

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 98-02-16656

О конденсации межъямных экситонов в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах

А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев

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

Поступила в редакцию 14 февраля 2001 г.

Обсуждаются эксперименты, связанные с наблюдением коллективного поведения межъямных экситонов в двойных квантовых ямах с наклонными зонами при электрическом смещении.

PACS: 73.20.Mf, 78.55.Cr

Как известно, экситоны в собственном полупроводнике являются нижайшим и электрически нейтральным электронным возбуждением. На протяжении уже нескольких десятилетий экситоны используются как удобный объект, позволяющий моделировать поведение вещества при изменении плотности и внешних воздействий – температуры, давления, магнитного поля и пр. В зависимости от концентрации электрон-дырочных ($e - h$) возбуждений и температуры в эксперименте могут быть реализованы ситуации слабо взаимодействующего экситонного газа, молекулярного экситонного газа (газ 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 проистекало предположение, сформулированное в ряде теоретических работ еще в начале 60-х годов [1–3] о возможности бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) при достаточно низких температурах в слабо неидеальном и достаточно разреженном экситонном газе в объемных полупроводниках (в пределе разреженного экситонного газа $na_{exc}^3 \ll 1$, n – экситонная плотность, a_{exc} – борковский радиус экситона). Бозе-эйнштейновская конденсация экситонов в трехмерных системах подразумевает макроскопическое заполнение основного состояния с нулевым моментом, а также возникновение спонтанного параметра порядка (когерентности) в самом экситонном конденсате. В пределе большой $e - h$ плотности ($na_{exc}^3 \gg 1$) экситоны рассматрива-

лись 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 куперовскими парами являются сами экситоны [4–6]. Заметные кулоновские щели в состоянии экситонного изолятора могут возникать в условиях конформности электрон-дырочных ферми-поверхностей. Переход между пределами малой и большой плотности, согласно исследованиям, выполненным в [7], носит плавный характер.

Бозе-эйнштейновская конденсация в слабо неидеальном газе бозонов фиксированной плотности происходит при достижении критической температуры T_c , которая обратно пропорциональна массе бозе-частицы. Только недавно такое явление конденсации было обнаружено в разреженных и сильно охлажденных газах атомов щелочных металлов с результирующим целочисленным спином [8–11]. Это достижение стало возможным благодаря элегантной реализации техники лазерного охлаждения атомов в газе и их избирательному накоплению в малых объемах с помощью магнитных ловушек. Температуры перехода T_c в случае газов щелочных атомов оказались чрезвычайно низкие (десятые мК), что обусловлено большими массами атомов и относительно невысокими плотностями из-за 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. В полупроводниках трансляционные эффективные массы экситонов, как правило, малы, порядка и меньше массы свободного электрона. Поэтому в отличие от газа атомов щелочных металлов, БЭК газа экситонов при достижимых в эксперименте плотностях может происходить при гораздо более высоких температурах (температуры жидкого гелия). Однако и в случае экситонного газа, который является фотовозбужденной и, тем самым, в принципе неравновесной системой, существен 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 однофононной релаксации экситонов ($K < ms/h$, K – импульс экситона, s – скорость звука). В этой связи наиболее подходящими для обнаружения БЭК являются объекты, у которых скорости экситонной аннигиляции (в частности, излучательной 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 в сравнении 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 $e-h$ системе оказывается электрон-дырочная жидкость, в которую конденсируются экситоны и экситонные молекулы [12, 13]. Явление конденсации экситонов в капли электрон-дырочной жидкости, предсказанное Келдышем [12], наиболее полно изучено в Ge и Si [13]. Очевидно, что газ экситонов и экситонных молекул в равновесии с каплями $e-h$ жидкости остается классическим бальцмановским газом. В случае прямозонных полупроводников с дипольно-разрешенными межзонными переходами скорости экситонной рекомбинации, напротив, очень велики, кроме того, в таких полупро-

водниках возникают другие осложнения, связанные с дисперсией и динамикой экситонных поляритонов вблизи $K = 0$ [14]. Экспериментальные попытки обнаружения БЭК в газе экситонов предпринимались в Cu_2O [15], где основное состояние параэкситонов запрещено в нулевом порядке по K и является долгоживущим, а также в одноосно деформированных кристаллах Ge [16] в условиях нарушенной симметрии по отношению к спиновым степеням свободы. В Ge работа велась со спин-ориентированными экситонами в прямой аналогии с атомами водорода, выстроенными по спине. В обоих случаях при больших плотностях надежно проявлялась вырожденная бозе-статистика экситонов. Однако реализовать критические условия для БЭК экситонов в этих объектах, на наш взгляд, пока не удалось (см., например, [17]), но сами исследования в этих объектах продолжаются.

В последние годы ведется интенсивный поиск БЭК экситонов в двумерных (2D) системах на основе полупроводниковых гетероструктур. Интерес к 2D системам с пространственно разделенными электрон-дырочными слоями был стимулирован теоретическими работами, выполненными еще в середине 70-х годов [18, 19]. Следует, однако, напомнить, что в идеальной и неограниченной 2D системе, где плотность одночастичных состояний постоянна, БЭК при конечных температурах не может происходить по принципиальным причинам: из-за расходимости числа состояний, когда химический потенциал $\mu \rightarrow 0$ (то есть состояния с импульсами $K \geq 0$ могут аккумулировать неограниченное число бозе-частиц). О бозе-конденсации можно говорить только при $T = 0$ К, что с реальной точки зрения лишено смысла. Здесь уместно также напомнить работу [20], в которой на основе установленных Боголюбовым неравенств было строго доказано, что в неограниченной и идеальной 2D системе не может быть отличного от нуля параметра порядка, который разрушается из-за флуктуаций. Это доказательство относится как к сверхтекучей жидкости, так и сверхпроводимости в идеальных 2D системах. Аналогичная теорема доказана для 2D модели гейзенберговского ферромагнетика в работе [21]. Мы не будем здесь останавливаться на фазовом переходе Костерлица – Таулесса [22], когда сверхтекучее состояние в неупорядоченных 2D системах может возникать из-за спаривания вихрей. Такой переход является топологическим и поэтому не противоречит теореме [20]. Тем не менее, в квазидвумерных системах и 2D системах с латеральным ограничением БЭК может происходить при конечных температурах. Критическая температура БЭК в пространственно ограниченной 2D системе, где число со-

стояний конечно и спектр дискретный, согласно [23] равна $T_c = 2\pi\hbar n/m \log(ns)$, то есть уменьшается логарифмически с ростом площади S , занятой 2D газом бозонов. Наконец, если иметь в виду полупроводниковые 2D системы, то они, конечно же, являются квазидвумерными хотя бы по той причине, что в реальных случаях отношение кулоновской энергии к энергии размерного квантования не является малым параметром. Кроме того, из-за воздействий случайного потенциала в таких системах всегда возникает пространственное ограничение.

Среди квазидвумерных объектов на основе полупроводниковых гетероструктур, в связи с обсуждаемой проблемой очень интересны двойные квантовые ямы (ДКЯ) и сверхрешетки, так как в них удастся реализовать пространственное разделение фотовозбужденных электронов и дырок между соседними квантовыми ямами (КЯ) [24–31]. В ДКЯ с приложенным электрическим смещением, наклоняющем зоны, можно возбуждать экситоны, у которых электрон и дырка находятся в разных КЯ, разделенных туннельно прозрачным барьером. Такие экситоны называются пространственно непрямыми, или межъямными (МЭ), в отличие от прямых внутриямных экситонов (D), когда электрон и дырка в экситоне расположены в одних и тех же КЯ. В работах [27, 28] реализована ситуация в гетероструктуре GaAs/AlAs, когда экситоны не только не прямые пространственно, но и оказываются непрямыми в импульсном пространстве. Межъямные экситоны, по сравнению с внутриямными, являются долгоживущими из-за ограниченного перекрытия волновых функций электрона и дырки в экситоне через туннельный барьер, поэтому их нетрудно накапливать, а сам газ таких экситонов может быть охлажден до достаточно низких температур. Из-за нарушенной инверсной симметрии МЭ имеют постоянный дипольный момент уже в основном состоянии. Благодаря диполь-дипольному отталкиванию такие экситоны не могут связываться в молекулы.

Теория предсказывает различные возможные сценарии коллективного поведения в достаточно плотной системе пространственно разделенных электронов и дырок [18, 19, 32–37]. Например, в работе [37] 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. Ранее в работе [34] 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 [35] обсуждалась роль спиновых степеней свободы экситонов в условиях бозе-конденсации.

В реальных туннельно-связанных квантовых системах на основе полупроводниковых гетероструктур всегда присутствует случайный потенциал из-за разнообразных структурных дефектов – остаточных примесей, заряженных и нейтральных, флуктуаций ширины барьера и ширин самих квантовых ям и пр. Эти флуктуации создают случайный потенциальный рельеф в плоскостях КЯ, поэтому фотовозбужденные и пространственно разделенные между соседними КЯ электроны и дырки, а также межъямные экситоны могут оказаться сильно локализованными на этих флуктуациях, если температуры достаточно низкие. Такой эффект сильной локализации в связанных квантовых системах проявляется, в частности, в латеральном термоактивационном туннелировании носителей заряда [29, 30]. В этой связи исследования свойств делокализованных МЭ ведутся в структурах, где плотность локализованных состояний, связанная с хаотическим потенциалом, минимальна ($< 10^{10} \text{ см}^{-2}$).

В данном обзоре мы остановимся на некоторых, недавно выполненных, экспериментах в GaAs/AlGaAs ДКЯ с наклоненными электрическим полем зонами ($n-i-n$ структуры), где МЭ демонстрируют коллективное поведение при достижении критических условий – плотности и температуры. Основная информация о свойствах МЭ извлекается с помощью анализа спектров фотолуминесценции (ФЛ) при стационарном или импульсном оптическом возбуждении, измеренных при вариации мощности возбуждения, температуры, характера поляризации резонансной оптической накачки и магнитного поля [38–41].

Эксперимент. Сначала остановимся на свойствах МЭ в GaAs ДКЯ с узкими, 4-монослойными, AlAs барьерами, разделяющими КЯ между собой и отделяющими каждую из КЯ от AlGaAs барьера. При столь узких барьерах межъямные экситоны являются достаточно сильно связанными. С помощью приложенного электрического смещения в таких $n-i-n$ структурах можно было менять наклон зон и, тем самым, пространственно разделять фотовозбужденные электроны и дырки между туннельно связанными

ми КЯ. Известно также, что в структурах с узкими AlAs барьерами, выращенных с использованием техники прерывания эпитаксиального роста, флуктуации ширины барьера имеют крупномасштабный характер (вплоть до мкм), а значит, крупномасштабными будут соответствующие им флуктуации латерального потенциального рельефа. Естественно ожидать, что МЭ при достаточно низких температурах будут накапливаться в таких случайных латеральных потенциальных ямках большого масштаба. Оказалось, что система МЭ в условиях такого случайного латерального конфайнмента демонстрирует критическое поведение при увеличении плотности и достаточно низких температурах.

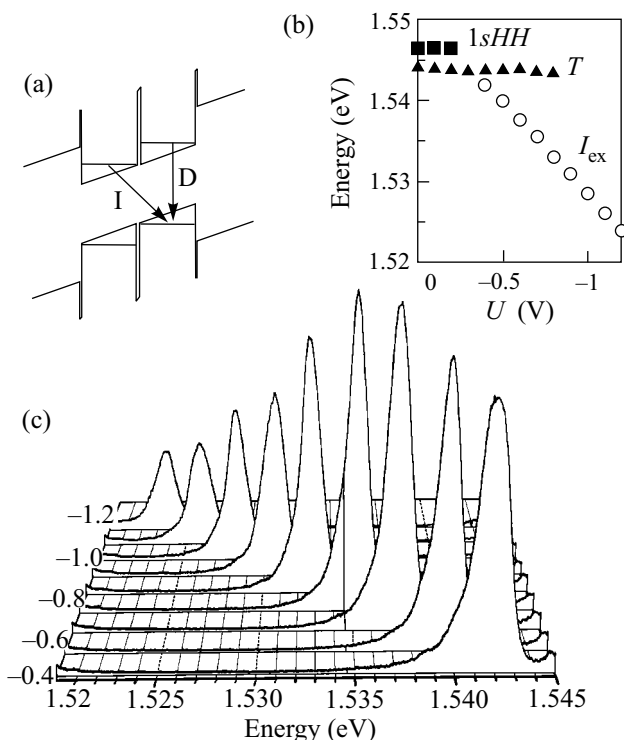


Рис.1. (а) Схема оптических переходов; (б) Зависимости спектральных позиций линий прямого экситона ($1sHH$), экситонного комплекса (T) и МЭ (I_{ex}) от электрического смещения; (с) поведение спектров люминесценции межъямных экситонов при изменении приложенного напряжения (цифры слева от спектров соответствуют электрическому напряжению в вольтах) и $T = 2$ К

На рис.1 представлены спектры люминесценции внутриямных (D) и межъямных (I) экситонов, измеренные при резонансном возбуждении и различных приложенных электрических смещениях. Исследуемые оптические переходы схематически проиллюст-

рированы на вставке к рис.1. В области внутриямной люминесценции при нулевом электрическом смещении видны две линии: $1sHH$ – свободного экситона на тяжелой дырке и связанного экситона. При отрицательных электрических смещениях в спектрах появляется линия межъямной излучательной рекомбинации (I-линия), которая почти линейно смещается в сторону меньших энергий при увеличении приложенного напряжения в соответствии с линейным штарковским сдвигом ($eF\Delta z$, F – электрическое поле) уровней размерного квантования в КЯ. При этом в спектре внутриямной рекомбинации остается заметной только линия заряженного экситонного комплекса [42]. При больших отрицательных смещениях $U < -0.4$ В и стационарном возбуждении в спектрах доминирует только линия ФЛ МЭ, а люминесценция прямых внутриямных экситонов и экситонных комплексов в этих же условиях значительно слабее по интенсивности. В рассматриваемом случае квантовый выход люминесценции очень высокий, и безызлучательными переходами можно пренебречь. Это заключение основывается на том, что с ростом приложенного напряжения времена жизни МЭ изменяются на несколько порядков, тогда как интенсивность ФЛ существенно не меняется.

Линия люминесценции МЭ при достаточно низких температурах ($T = 2$ К) и небольших накачках имеет большую ширину ($FWHM = 4 \div 5$ мэВ), а сама форма линии асимметрична с протяженным длинноволновым “хвостом” и резкой фиолетовой границей (см. рис.1 и рис.2). Такие особенности линии ФЛ МЭ являются следствием их сильной локализации на флуктуациях случайного потенциала [29, 30]. В этом случае ширина линии отражает статистическое распределение амплитуд случайного потенциала. При этом реализуются столь низкие накачки, при которых средняя плотность пространственно разделенных электронов и дырок $n_{e-h} < 10^9$ см $^{-2}$. При таких концентрациях среднестатистическое заполнение МЭ латеральных случайных потенциальных ям с линейными масштабами $l < 1$ мкм не превышает единицы, а неоднородная ширина спектра ФЛ МЭ достаточно большая (рис.2).

Интенсивность, форма и ширина линии люминесценции МЭ существенно изменяются при увеличении мощности резонансного возбуждения прямых, $1sHH$, внутриямных экситонов циркулярно поляризованным светом (см. рис 2). Линии I сужаются с ростом накачки вплоть до 1.3 мэВ, то есть почти в четыре раза, интенсивность в максимуме при этом растет сверхлинейным образом, а контур линии становится почти симметричным. В области сильного су-

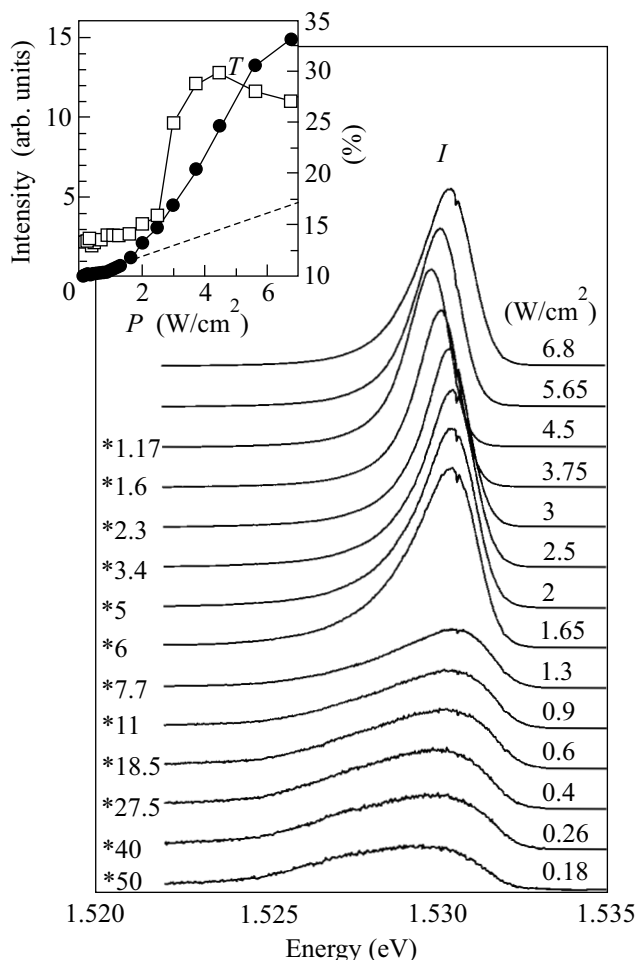


Рис.2. Спектры ФЛ МЭ (линия I) при различных мощностях резонансного возбуждения прямого, $1sHH$, экситона циркулярно поляризованным светом (σ^+), приложенном смещении -1 В и $T = 2$ К. Спектры соответствуют накачкам: 0.18; 0.26; 0.4; 0.6; 0.9; 1.3; 1.65; 2; 2.5; 3; 3.75; 4.5; 5.65 и 6.8 Вт/см² соответственно. На вставке представлены зависимости интенсивности линии МЭ (кружки, левая шкала) и ее степени циркулярной поляризации (квадраты, правая шкала) в функции плотности мощности. Пунктир – экстраполяция линейной зависимости интенсивности

жения линия МЭ с ростом накачки смещается в сторону меньших энергий на величину до 1.5 мэВ. Только при значительных накачках, $P > 6$ Вт/см², эта линия начинает двигаться в сторону больших энергий и при этом уширяться. Сдвиг линии в сторону больших энергий свидетельствует об экранировании приложенного электрического поля, когда плотность МЭ становится достаточно большой. Отсюда, пользуясь формулой Гаусса, по величине спектрального сдвига можно оценить сверху плотность МЭ. Эта

оценка для концентрации МЭ дает $n = 3 \cdot 10^{10}$ см⁻², когда ширина линии становится минимальной. Значительное сужение линии люминесценции МЭ наблюдается при различных приложенных отрицательных напряжениях смещения в интервале от -0.5 до -1.2 В. При больших отрицательных смещениях аналогичное сужение линии люминесценции МЭ происходило при заметно меньших накачках.

Эффект сильного сужения линии ФЛ МЭ при низких температурах дает основания предположить, что при увеличении мощности возбуждения МЭ сначала заполняют локализованные состояния, обусловленные флуктуациями хаотического потенциала. В каждом из таких состояний может оказаться не более одного экситона из-за сильного диполь-дипольного отталкивания между ними. После заполнения локализованных состояний и при дальнейшем увеличении накачки МЭ оказываются выше порога протекания (или порога подвижности, связанного с эффектом сильной локализации) и делокализованными. Именно в случае делокализованных МЭ с ростом их плотности наблюдается смещение узкой линии ФЛ в сторону меньших энергий (см. рис.2). Из этого наблюдения следует, что энергия основного состояния взаимодействующих МЭ с ростом их плотности понижается, несмотря на диполь-дипольное отталкивание. Такое поведение является типичным для вырожденной системы бозе-частиц при увеличении их концентрации и достаточно низкой температуре.

Интересно ведет себя степень циркулярной поляризации линии люминесценции МЭ в области сверхлинейного роста ее интенсивности при увеличении мощности резонансного возбуждения (см. рис.2). В обсуждаемых экспериментах при возбуждении циркулярно поляризованным светом рождались прямые, полностью спин-ориентированные $1sHH$ -экситоны, у которых угловой момент тяжелой дырки $J_h = +3/2$, а спин электрона $S_z = -1/2$. В результате туннелирования носителей и связывания в МЭ, а также вследствие спин-решеточной релаксации и сильного для дырок спин-орбитального взаимодействия спиновая "память" МЭ частично теряется, но, тем не менее, остается заметной и составляет почти 5 – 10% при низкой плотности возбуждения, хотя МЭ в этих условиях локализованы и соответствующая линия ФЛ неоднородно уширена. При фиксированной накачке степень циркулярной поляризации ФЛ МЭ монотонно уменьшается с ростом напряжения смещения. При увеличении плотности мощности резонансного фотовозбуждения, когда происходит сильное сужение линии ФЛ МЭ, степень циркулярной поляризации соответствующей линии пороговым образом возрастает в

несколько раз. Это наблюдение указывает на сверхлинейное возрастание числа экситонов с определенной ориентацией углового момента. Если предположить, что с ростом накачки скорость спиновой релаксации мало меняется (скорее всего она только возрастает), то увеличение степени циркулярной поляризации можно также связать с уменьшением времени жизни МЭ. Это следует из простого кинетического выражения, связывающего степень циркулярной поляризации с временами жизни и спиновой релаксации:

$$\gamma = \gamma_0 / (1 + \tau_d / \tau_s),$$

где γ_0 и γ – степени поляризации внутриямных и межъямных экситонов, τ_d и τ_s – времена излучательной рекомбинации и спиновой релаксации МЭ, соответственно. Если принять τ_s мало чувствительным к накачке, то, пользуясь выражением (1), легко заключить, что экспериментально обнаруженное возрастание степени циркулярной поляризации МЭ в три раза с ростом мощности возбуждения является следствием увеличения их скорости излучательной аннигиляции по меньшей мере в пять раз. Узкая линия МЭ формируется в спектрах ФЛ также при импульсном возбуждении. В результате исследований временной эволюции спектров при импульсной накачке было установлено, что эта линия имеет почти на порядок большую скорость затухания, по сравнению с затуханием ФЛ локализованных МЭ.

При резонансном возбуждении линейно поляризованным светом прямых, $1sHH$ экситонов (поляризация параллельна плоскости слоев) с ростом накачки также было обнаружено пороговое увеличение линейной поляризации узкой линии ФЛ (эффект выстраивания МЭ) в области сверхлинейного возрастания ее интенсивности. Когда же плотности возбуждения невелики и МЭ сильно локализованы на флуктуациях случайного потенциала, их спектр ФЛ в таких же условиях оставался слабо поляризованным. Этот эффект латерального выстраивания дипольного момента МЭ достигал максимума, а затем уменьшался при дальнейшем увеличении плотности мощности резонансного возбуждения, когда становилось заметным экранирование приложенного электрического напряжения (область накачек, при которых линия ФЛ начинала заметно уширяться и смещаться в сторону больших энергий). Выстраивание МЭ зависело также от направления ориентации линейной поляризации резонансного возбуждения в плоскости (001). На рис.3 представлена азимутальная зависимость степени циркулярной поляризации МЭ при резонансном, линейно поляризованном возбуждении в плоскости

(001), измеренная при небольшой и на порядок большей плотности мощности. Видно, что с ростом оптической накачки степень циркулярной поляризации МЭ существенно возрастает. Сильная азимутальная зависимость степени циркулярной поляризации, соответствующая симметрии C_{2v} , связана скорее всего с сильной анизотропией времени поперечной релаксации.

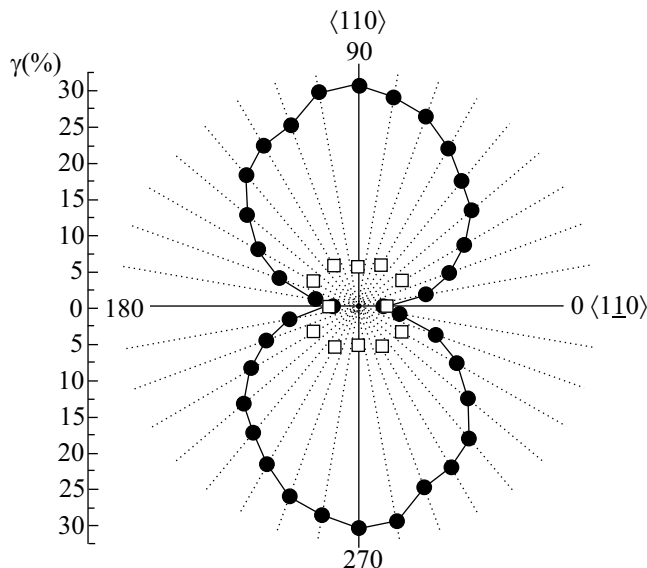


Рис.3. Азимутальная зависимость степени циркулярной поляризации ФЛ МЭ при резонансном возбуждении линейно поляризованным светом. Круги – накачка 4 Вт/см^2 , квадраты – накачка 0.2 Вт/см^2 . $T = 1.5 \text{ К}$

Изложенные выше явления оказались очень чувствительны к температуре. Было обнаружено, что при увеличении температуры выше критических значений и фиксированной большой накачке ширина линии МЭ скачком возрастает, а степень циркулярной поляризации уменьшается до прежних значений. Температурное поведение степени циркулярной поляризации и ширины линии ФЛ МЭ иллюстрирует рис.4. Видно, что критическая температура, при которой происходили столь драматические спектральные изменения, в рассматриваемом случае составляет $T_c \leq 6 \text{ К}$ ($\Delta T = \pm 1 \text{ К}$).

Остановимся на кинетике спектров люминесценции МЭ. В работах Бутова и др. [40, 41] было обнаружено необычное поведение затухания ФЛ МЭ при импульсном лазерном возбуждении. При достаточно больших мощностях возбуждения и низких температурах кинетика излучательного распада МЭ перестает описываться простым экспоненциальным за-

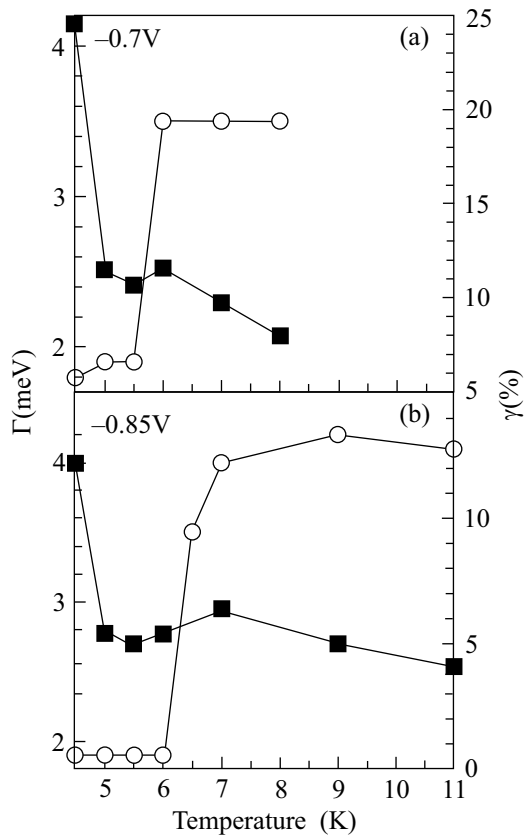


Рис. 4. Температурные зависимости ширины линии люминесценции межъямных экситонов Γ (круглые символы, левая шкала) и ее степени циркулярной поляризации γ (квадратные символы, правая шкала) для электрических смещений -0.7 и -0.85 В

коном, а именно: непосредственно после действия импульса, возбуждающего экситоны, интенсивность ФЛ скачком возрастает, а затем неэкспоненциально быстро падает. Эти особенности кинетики ФЛ МЭ проиллюстрированы на рис. 5. Такое необычное поведение кинетики излучательного распада МЭ отсутствует при небольших мощностях возбуждения, высоких температурах, при наличии сильного беспорядка, связанного с хаотическим потенциалом, а также при включении магнитного поля, поперечного гетерослоям. Кинетика ФЛ в этих условиях носит моноэкспоненциальный характер и отличается большими временами. Нужно отметить, что в случае делокализованных экситонов излучательно аннигилируют только те из них, у которых импульсы трансляционного движения порядка импульса света: $K \leq E_g/hc$ (c – скорость света в среде). Обнаруженное возрастание скорости излучательной аннигиляции МЭ авторы [40, 41] объясняют как следствие двух эффек-

тов. Один из них связывается с возрастанием площади когерентности МЭ в условиях их конденсации в состояния с импульсами, меньше световых. Второй эффект связывается со сверхлинейным заполнением оптически активных экситонных состояний, обусловленным стимулированным экситонным рассеянием, когда числа заполнения экситонных состояний $n > 1$ (то есть вследствие вырожденной бозе-статистики МЭ).

Обсуждение экспериментальных результатов и заключение. Представленные выше экспериментальные результаты не удается объяснить в рамках простой одночастичной картины излучательной аннигиляции МЭ, локализованных на флуктуациях случайного потенциала. Действительно, если связать возникновение узкой линии в спектрах фотолюминесценции с межъямными делокализованными экситонами, которые могут появляться выше порога протекания из-за эффектов экранирования хаотического потенциала, то остается непонятным, почему это явление столь критично к температуре и отсутствует при $T > T_c$. Неясным также остается пороговое возрастание степени циркулярной поляризации и выстраивания МЭ при увеличении их концентрации, а также возрастание скорости излучательной аннигиляции экситонов при достижении критических условий. Вместе с тем эти результаты могут быть по меньшей мере качественно объяснены как следствие коллективного поведения делокализованных МЭ при достижении критической температуры и концентрации. Можно предполагать, что в исследованных структурах с узкими АІАs барьерами присутствуют крупномасштабные флуктуации потенциала, в частности, обусловленные вариациями ширины барьера. Такие флуктуации потенциала плохо экранируются, в отличие от случайного потенциала из-за остаточных заряженных примесей, который также присутствует в исследованных структурах. Благодаря крупномасштабным флуктуациям потенциального рельефа в плоскости КЯ фотовозбужденные МЭ могут накапливаться в макроскопически протяженных областях с латеральным конфайнментом, вплоть до нескольких десятых мкм. Действительно, с вариациями ширины КЯ $w(r)$ можно связать изменения эффективного латерального потенциала $U(r) = U(w(r))$. В условиях квазиравновесия латеральное распределение экситонной плотности будет определяться равенством $\mu(n(r)) + U(r) = \mu$, где μ – химический потенциал МЭ, связанный с их средней плотностью в КЯ, а $\mu(n)$ – химический потенциал однородной диэлектрической экситонной фазы в области латерального конфайнмента. Очевидно, что

$|\mu(r)| < |\mu|$, так как $\mu(n) = -|E_{exc}| + |\delta U|$ (E_{exc} – энергия связи экситона), и экситонная плотность в области латерального конфайнмента может существенно превышать среднюю плотность в плоскости КЯ. Именно в этих областях и происходят основные события, связанные с фотовозбужденными МЭ.

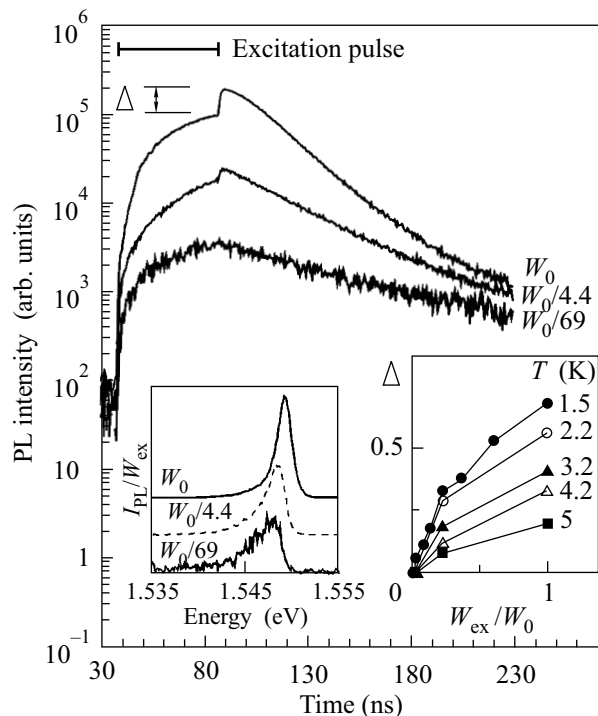


Рис.5. Зависимость кинетики ФЛ МЭ, измеренная в максимуме интегрального спектра ФЛ, от плотности мощности возбуждения W_{ex} при $U = 1$ В и $T = 1.5$ К. $W_0 = 10$ Вт/см². Импульс возбуждения имеет прямоугольную форму и длительность 50 нс. На вставке слева представлены соответствующие интегральные спектры ФЛ. Вставка справа показывает зависимость интенсивности ФЛ межъямного экситона, увеличивающейся после прекращения действия лазерного импульса, Δ , от плотности мощности возбуждения при разных температурах

Можно предполагать, что эффект сильного сужения линии ФЛ МЭ и критичность этого явления к плотности и температуре может быть связан с конденсацией МЭ в коллективную диэлектрическую экситонную фазу. В работе [37] показано, что достаточно плотная система МЭ, при определенных величинах дипольного момента МЭ, может конденсироваться в диэлектрическую фазу несмотря на диполь-дипольное отталкивание между такими экситонами. В работе [34] указывается, что такая конденсация скорее всего может происходить в областях с лате-

ральным конфайнментом. Согласно описанным экспериментам, при стационарном возбуждении такая конденсация происходит при $T < 5.5$ К и средней концентрации экситонов $3 \cdot 10^{10}$ см⁻². Далее, сужение линии ФЛ МЭ с ростом их плотности при низкой температуре сопровождается систематическим сдвигом этой линии в сторону меньших энергий (примерно на 1.5 мэВ). Такое поведение может демонстрировать только достаточно плотная система бозе-квазичастиц, имеющих целочисленный спин, при $\mu/kT \rightarrow 0$. Таким образом, эти наблюдения служат независимым аргументом в пользу сделанного предположения, что в рассматриваемом случае мы сталкиваемся с достаточно плотной диэлектрической, коллективной фазой МЭ. В этой фазе МЭ сохраняют свои индивидуальные свойства. Это заключение подтверждают исследования спектров ФЛ в магнитном поле в геометрии Фарадея. Было установлено [39], что узкая линия, подобно свободному экситону, расщепляется на зеемановский дублет с соотношением интенсивностей σ^+ - и σ^- -компонент, соответствующим температуре и величине спинового расщепления.

Сконденсировавшаяся часть экситонов должна быть сфазирована в пределах области когерентности. Пространственная когерентность должна возникать по меньшей мере на масштабах де-бройлевской длины волны МЭ, λ_{ex} , которая при $T = 2$ К составляет $\lambda_{ex} = \hbar/\sqrt{\pi m k T} = 1.5 \cdot 10^3$ Å и более чем на порядок превосходит боровский радиус экситона ($a_B \sim 100$ Å). Экситонная плотность в этих же условиях соответствует безразмерному параметру $r = n \times \lambda_{ex}^2 = 4$. На увеличение пространственной когерентности в конденсированной фазе указывает обнаруженное пороговое возрастание выстраивания МЭ. Известно, что эффект выстраивания непосредственно связан с поперечной релаксацией, а значит, со временем потери фазовой когерентности. Далее, излучательный распад скоррелированных по фазе МЭ в конденсате должен отличаться существенно большими излучательными вероятностями по сравнению с ФЛ не сконденсировавшихся экситонов. Это заключение также согласуется с экспериментом, так как узкая линия в спектрах ФЛ сконденсировавшихся МЭ имеет почти на порядок большую излучательную вероятность по сравнению с локализованными экситонами.

В обосновании предположения о конденсации МЭ в диэлектрическую коллективную фазу остается, тем не менее, открытым существенный вопрос, касающийся масштабов пространственной когерентности этого коллективного состояния. Ответ на него можно получить, например, с помощью измерений корреля-

ций интенсивности фотолюминесценции в условиях, когда предполагаемая экситонная конденсация происходит. Поскольку конденсация экситонов происходит в латеральных доменах, связанных с крупномасштабными флуктуациями хаотического потенциала, представляют интерес исследования ФЛ в одиночных доменах с помощью микросондовой оптической микроскопии. Ожидается, что в условиях конденсации МЭ ФЛ одиночного домена, содержащего конденсат, должна быть полностью циркулярно поляризованной, а при наличии слабой связи между доменами можно ожидать временные биения степени линейной поляризации (оптический аналог эффекта Джозефсона).

В заключение авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований и межведомственную программу по “Наноструктурам” за частичную финансовую поддержку представленных в обзоре работ [38, 39].

1. С. А. Москаленко, ФТТ **4**, 276 (1962).
2. I. M. Blatt, K. W. Boer, and W. Brandt, Phys. Rev. **126**, 1691 (1992).
3. R. C. Casella, J. Appl. Phys. **34**, 1703 (1963).
4. Л. В. Келдыш, Ю. В. Копяев, ФТТ **6**, 2791 (1965).
5. Л. В. Келдыш, А. Н. Козлов, ЖЭТФ **54**, 978 (1968).
6. А. Н. Козлов, Л. А. Максимов, ЖЭТФ **48**, 1184 (1965).
7. C. Comte and P. Nozieres, J. Phys. **43**, 1069, 1083 (1982).
8. M. H. Anderson, J. R. Fisher, M. R. Matthews et al., Science **269**, 198 (1995).
9. K. B. Devis et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
10. C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
11. D. S. Jin, J. R. Ensher, M. R. Matthews et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 420 (1996).
12. Л. В. Келдыш, Труды IX Международной конференции по физике полупроводников, Москва, 23–29 июля 1968, том **2**, с.1384.
13. *Electron-Hole Droplets in Semiconductors, in Modern Problems in Condensed Matter Physics*, vol. **6**, Ed. C. D. Jeffries and L. V. Keldysh, North-Holland, 1983.
14. *Excitons, in Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, vol. **2**, Ed. E. I. Rashba and M. D. Sturge, North-Holland, 1982.
15. D. Hulin, A. Mysirovicz, and C. Benoit a la Guillaume, Phys. Rev. Lett. **45**, 1970 (1980); D. W. Snoke, J. P. Wolf, and A. Mysirovicz, Phys. Rev. **B41**, 11171 (1990); E. Fortin, S. Fafard, and A. Mysirovicz, Phys. Rev. Lett. **70**, 3951 (1993); A. Mysirovicz, E. Fortin, E. Benson, et al. Sol.St.Comm. **92**, 957 (1994); A. Mysirovicz, E. Benson, and E. Fortin, Phys. Rev. Lett. **78**, 3226 (1997).
16. И. В. Кукушкин, В. Д. Кулаковский, В. Б. Тимофеев, Письма в ЖЭТФ **34**, 36 (1981); В. Б. Тимофеев, И. В. Кукушкин, В. Д. Кулаковский, Physica **B**, **C117-118**, 327 (1983).
17. Г. А. Копелевич, С. Г. Тиходеев, Н. А. Гиппиус, ЖЭТФ **109**, 2189 (1996); Phys. Rev. Lett. **78**, 3226 (1997).
18. Ю. Е. Лозовик, В. И. Юдсон, Письма в ЖЭТФ **22**, 274 (1975).
19. С. И. Шевченко, J. Low Temp. Phys. **2**, 252 (1976).
20. P. C. Hoenberg, Phys. Rev. **158**, 383 (1967).
21. N. Mermin and H. Wagner, Phys. Rev. Lett. **17**, 1133 (1966).
22. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, J. Phys. **C6**, 1181 (1973).
23. W. Ketterle and N. J. van Druten, Phys. Rev. **A54**, 656 (1996).
24. T. Fukuzawa, E. E. Mendez, and J. M. Hong, Phys. Rev. Lett. **64**, 3066 (1990).
25. J. E. Golub, E. E. Mendez, J. P. Harbison, and L. T. Flores, Phys. Rev. **B41**, 8564 (1990).
26. J. A. Kash, M. Zachau, E. E. Mendez et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 2247 (1991).
27. L. V. Butov, A. Zrenner, G. A. Abstreiter et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994).
28. L. V. Butov, Proc. of the 23 Intern. Conf. Phys. Semiconductors, Berlin, 1996.
29. V. B. Timofeev, A. I. Filin, A. V. Larionov et al., Europhys. Lett. **41**, 435 (1998).
30. V. B. Timofeev, A. V. Larionov, A. S. Ioselevich et al., JETP Lett. **67**, 630 (1998).
31. V. V. Krivolapchuk, E. S. Moskalenko, A. L. Zhmodikov et al., Solid State Commun. **111**, 49 (1999).
32. D. Yoshioka and A. H. MacDonald, J. Phys. Soc. Japan **59**, 4211 (1990).
33. X. M. Chen and J. J. Quinn, Phys. Rev. **B67**, 895 (1991).
34. Xuejun Zhu, P. B. Littlewood, M. S. Hybersen, and T. Rice, Phys. Rev. Lett. **74**, 1633 (1995).
35. J. Fernandes-Rossier and C. Tejedor, Phys. Rev. Lett. **78**, 4809 (1997).
36. Lerwen Liu, L. Swierkowski, and D. Nelson, Physica **B249-251**, 594 (1998).
37. Ю. Е. Лозовик, О. Л. Берман, ЖЭТФ **111**, 1879 (1997).
38. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, Й. Вам, К. Соеренсен, Письма в ЖЭТФ **71**, 174 (2000).
39. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, Й. Вам, К. Соеренсен, ЖЭТФ **117**, 1255 (2000).
40. L. V. Butov, A. Imamoglu, A. V. Mintsev et al., Phys. Rev. **B59**, 1625 (1999).
41. L. V. Butov, A. V. Mintsev, Yu. I. Lozovik et al. Phys. Rev. **B62**, 1548 (2000).
42. V. B. Timofeev, A. V. Larionov, M. Grassi Alessi et al., Phys. Rev. **B60**, 8897 (1999).