурах, наличии сильного беспорядка, связанного с хаотическим потенциалом, а также при включении магнитного поля, поперечного гетерослоем. Кинетика фотолюминесценции в этих условиях носит моноэкспоненциальный характер и отличается большими временами. Нужно отметить, что в случае делокализованных экситонов излучательно аннигилируют только те из них, импульсы трансляционного движения которых имеют порядок импульса света: $K \leq E_g/hc$ (c — скорость света в среде). Обнаруженное возрастание скорости излучательной аннигиляции МЭ авторы работ [29, 31] объясняют как следствие двух эффектов. Один из них связывается с возрастанием площади когерентности МЭ в условиях их конденсации в состояния с импульсами, меньшими световых. Второй эффект полагается обусловленным сверхлинейным заполнением оптически активных экситонных состояний, вызванным стимулированным экситонным рассеянием, когда числа заполнения в конечном экситонном состоянии $n \gg 1$ (т.е. вследствие вырожденной бозе-статистики МЭ).

Возникновение коллективного экситонного состояния в нашем случае подтверждается также эксперимен-

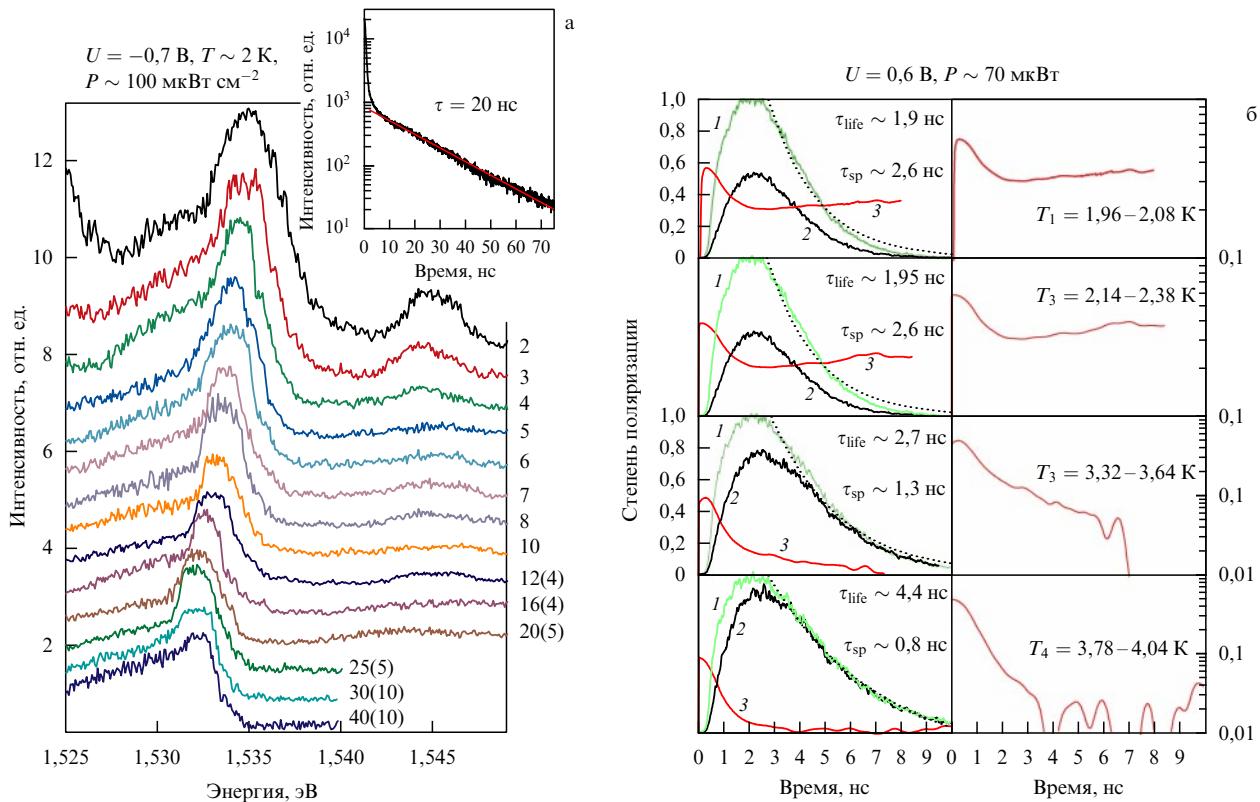


Рис. 8. (а) Временная эволюция спектров люминесценции МЭ в условиях импульсного возбуждения. Справа от кривых указаны времена задержки и времена (в скобках) интегрирования сигнала в наносекундах. Потенциал U п-i-n-структурь с ДКЯ равен $-0,7$ В. На вставке — кинетика затухания люминесценции МЭ. $T = 2$ К. (б) Кинетика циркулярно поляризованной люминесценции МЭ и ее степени циркулярной поляризации в условиях импульсного резонансного возбуждения циркулярно поляризованным светом. Измеренная степень циркулярной поляризации приведена для каждой картины кинетики (в левой части рис. б), указаны также температурные интервалы измерений (в правой части рис. б); τ_{life} — время жизни МЭ, τ_{sp} — время спиновой релаксации МЭ. Кривая 1 соответствует циркулярной поляризации по правому кругу, кривая 2 — по левому кругу, кривая 3 — степень циркулярной поляризации. В правой части рис. б зависимость степени циркулярной поляризации линии люминесценции представлена в логарифмическом масштабе.

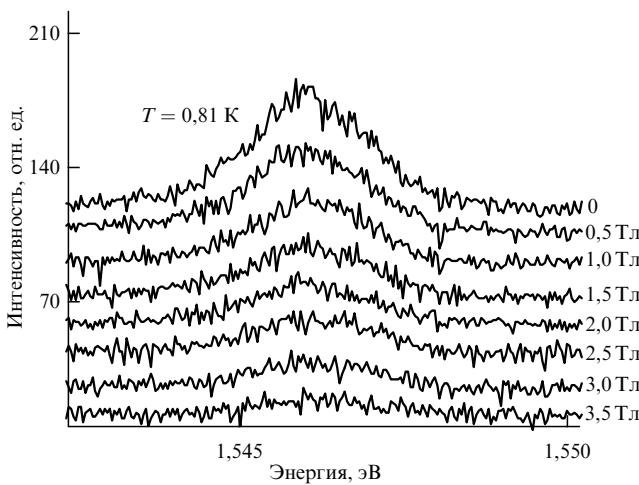


Рис. 9. Люминесценция конденсата МЭ в магнитном поле, поперечном слоям. Справа от кривых указаны величины магнитных полей. Магнитное поле подавляет интенсивность конденсированной части экситонов.

тами в магнитном поле, поперечном электрон-дырочным слоям. Влияние магнитного поля на внутриямы и межъямы экситоны обстоятельно проанализировано в работах Лозовика, Бутова и соавторов [31, 54–56]. Действие поперечного магнитного поля на МЭ, с одной

стороны, снимает вырождение по спиновым степеням свободы в экситоне, усиливает его энергию связи, а с другой стороны, увеличивает трансляционную экситонную массу. В пределе, когда магнитная длина превышает расстояние между электрон-дырочными слоями, $l_B > \Delta Z$, трансляционная масса МЭ возрастает, а именно, $m_{\text{ex}} \propto \sqrt{B}$. Поэтому, в конечном итоге, поперечное магнитное поле "подавляет" конденсацию экситонов. Из рисунка 9 видно, что интенсивность конденсированной части МЭ существенно уменьшается при увеличении поперечного магнитного поля.

2.3. Конденсация межъямы экситонов в неоднородном электрическом поле

В случае латеральных ловушек, обусловленных крупномасштабным хаотическим потенциалом, остаются открытыми вопросы о форме потенциальной ямы, ее фактической глубине и латеральном размере. Поэтому стала актуальная задача об искусственном приготовлении с помощью управляемого внешнего воздействия таких латеральных ловушек для МЭ, параметрами которых можно было бы управлять и контролировать их с большей определенностью. Наиболее подходящим для решения этой задачи оказалось использование неоднородного электрического поля. Схема действия неоднородного электрического поля на МЭ представлена на рис. 10. При протекании тока через точечный

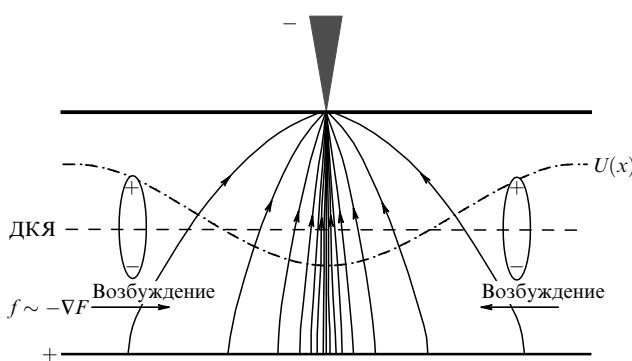


Рис. 10. Схематическое представление неоднородного электрического поля в гетероструктуре с ДКЯ при протекании электрического тока через точечный контакт в объем структуры. Линии со стрелками — силовые линии электрического поля вблизи иглы; штрихпунктирная кривая — потенциальная яма для экситонов; штриховая прямая — сечение ДКЯ.

контакт иглы туннельного микроскопа с поверхностью гетероструктуры с ДКЯ, в условиях приложенного электрического смещения между проводящей игрой и встроенным затвором, внутри структуры возникает сильнонеоднородное электрическое поле. Естественно ожидать, что максимальное значение поля будет находиться непосредственно под игрой. Величину электрического поля можно контролировать экспериментально по спектральному сдвигу линии люминесценции МЭ относительно линии внутридлямных экситонов.

Далее, междлямные экситоны являются диполями, поэтому в неоднородном электрическом поле на такие

экситоны действуют электростатические силы, $f \approx \approx -e\nabla F$, принуждающие экситоны двигаться к центру потенциальной ямы, которая служит ловушкой для МЭ. Расстояние, на которое могут продрейфовать экситоны, определяется градиентом поля, временем жизни экситонов и их подвижностью. На рисунке 10 качественный вид потенциальной ямы представлен штрихпунктирной кривой.

Неоднородное электрическое поле внутри гетероструктуры создавалось с помощью иглы туннельного микроскопа (схематически показано на рис. 10). Для этого использовался коммерческий кремниевый кантилевер туннельного микроскопа. Кантилевер с игрой, покрытый золотой пленкой толщиной 120 нм, монтировался на связанной паре биморфных пьезокерамических пластин. Конструкция позволяла при приложении электрического напряжения к пьезокерамическим пластинам осуществлять "мягкое" касание игры с поверхностью структуры. Вся конструкция размещалась внутри оптического криостата в сверхтекущем гелии [49].

Рассмотрим, какой вид имела потенциальная яма при протекании тока через структуру. С этой целью измерялись спектры люминесценции экситонов в зависимости от положения острофокусированного лазерного пятна (размером около 20 мкм), возбуждающего люминесценцию, относительно точечного контакта (рис. 11 и 12) [49]. Люминесценция детектировалась непосредственно из области возбуждающего лазерного пятна. Эта область выделялась специальными диафрагмами и проецировалась на входную щель спектрометра. На рисунках 11 и 12 продемонстрировано, как ведут себя спектры люминесценции междлямных и внутридлямных экситонов в зависи-

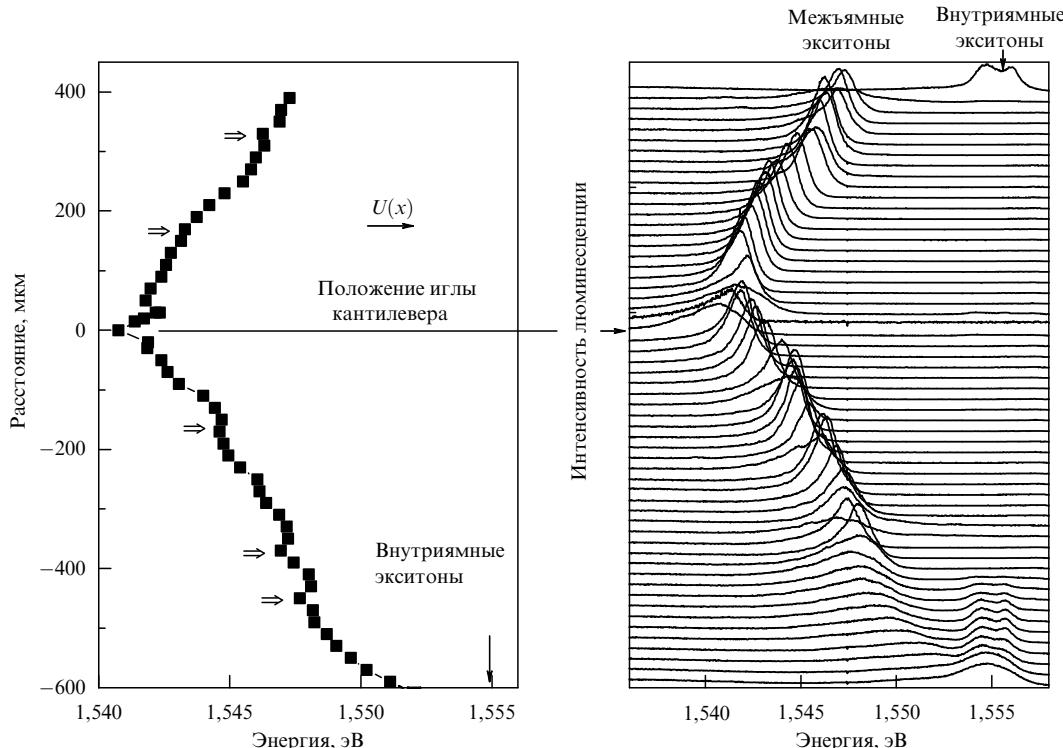


Рис. 11. Профиль латеральной потенциальной ямы, создаваемой неоднородным электрическим полем. В правой части рисунка показаны спектры люминесценции междлямных и внутридлямных экситонов, измеренные в зависимости от расстояния пятна лазерного возбуждения относительно точечного контакта (размер сфокусированного пятна около 20 мкм, люминесценция детектируется только из области возбуждения), в левой части — положение максимума линии люминесценции МЭ в зависимости от того же расстояния. $T = 2$ К.

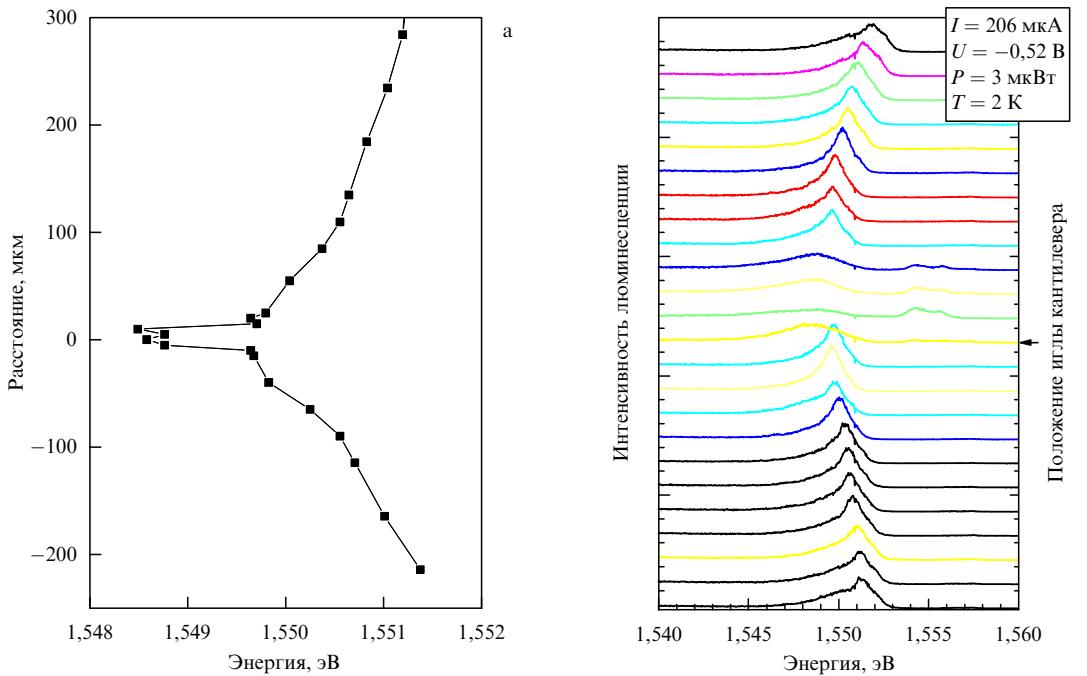


Рис. 12. Вид латеральной потенциальной ямы, создаваемой неоднородным электрическим полем, вблизи иглы кантителевера: (а) положение максимума линии люминесценции МЭ, измеренное в зависимости от расстояния между лазерным пятном и точечным контактом; (б) спектры люминесценции межъямных и внутрияямых экситонов в зависимости от того же расстояния.

мости от расстояния от точечного контакта. На этих же рисунках показано поведение спектрального положения максимума линии межъямных экситонов как функции того же расстояния. В сущности, эти рисунки передают форму латеральной потенциальной ямы для МЭ: $U(x) \simeq eF(x)\Delta Z + E_l(x)$. Видно, что наибольший спектральный сдвиг линии люминесценции МЭ относительно линии внутрияямых экситонов наблюдается непосредственно в области точечного контакта. В этом месте яма наиболее глубокая (см. рис. 12), а спектральный сдвиг составляет 13,5 мэВ при значении тока, проходящего через структуру, 27 мкА. По величине этого сдвига легко оценить максимальную величину электрического поля, которая в рассматриваемом случае равна $1,1 \times 10^4 \text{ В см}^{-1}$. По мере удаления от точечного контакта электрическое поле уменьшается, и на расстояниях около 500 мкм начинает возгораться линия внутрияямых экситонов.

Картина распределения электрического поля вокруг точечного контакта близка к аксиально-симметричной, однако радиальное распределение электрического потенциала не является монотонной функцией расстояния от контакта. Во-первых, наблюдается узкий и глубокий провал в потенциальной яме непосредственно вблизи контакта (см. рис. 12). Самым удивительным и неожиданным оказалось то, что такого рода узкие и достаточно глубокие провалы в потенциальной кривой наблюдаются на большом удалении от центра ямы (показано широкими стрелками слева на рис. 11). Эти узкие провалы появляются всегда при значении тока более 1 мкА и удаляются от центра ямы с увеличением тока. Объяснение происхождения таких, аксиально расположенных провалов на потенциальной кривой является отдельной, пока нерешенной задачей. Возможная причина их появления связана с нелинейным экранированием электрического поля внутри структуры фотовоз-

бужденными носителями. Однако узкие провалы в потенциальной кривой могут сами служить латеральными ловушками для МЭ. Здесь следует специально отметить, что обсуждаемые провалы на потенциальной кривой имеют совсем иное происхождение, не связанное с природой люминесценции МЭ, проявляющейся в форме узких латеральных колец, которые наблюдались в работах Бутова и соавторов [50, 51], а также в [52, 53]. Такие кольцевые структуры свечения возникали при достаточно мощном сфокусированном лазерном возбуждении. Их происхождение связано с процессами обеднения электронами и экранирования поля в области оптической накачки, а также со встречным дрейфом электронов и дырок, который возникал в этих условиях.

Интересно поведение люминесценции МЭ при возбуждении непосредственно в ловушках, создаваемых неоднородным электрическим полем. В случае центральной ловушки, расположенной непосредственно под иглой, линия люминесценции МЭ оказывается широкой (около 2–3 мэВ). Это связано с сильным перегревом приконтактной области, где плотность тока максимальна (см. рис. 12). В связи с этим очень интересными представляются области провалов в потенциальной кривой, значительно удаленные от места контакта, в которых перегревом можно пренебречь. Указанные области также являются потенциальными ловушками для МЭ. Поэтому остановимся на люминесценции экситонов при возбуждении в такой, удаленной от центра, ловушке (рис. 13). При небольших накачках, менее 300 нВт, в спектре наблюдается широкая и асимметричная линия люминесценции МЭ (ширина полосы около 3 мэВ) с длинноволновым "хвостом", плавно спадающим по интенсивности. Эта неоднородно уширенная полоса обусловлена излучательным распадом сильнолокализованных экситонов. При накачках более 300 нВт на фиолетовом краю указанной полосы

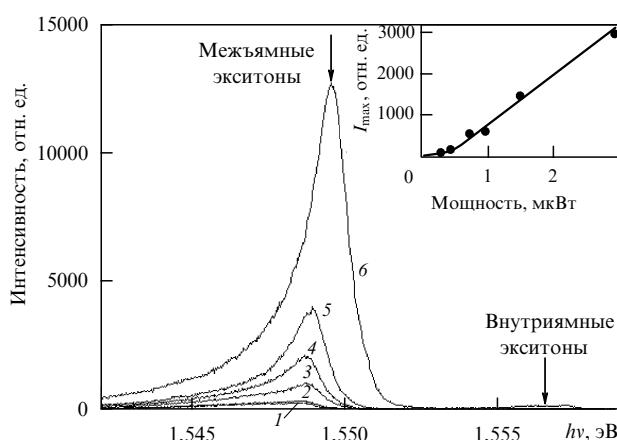


Рис. 13. Спектры люминесценции МЭ при вариации мощности возбуждения, измеренные непосредственно из потенциальной ямы-ловушки, созданной неоднородным электрическим полем и удаленной от иглы на 80 мкм. На вставке — зависимость максимальной интенсивности I_{\max} от мощности. $T = 2$ К.

пороговым образом вырастает достаточно узкая линия делокализованных экситонов. Интенсивность этой узкой линии вблизи порога ведет себя сверхлинейно с ростом накачки. Только при больших накачках, более 3 мкВт, линия люминесценции МЭ начинает уширяться и сдвигаться в сторону больших энергий из-за экранирования электрического поля. Поведение спектров МЭ в латеральной ловушке, "приготовленной" электрическим полем, при изменении мощности возбуждения оказывается качественно таким же, какое проявляли МЭ при конденсации в нижайшее состояние в латеральных доменах-ловушках, обусловленных крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала.

3. Заключение

Обнаруженное явление бозе-конденсации в исследованных структурах проявляется в шкале экситонных концентраций в ограниченных пределах: $N_{loc} < N_{ex} < N_{l-M}$. В области малых плотностей ($N_{loc} \leq 3 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$) предел обусловлен эффектами сильной локализации экситонов на дефектах, а в области больших плотностей (N_{l-M}) — разрушением экситона вследствие перехода изолятор — металл. Действительно, при увеличении мощности возбуждения выше 0,5 мВт линия люминесценции МЭ в наших структурах начинает уширяться, а затем, продолжая уширяться, сдвигаться в сторону больших энергий. Уширение I-линии происходит вследствие перекрытия волновых функций экситонов в плоскостях КЯ и возникающего при таком перекрытии фермиевского отталкивания между электронами в одной яме и дырками в другой. Оцениваемая плотность, при которой межъямные экситоны теряют свою индивидуальность, и возникает $e-h$ -плазма с пространственно разделенными между соседними КЯ электронами и дырками, равна $N_{l-M} \approx 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Соответствующий этой плотности безразмерный параметр $r_s = 1/(\pi N_{l-M})^{1/2} a_B = 1.8$ (величина боровского экситонного радиуса $a_B \approx 150 \text{ \AA}$ оценивалась по диамагнитному сдвигу МЭ). Возникающая $e-h$ -плазма начинает экранировать внешнее электрическое поле, и полоса межъямной рекомбинации сдвигается в сторону больших энергий. Именно по величине такого сдвига оценивается величина $e-h$ -плот-

ности. Отметим также, что в экспериментах с доменами микронного масштаба полное число сконденсировавшихся экситонов составляло порядка 10^2 .

В обосновании предположения о конденсации МЭ в диэлектрическую коллективную фазу, тем не менее, остается до конца нерешенным важный вопрос, касающийся масштабов пространственной когерентности этого коллективного состояния. Ответ на него можно получить, например, с помощью измерений корреляций интенсивности фотолюминесценции в условиях, при которых предполагаемая экситонная конденсация происходит. Поскольку конденсация экситонов осуществляется в латеральных доменах, связанных с крупномасштабными флуктуациями хаотического потенциала, представляют собой интерес исследования фотолюминесценции в одиночных доменах с помощью микрозондовой оптической микроскопии. Ожидается, что в условиях конденсации МЭ фотолюминесценция одиночного домена, содержащего конденсат, должна быть полностью циркулярно поляризованной, а при наличии слабой связи между доменами можно ожидать временных биений степени циркулярной поляризации (оптический аналог эффекта Джозефсона).

В заключение приношу глубокую благодарность А.В. Ларионову, А.В. Горбунову, А.А. Дремину, С.В. Дубоносу, В.Е. Бисти за сотрудничество, а также В.Д. Кулаковскому, И.В. Кукушкину, Ю.М. Кагану, Л.В. Келдышу, Ю.Е. Лозовику, С.В. Иорданскому, Р.А. Сурису и Г.М. Элиашбергу за стимулирующие обсуждения и дискуссии.

Список литературы

1. Москаленко С А *ФТТ* **4** 276 (1962)
2. Blatt J M, Böer K W, Brandt W *Phys. Rev.* **126** 1691 (1962)
3. Casella R C *J. Appl. Phys.* **34** 1703 (1963)
4. Келдыш Л В, Копаев Ю В *ФТТ* **6** 2791 (1964)
5. Келдыш Л В, Козлов А Н *ЖЭТФ* **54** 978 (1968)
6. Козлов А Н, Максимов Л А *ЖЭТФ* **48** 1184 (1965)
7. Comte C, Nozieres P *J. Phys. (Paris)* **43** 1069, 1083 (1982)
8. Anderson M H et al. *Science* **269** 198 (1995); Davis K B et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 3969 (1995)
9. Bradley C C et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1687 (1995)
10. Jin D S et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 420 (1996)
11. Ketterle W, van Druten N *J. Phys. Rev. A* **54** 656 (1996)
12. Келдыш Л В, в сб. *Труды IX Международной конференции по физике полупроводников, Москва, 23–29 июля 1968 г.* Т. 2 (М., 1968) с. 1384
13. Jeffries C D, Keldysh L V (Eds) *Electron-Hole Droplets in Semiconductors* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 6) (Amsterdam: North-Holland, 1983)
14. Rashba E I, Sturge M D (Eds) *Excitons* (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 2) (Amsterdam: North-Holland, 1982)
15. Hulin D, Mysyrowicz A, Benoît à la Guillaume C *Phys. Rev. Lett.* **45** 1970 (1980); Snoke D W, Wolfe J P, Mysyrowicz A *Phys. Rev. B* **41** 11171 (1990); Fortin E, Fafard S, Mysyrowicz A *Phys. Rev. Lett.* **70** 3951 (1993); Mysyrowicz A et al. *Solid State Commun.* **92** 957 (1994); Mysyrowicz A, Benson E, Fortin E *Phys. Rev. Lett.* **77** 896 (1996); **78** 3226 (1997)
16. Кукушкин И В, Кулаковский В Д, Тимофеев В Б *Письма в ЖЭТФ* **34** 36 (1981); Timofeev V B, Kulakovskii V D, Kukushkin I V *Physica B+C* **117–118** 327 (1983)
17. O'Hara K E, Ó Súilleabáin L, Wolfe J P *Phys. Rev. B* **60** 10565 (1999); O'Hara K E, Wolfe J P *Phys. Rev. B* **62** 12909 (2000)
18. Копелевич Г А, Тиходеев С Г, Гиппиус Н А *ЖЭТФ* **109** 2189 (1996)
19. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 556 (1975)
20. Шевченко С И *ФНТ* **2** 505 (1976)

21. Fukuzawa T, Mendez E E, Hong J M *Phys. Rev. Lett.* **64** 3066 (1990)
22. Golub J E et al. *Phys. Rev. B* **41** 8564 (1990)
23. Kash J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2247 (1991)
24. Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 304 (1994)
25. Butov L V, in *Proc. of the 23th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors, Berlin, Germany, July 21–26, 1996* (Eds M Schefter, R Zimmerman) (Singapore: World Scientific, 1996)
26. Timofeev V B et al. *Europhys. Lett.* **41** 535 (1998)
27. Timofeev V B et al. *Письма в ЖЭТФ* **67** 580 (1998)
28. Krivolapchuk V V et al. *Solid State Commun.* **111** 49 (1999)
29. Butov L V et al. *Phys. Rev. B* **59** 1625 (1999)
30. Ларионов А В и др. *ЖЭТФ* **117** 1255 (2000)
31. Butov L V et al. *Phys. Rev. B* **62** 1548 (2000)
32. Ларионов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **75** 233 (2002)
33. Ivanov A L, Ell C, Haug H *Phys. Rev. E* **55** 6363 (1997)
34. Ivanov A L, Littlewood P B, Haug H *Phys. Rev. B* **59** 5032 (1999)
35. Hohenberg P C *Phys. Rev.* **158** 383 (1967)
36. Mermin N D, Wagner H *Phys. Rev. Lett.* **17** 1133 (1966)
37. Kosterlitz J M, Thouless D J J. *Phys. C: Solid State Phys.* **6** 1181 (1973)
38. Zhu X et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1633 (1995)
39. Yoshioka D, MacDonald A H *J. Phys. Soc. Jpn.* **59** 4211 (1990)
40. Chen X M, Quinn J J *Phys. Rev. Lett.* **67** 895 (1991)
41. Fernández-Rossier J, Tejedor C *Phys. Rev. Lett.* **78** 4809 (1997)
42. Лозовик Ю Е, Берман О Л *ЖЭТФ* **111** 1879 (1997)
43. Liu L, Świerkowski L, Neilson D *Physica B* **249–251** 594 (1998)
44. Lozovik Yu E, Ovchinnikov I V *Письма в ЖЭТФ* **74** 318 (2001)
45. Ларионов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **75** 689 (2002)
46. Дремин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 526 (2002)
47. Timofeev V B et al. *Phys. Rev. B* **60** 8897 (1999)
48. Горбунов А В, Тимофеев В Б, Бисти В Е *ЖЭТФ* (2005) (в печати)
49. Горбунов А В, Тимофеев В Б *Письма в ЖЭТФ* **80** 210 (2004)
50. Butov L V, Gossard A C, Chemla D S *Nature* **418** 751 (2002)
51. Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 117404 (2004)
52. Snoke D et al. *Nature* **418** 754 (2002); Snoke D *Science* **298** 1368 (2002)
53. Rapaport R et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 117405 (2004)
54. Лerner И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **78** 1167 (1980)
55. Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 216804 (2001)
56. Lozovik Yu E et al. *Phys. Rev. B* **65** 235304 (2002)

PACS numbers: 42.65.–k, 71.36. + e, 78.65.–n

Жесткий режим возбуждения поляритон-поляритонного рассеяния в полупроводниковых микрорезонаторах

Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев,
Л.В. Келдыш, В.Д. Кулаковский

В последнее время большой интерес вызывают необычные свойства поляритон-поляритонного рассеяния света в полупроводниковых микрорезонаторах [1–12]. В частности, экспериментально показано [13]¹, что при сдвиге частоты резонансного возбуждения от точки перегиба нижней поляритонной ветви (НПВ) рассеянный сигнал выше порога стимулированного рассеяния оказывается всегда направленным примерно по нормали к плоскости микрорезонатора (МР). Тогда как исходя из простой модели четырехволнового смешивания [7] можно было бы ожидать его сдвига вдоль нижней поляритонной ветви (см. схему рассеяния на рис. 1). Это обстоятельство недавно подтверждено в работе [15]. Такое поведе-

ние было теоретически объяснено [16–19] взаимовлиянием двух неустойчивостей: бистабильности отклика на внешнее воздействие раскачиваемой поляритонной моды и параметрической неустойчивости этой моды по отношению к распаду на рассеянные поляритоны. Бистабильность линейного оптического отклика при накачке по нормали к поверхности микрорезонатора (в область минимума НПВ) была недавно продемонстрирована в работе [20]. Однако в случае взаимовлияния бистабильности и параметрической неустойчивости, которое возможно при накачке вблизи точки перегиба НПВ, возникают совершенно новые и неожиданные нелинейные эффекты. В настоящей статье обсуждается физический смысл найденных в работах [16–19] неустойчивостей, а также анализируется влияние квазидвумерности поляритон-поляритонного рассеяния и насыщения экситонных переходов. Подчеркнем, что макрозаполненные поляритонные моды, поведение которых будет рассмотрено, с квантовой точки зрения подчиняются статистике Бозе, и поэтому речь идет, по существу, о кинетике сильнонеравновесной бозе-системы.

Обычно считается, что возникновение стимулированного рассеяния происходит "мягко" (по аналогии с мягким режимом возбуждения генератора), когда система теряет устойчивость для определенных рассеянных мод при превышении порога. При плавном прохождении порога такие моды становятся макрозаполненными, а их амплитуда плавно нарастает по мере увеличения накачки. Поскольку рост макрозаполненных мод происходит медленно (вследствие малого инкремента нарастания неустойчивых мод вблизи порога), они эффективно подавляют накопление рассеянного сигнала в близких модах с меньшим инкрементом нарастания. Одновременно амплитуда накачиваемой моды стабилизируется вследствие баланса поступающей в систему энергии. Такое поведение можно также уподобить фазовому переходу *второго рода*, происходящему в неравновесной системе под действием внешнего возбуждения, когда в результате перехода вся система согласованно и плавно переходит в ставшее более устойчивым макроскопическое состояние.

В работах [17–19] показано, что стимулированное рассеяние экситонных поляритонов в полупроводниковом МР может возникать "жестко" (по аналогии с жестким режимом возбуждения генератора). При этом амплитуда *возбуждаемой* поляритонной моды сначала скачком возрастает вследствие ее бистабильности, обычной для нелинейного осциллятора. Если в результате такой трансформации *возбуждаемой* моды система попадает в область сильной неустойчивости относительно поляритон-поляритонного рассеяния (или любого другого рассеяния, например, на фонах или свободных носителях), то соответствующие моды в большой области фазового пространства обладают большими инкрементами нарастания и начинают заселяться взрывообразно. Вследствие баланса поступающей в систему энергии населенность *возбуждаемой* моды скачкообразно уменьшается, а рассеянный сигнал получается сильно стохастическим. Такое поведение можно также уподобить фазовому переходу *первого рода*, происходящему в неравновесной системе под действием внешнего возбуждения. Хотя в работах [17–19] система предполагается пространственно однородной, можно, в соответствии с этой аналогией, ожидать ее

¹ См. также следующий доклад [14] в этом номере.