

Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук, посвященная 60-летию Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН

(9 февраля 2006 г.)

9 февраля 2006 г. в конференц-зале Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук, посвященная 60-летию Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского Казанского научного центра РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Крохин О.Н.** (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *50 лет квантовой электронике.*

2. **Горбунов А.В., Тимофеев В.Б.** (Институт физики твердого тела РАН, г. Черноголовка, Московская обл.) *Бозе-конденсация межъямных экситонов и пространственная структура люминесценции в латеральных ловушках.*

3. **Чекалин С.В.** (Институт спектроскопии РАН, г. Троицк, Московская обл.). *Уникальный фемтосекундный спектрометрический комплекс как инструмент для ультрабыстрой спектроскопии, фемтохимии и нанооптики.*

4. **Салихов К.М.** (Казанский физико-технический институт им. К.Е. Завойского Казанского научного центра РАН). *Времяразрешенная ЭПР-спектроскопия неравновесных спиновых систем, создаваемых в ходе спин-зависимых фотофизических и фотохимических процессов в конденсированных средах.*

5. **Маненков А.А.** (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *О роли электронного парамагнитного резонанса в развитии квантовой электроники: факты и комментарии.*

6. **Смирнов А.И.** (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва). *Моды магнитного резонанса в спин-целевых магнетиках.*

7. **Кочелаев Б.И.** (Казанский государственный университет). *Эволюция антиферромагнитных купратов в высокотемпературных сверхпроводниках.*

8. **Гарифуллин М.А.** (Казанский физико-технический институт им. К.Е. Завойского Казанского научного центра РАН). *Эффект близости сверхпроводник/ферромагнетик и его возможное использование в спинтронике.*

Основные положения доклада О.Н. Крохина опубликованы в УФН 174 1117 (2004). Краткое содержание докладов 2–6 и 8 публикуется ниже.

PACS numbers: 03.75.Nt, 71.35.–y, 78.55.–m

Бозе-конденсация межъямных экситонов и пространственная структура люминесценции в латеральных ловушках

А.В. Горбунов, В.Б. Тимофеев

В докладе обсуждаются эксперименты, связанные с прямыми наблюдениями коллективного состояния в бозе-газе взаимодействующих межъямных экситонов в двойных GaAs/AlGaAs-квантовых ямах. Возможность бозе-конденсации экситонов в квазидвумерных полупроводниковых системах особенно активно как экспериментально, так и теоретически изучается в последние годы [1–16]. Эти исследования приобретают принципиальный интерес в связи с яркими достижениями при изучении бозе-эйнштейновской конденсации разреженных и сильно охлажденных атомных газов, накапливаемых в магнитных ловушках [17]. Среди наиболее тщательно изучаемых экспериментально объектов оказались экситоны в туннельно-связанных двойных квантовых ямах в гетероструктурах [1–3]. В таких структурах при приложении электрического смещения в направлении, перпендикулярном гетерослоям, фотовозбужденные электроны и дырки пространственно разделяются, распределяясь между соседними квантовыми ямами, и связываются кулоновским притяжением в межъямные экситоны (рис. 1). Межъямные экситоны, в отличие от внутриямных, имеют дипольный момент уже в основном состоянии и вследствие диполь-дипольного отталкивания не могут связываться в экситонные молекулы или более сложные многочастичные комплексы. С экспериментальной точки зрения привлекательность межъямных экситонов связана с тем, что они являются достаточно долгоживущими: их времена жизни намного превосходят характерные времена термализации [1, 10]. Бозе-конденсацию межъямных экситонов можно реализовать только в условиях пространственного ограничения области свободного движения в плоскости ям, т.е. в латеральных ловушках. В ловушках межъямные экситоны гораздо

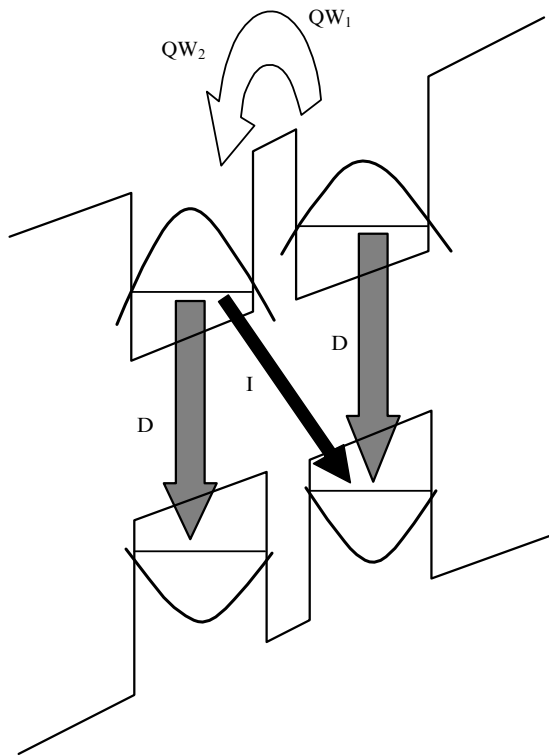


Рис. 1. Схема оптических переходов в гетероструктурах с двойными квантовыми ямами (QW) в условиях электрического смещения, приложенного в направлении, перпендикулярном плоскости квантовых ям. Оптический переход D относится к излучательной рекомбинации прямого (внутриямного) экситона, переход I — к непрямому (межъямному) экситону.

легче накапливать при достаточно низких температурах и тем самым проще реализовать критические условия, при которых может произойти их бозе-конденсация [11]. Такие ловушки могут иметь различное происхождение. Они, например, возникают естественным образом при наличии крупномасштабных флуктуаций хаотического потенциала, связанного со случайными вариациями ширины квантовых ям. Ловушки для межъямных экситонов можно готовить с помощью неоднородных деформаций [12], а также создавая сильно неоднородное электрическое поле, например, с помощью иглы туннельного микроскопа [13].

Ранее нами было продемонстрировано [3], что при работе с двойными квантовыми ямами в $n^+ - i - n^+$ -GaAs/AlGaAs-гетероструктурах, характеризующихся крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала, в спектрах люминесценции межъямных экситонов при увеличении оптической накачки пороговым образом вырастает очень узкая линия. Наблюдения велись через круговые отверстия микронных масштабов в металлической маске. Интенсивность этой линии с ростом температуры при фиксированной накачке уменьшается не активационным образом, а линейно, вплоть до полного исчезновения из спектра. Такого рода эксперименты выполнялись на различных структурах высокого качества, несколько отличающихся друг от друга по архитектуре и параметрам. Тем не менее существо явления, связанного с пороговым возникновением узкой линии люминесценции межъямных экситонов с ростом мощности накачки при наблюдении через окна в металлической

маске, а также с исчезновением этой линии при увеличении температуры по степенному закону, близкому к линейному, в целом всегда воспроизводилось. Вся совокупность выполненных исследований дала основание заключить, что это явление связано с бозе-конденсацией межъямных экситонов в латеральных доменах-ловушках, обусловленных крупномасштабными хаотическими флуктуациями.

Теперь остановимся на принципиально иной задаче, связанной с наблюдением пространственной структуры люминесценции в условиях бозе-конденсации межъямных экситонов в латеральных ловушках. Эта задача недавно решалась экспериментально в работе [16], где исследовалась люминесценция межъямных экситонов с высоким пространственным разрешением при возбуждении и наблюдении люминесценции через круговые окна различного размера в металлической маске. Эксперименты выполнялись с использованием GaAs/Al_xGa_{1-x}As-гетероструктур ($x = 0,3$) с двойными GaAs-квантовыми ямами, которые имели ширину 12 нм. Между квантовыми ямами располагался четырехслойный AlAs-барьер. Такой же толщины AlAs-барьеры наращивались на гетерограницах между каждой квантовой ямой и изолирующими AlGaAs-слоями, толщина которых составляла 150 нм. Структуры представляли собой фотодиоды Шоттки. Роль внутреннего электрода играл двумерный электронный газ в широкой, 30 нм, GaAs-квантовой яме, находящейся на расстоянии 150 нм от двойной квантовой ямы, расположенной в глубине структуры. Двумерный электронный газ в широкой квантовой яме возникал благодаря легированному кремнию дельта-слою, помещенному вблизи широкой ямы. Внешним шоттки-затвором служила напыленная на поверхность гетероструктуры металлическая пленка (слой алюминия толщиной 100 нм). Электрическое смещение прикладывалось к внутреннему электроду и шоттки-затвору.

Сначала проиллюстрируем качество использованных в работе структур с двойными квантовыми ямами на примере спектров люминесценции межъямных и внутриямных экситонов, полученных при вариации электрического напряжения между электродами (на рис. 1 показана схема оптических переходов, а на рис. 2 — эволюция спектров люминесценции при изменении электрического смещения). В этих экспериментах полупрозрачная металлическая пленка (электрод Шоттки) покрывала всю рабочую область структуры, поэтому электрическое поле вдоль поверхности структуры между электродами являлось достаточно однородным. Через полупрозрачный металлический электрод осуществлялось фотовозбуждение и наблюдение люминесценции. При электрических смещениях $U > 0,7$ В, когда в исследованных структурах реализуется режим плоских зон, в спектре видна только линия люминесценции внутриямных экситонов D. При включении электрического поля появляется линия межъямных экситонов I с шириной около 1,7 мэВ. Эта линия, в соответствии со штарковским сдвигом уровней размерного квантования в квантовых ямах, движется в сторону меньших энергий по линейному закону как функция приложенного электрического смещения, а линия внутриямных экситонов уменьшается по интенсивности и в конечном итоге исчезает из спектра. При спектральных сдвигах, превышающих энергию связи межъямных экситонов более чем на

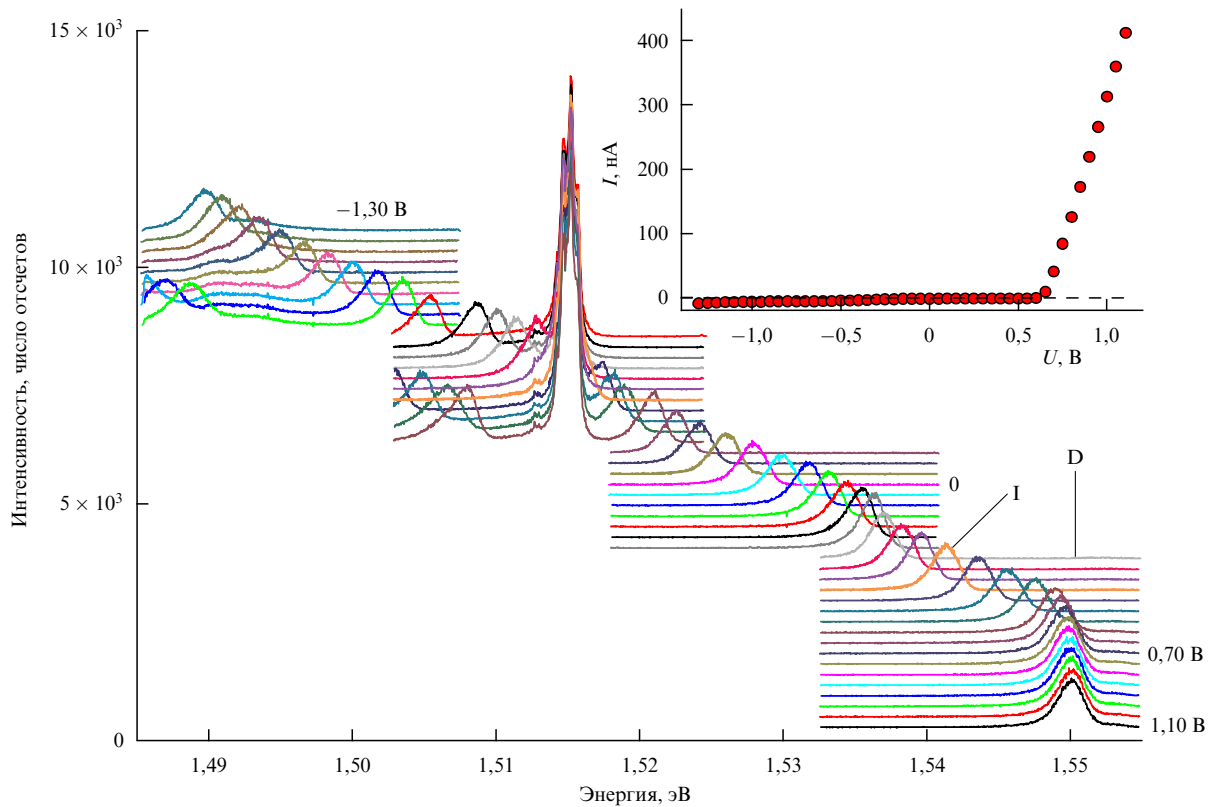


Рис. 2. Эволюция спектров фотолюминесценции 2D-структуры с двойной квантовой ямой и нанесенным сверху полупрозрачным электродом (фотодиод Шоттки) при уменьшении напряжения между электродами от 1,1 В до $-1,3$ В шагом 0,05 В. Температура $T = 1,7$ К. Мощность фотовозбуждения He–Ne-лазера $P = 1$ мкВт. Размер возбуждающего люминесценцию лазерного пятна на образце — 30 мкм. Указаны линии люминесценции внутриямных (D) и межъямных (I) экситонов. На вставке представлена вольт-амперная характеристика исследуемой структуры; при напряжениях выше 0,7 В в структуре реализуется режим плоских зон.

порядок, интенсивность линии люминесценции таких экситонов остается практически постоянной, несмотря на то, что с ростом электрического смещения время их излучательного распада существенно возрастает. Это означает, что безызлучательные процессы в рассматриваемых структурах мало существенны, а качество структур достаточно высокое. В спектрах люминесценции видна также интенсивная линия (с максимумом при значении энергии 1,5143 эВ), которая соответствует прямой излучательной рекомбинации двумерных электронов в широкой (30 нм) квантовой яме. Эта линия люминесценции находится в стороне от интересующей нас спектральной области, и ее происхождение и свойства здесь обсуждаться не будут.

В дальнейшем работа велась со структурами, которые покрывались непрозрачной металлической пленкой, играющей роль затвора Шоттки. В этой пленке средствами электронно-лучевой литографии протравливались круговые окна различного диаметра (от 2 до 20 мкм), и через такие окна проводились возбуждение и регистрация фотолюминесценции межъямных и внутриямных экситонов. Специально сконструированное микроскопическое устройство позволяло наблюдать в таких окнах пространственную структуру люминесценции с разрешением до 1 мкм. Увеличенное изображение окна образца, через которое велось фотовозбуждение, точно проецировалось в плоскость фоточувствительной матрицы охлаждаемой кремниевой CCD-камеры. Образец помещался в гелиевый криостат, в котором можно было проводить эксперименты в температурном интер-

вале 1,6–25 К. При температуре $T > 4,2$ К образец находился в парах He^4 . С помощью интерференционных светофильтров можно было изучать пространственную структуру люминесценции избирательно по спектральному составу: либо для межъямных экситонов, либо в тех же экспериментальных условиях для внутриямных экситонов. Фотовозбуждение осуществлялось с помощью He–Ne-лазера, а регистрация спектров проводилась с использованием двойного монохроматора "Ramanog-U1000". Во всех экспериментах с приложенным напряжением ток через структуру при накачках мощностью 100 мкВт не превышал 100 нА.

Остановимся сначала на экспериментах, в которых окно структуры проецировалось на входную щель спектрометра, и сама щель вырезала только центральную часть окна вдоль диаметра. Вначале было установлено, что радиальное распределение электрического поля внутри структуры в области окна в металлической маске сильно неоднородно. Рассеянное поле минимально в центре окна и возрастает в радиальном направлении к границам маски. Самое существенное состоит в том, что непосредственно у кольцевого края окна электрическое поле ведет себя немонотонным образом, так что по периметру окна возникает кольцевая потенциальная яма-ловушка для межъямных экситонов. Сам факт возникновения кольцевой потенциальной ямы вблизи краев окна в металлической маске устанавливается экспериментально по спектральным сдвигам линии люминесценции межъямных экситонов при сканировании сфокусированного возбуждения вблизи границ окна.

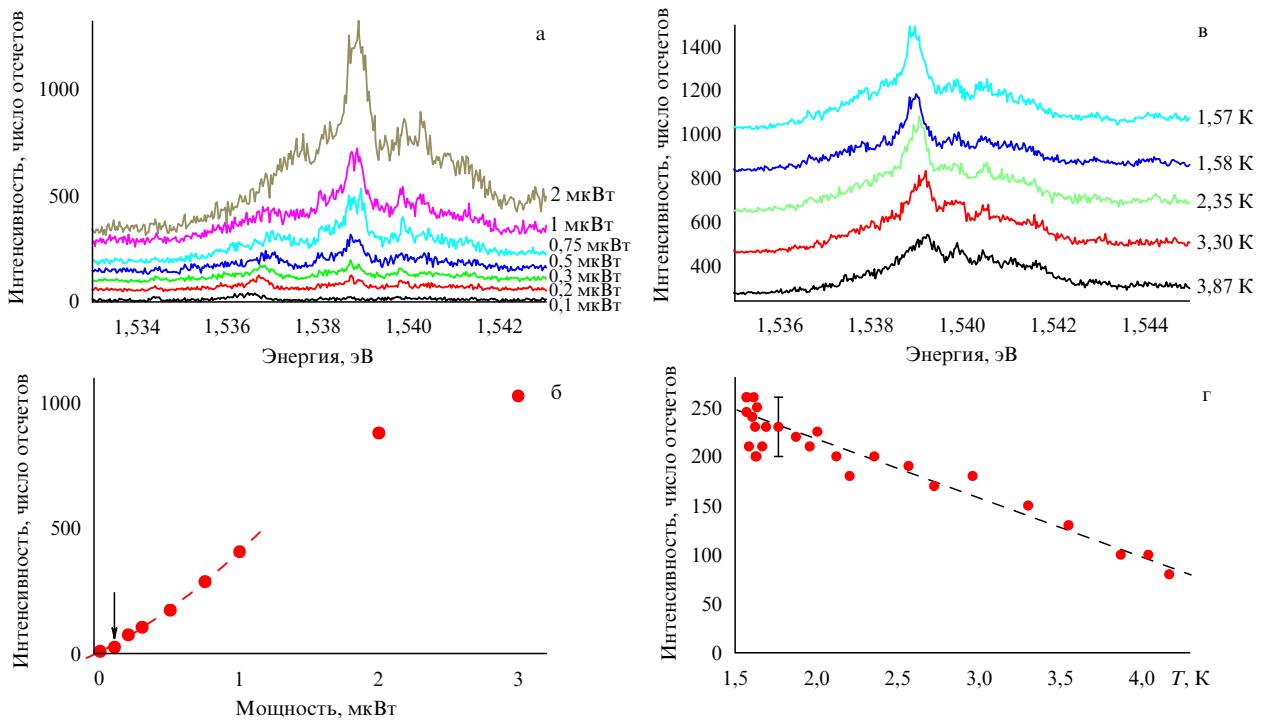


Рис. 3. (а) Зависимость спектра фотолюминесценции узкой линии межъямного экситона от мощности накачки в случае окна размером 5 мкм в металлической маске (окно спроецировано на входную щель спектрометра). Спектрам, измеренным при $T = 1,7$ К, соответствуют значения мощности возбуждения, указанные справа от кривых. Лазерное излучение сфокусировано в пятно размером 30 мкм. (б) Зависимость интенсивности узкой линии люминесценции межъямного экситона от мощности накачки; штриховой кривой показана квадратичная аппроксимация зависимости интенсивности от мощности накачки. (в) Изменение интенсивности узкой линии фотолюминесценции с ростом температуры в интервале 1,6–4,2 К при фиксированной мощности накачки 5 мВт; спектрам соответствуют значения температуры, указанные справа от кривых. (г) Температурная зависимость интенсивности узкой линии люминесценции; штриховая прямая — линейная аппроксимация этой зависимости.

Под самой металлической маской электрическое поле однородно, но, в целом, величина поля меньше, чем в области кольцевой потенциальной ямы. Причины такого поведения электрического поля вблизи периметра окна в маске, а также форма и глубина кольцевой потенциальной ямы в зависимости от напряжения смещения и условий фотовозбуждения будут подробно обсуждены и опубликованы отдельно.

В спектрах люминесценции для окна размером 5 мкм, спроецированного на входную щель спектрометра, отчетливо наблюдаются яркие пятна (размером около 1,5 мкм) люминесценции межъямных экситонов, расположенные вблизи верхнего и нижнего краев исследуемого окна, а также люминесценция внутриямных экситонов (D) в центре окна, где рассеянное электрическое поле невелико. На рисунке 3а, б продемонстрировано, как при детектировании в таких условиях при увеличении мощности накачки вырастает узкая линия межъямных экситонов на фоне континуума, связанного с локализованными экситонами. Рисунок 3в, г иллюстрирует, как эта линия исчезает на фоне непрерывного континуума при увеличении температуры в интервале 1,6–4,2 К и фиксированной накачке. Эти результаты качественно эквивалентны ранее опубликованным результатам, например в [3, 4].

Теперь перейдем к описанию других экспериментов, в которых пятно люминесценции из окна соответствующего размера проецировалось не на спектральный прибор, а непосредственно на детектор (CCD-камеру) с разрешением до 1 мкм. В этих условиях люминесценция

межъямных либо внутриямных экситонов селективировалась с помощью интерференционных светофильтров. Обнаружено [16], что при минимальных мощностях возбуждения, при которых средняя концентрация межъямных экситонов не превышает 10^9 см⁻² (этому отвечает лазерная накачка мощностью около 1 мВт в лазерном пятне размером 50 мкм), пятно люминесценции бесструктурно и интенсивность люминесценции однородно распределена в пределах окна. При увеличении мощности накачки вдоль периметра окна практически пороговым образом появляется дискретная структура симметрично расположенных пятен люминесценции: сначала появляются два пятна, затем при возрастании мощности накачки — четыре пятна и впоследствии — шесть пятен. Размеры пятен люминесценции составляют около 1,5–2 мкм. При мощности накачки около 150 мВт число пятен не менее восьми, однако сама структура недостаточно хорошо разрешается. Наконец, при мощности накачки, превышающей 200 мВт, дискретная структура пятен люминесценции размывается, превращаясь в бесструктурное светящееся кольцо. В большинстве исследованных окон распределение интенсивности по пятнам в структуре не является строго аксиально-симметричным: некоторые из пятен могут выделяться по интенсивности.

В окне размером 2 мкм наблюдается отчетливая эквидистантная структура из четырех пятен свечения. В окнах размером 10 мкм структура люминесценции более сложная: помимо дискретной, аксиально-симметричной структуры пятен, наблюдается еще и радиальная струк-

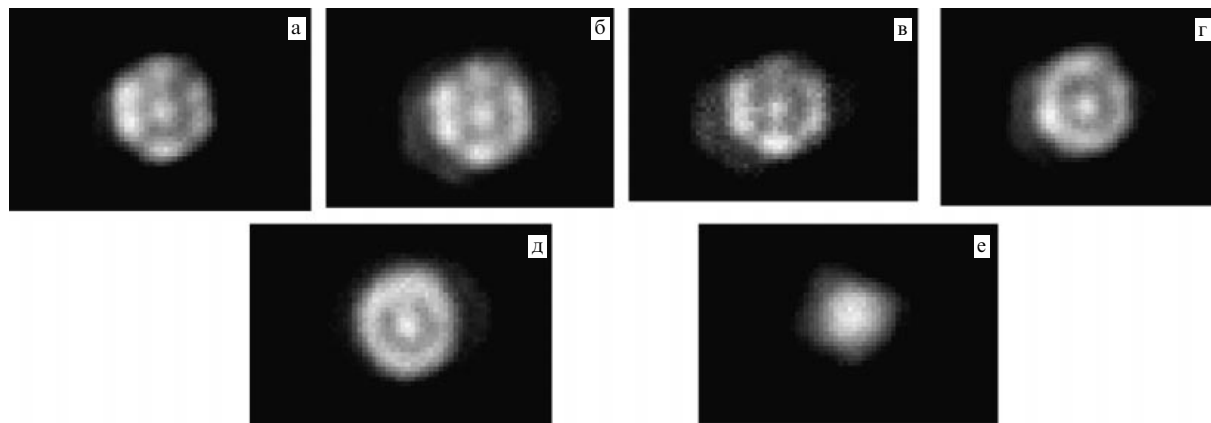


Рис. 4. Пространственные структуры фотолюминесценции межъямных экситонов, полученные при измерениях в окне размером 5 мкм в металлической маске при мощности накачки 50 мкВт и температурах: (а) 1,7 К, (б) 3,0 К, (в) 4,25 К, (г) 4,33 К, (д) 15 К. (е) Картина фотолюминесценции внутриямных экситонов в окне размером 5 мкм при мощности накачки 50 мкВт и температуре 1,7 К. Ориентация сторон каждого кадра соответствует направлениям $\langle 110 \rangle$ в плоскости $\{001\}$ исследуемой гетероструктуры.

тура колец. В окнах размером 20 мкм и более нам не удалось разрешить заметной структуры. Важно подчеркнуть, что в случае люминесценции внутриямных экситонов при экспериментах с окнами любых размеров пространственная структура свечения отсутствует, т.е. интенсивность люминесценции внутриямных экситонов при всех реализованных условиях однородна и практически постоянна в пределах окон.

На примере окна диаметром 5 мкм было исследовано, как ведет себя дискретная конфигурация гексагональной симметрии из шести эквидистантно расположенных по периметру круга пятен люминесценции при изменении температуры (рис. 4). Установлено, что при фиксированной накачке и увеличении температуры явление демонстрирует явное критическое поведение, а именно: при $T \geq 4$ К структура регулярно расположенных пятен свечения начинает размываться, а при температуре около 15 К превращается в единое бесструктурное кольцо (рис. 4д).

Отметим, что пространственные распределения люминесценции межъямных экситонов, проявляющиеся в форме, близкой к кольцевой, с фрагментарной аксиальной структурой по кольцевому контуру наблюдались ранее в двойных квантовых ямах Бутовым с соавторами [5, 6] и в одиночных квантовых ямах Snoke с соавторами [7, 8]. Такие кольцевые структуры свечения появлялись при достаточно мощном сфокусированном лазерном возбуждении, а размеры кольцевых структур возрастали при увеличении мощности накачки и достигали нескольких сотен микрон. Их происхождение связано с процессами обеднения электронами и экранирования приложенного электрического поля в области лазерной накачки, а также со встречным дрейфом электронов и дырок, который возникал в этих условиях. Поэтому между экспериментами [5–8] и описанными выше экспериментами, результаты которых опубликованы в работе [16], по нашему мнению, нет прямой связи.

Рассмотренные выше эксперименты выполнялись нами на нескольких десятках окон диаметром 2, 5, 10 и 20 мкм в металлических масках. Пространственные конфигурации пятен люминесценции в окнах фиксированного размера, измеренные в идентичных условиях, всегда воспроизводились. Поэтому отсутствуют должные основания считать, что воздействие случайного

потенциала, всегда присутствующего в исследованных образцах, является первопричиной столь закономерного формирования пространственно периодических структур люминесценции межъямных экситонов. В связи с этим следует еще раз подчеркнуть, что в случае люминесценции внутриямных экситонов, измеренной в тех же экспериментальных условиях, пространственно периодические структуры не наблюдаются.

Теперь остановимся на других возможных причинах обсуждаемого явления, связанного с обнаружением пространственно периодических симметричных конфигураций люминесценции межъямных экситонов в условиях возбуждения и наблюдения люминесценции через круговые отверстия в металлической маске.

В работе [18] предсказывалась возможность возникновения волн плотности межъямных экситонов, которое сопровождалось бы периодическим перераспределением яркости люминесценции. Однако не ясно, почему период таких волн должен изменяться скачком с изменением мощности накачки и почему само явление должно быть столь критичным к температуре и к накачке в целом.

Далее, в экспериментах с сфокусированным лазерным возбуждением всегда возникает поток неравновесных фононов ("фононный ветер") из области фотовозбуждения, который увлекает носители заряда и экситоны [19]. В этих условиях возникают центросимметричные, пространственно протяженные картины люминесценции, отражающие линейные размеры фононного увлечения в кристаллической среде, и эти размеры различны в различных кристаллографических направлениях [20]. В нашем случае накачки невелики, и, самое главное, в рамках концепции фононного ветра не объясняется критичность наблюдаемого нами явления к температуре.

Нахождение люминесценции через малые отверстия могут, в принципе, влиять поверхностные плазмоны металлической маски (поляритонный эффект, связанный с поверхностными плазмонами) [21]. Однако при увеличении размера окна это влияние должно быстро ослабевать, и, кроме того, должно отсутствовать критическое поведение при изменении накачки и температуры.

Наконец, в теоретической работе [15] утверждается, что в случае притяжения между межъямными экситонами может происходить их конденсация в жидкую диэлектрическую фазу. Исследуя нелинейное уравнение

для экситонной плотности, автор работы [15] приходит к заключению, что экситонный конденсат может иметь кольцевую структуру, фрагментированную эквидистантно расположенными капельками экситонной жидкости. Однако ранее, в работе [9], было показано, что стабильность жидкой фазы межъямных экситонов в самых оптимальных условиях очень мала. В связи с этим вопрос об устойчивости жидкой диэлектрической фазы межъямных экситонов, на наш взгляд, остается открытым.

Мы предполагаем, что обнаруженное явление носит коллективный, когерентный характер. Оно возникает в системе взаимодействующих двумерных межъямных экситонов при бозе-конденсации в латеральной ловушке, имеющей форму кольца. Коллективное состояние характеризуется большими длинами когерентности (более 1 мкм) и разрушается при увеличении температуры вследствие разрушения параметра порядка. Между пятнами свечения существует когерентная связь, и поэтому должны наблюдаться квантовые временные биения в условиях импульсного возбуждения. Со стороны низких плотностей возбуждения (малые экситонные плотности) явление имеет очерченную границу, и оно не наблюдается при подвижности межъямных экситонов, меньшей порогового значения, которое определяется эффектами локализации экситонов на флуктуациях случайного потенциала. В области больших накачек явление также исчезает, что, однако, в этом случае обусловлено ионизационным разрушением межъямных экситонов (переход Мотта). Тем не менее динамический диапазон по накачкам, в пределах которого явление наблюдается, достаточно большой: почти два порядка величины.

В недавно опубликованной теоретической работе Jonathan Keeling и др. [14] показано, что при бозе-конденсации межъямных экситонов в латеральной ловушке вихревой характер конденсата проявляется в особенностях углового распределения интенсивности люминесценции вследствие деструктивной интерференции. Заметим, что приведенные в [14] ожидаемые конфигурации вихрей в реальном пространстве практически совпадают с наблюдаемыми нами конфигурациями ярких, эквидистантно расположенных по периметру 5-микронного окна пятен люминесценции. Приведем в качестве иллюстрации картины фотолюминесценции из окон размером 5 мкм в металлической маске, полученные в дальнем поле и соответствующие оптическому фурье-преобразованию реальной пространственной структуры, наблюдаемой в окне (рис. 5а–г). Изображения на рис. 5а, б и изображения на рис. 5в, г относятся к двум различным окнам. Картины, приведенные на рис. 5а и рис. 5в, получены при низкой мощности накачки (при подвижности межъямных экситонов, меньшей пороговой), когда реальное пространственное распределение интенсивности люминесценции в окне бесструктурно. В этом случае распределение интенсивности в дальнем поле также однородно. Отметим, что наблюдаемые в картинах дальнего поля концентрические интерференционные кольца, обусловленные дифракцией на выходном зрачке оптической системы, не имеют прямого отношения к обсуждаемому предмету. Ситуация существенно изменяется при работе с большими накачками (мощностью около 90 мкВт), когда в окне наблюдается пространственно периодическая структура люминесценции гексагональной симметрии, аналогич-

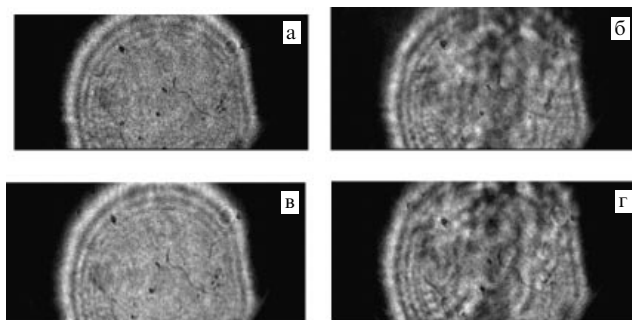


Рис. 5. Картины распределения интенсивности фотолюминесценции из окон в металлической маске, полученные при измерениях в дальнем поле и соответствующие оптическому фурье-преобразованию реальной пространственной структуры люминесценции ($T = 1,7$ К). Пары изображений на рис. а, б и рис. в, г соответствуют двум различным окнам размером 5 мкм в металлической маске. Картины на рис. а, в получены при низких мощностях накачки, когда пространственное распределение интенсивности в окне бесструктурно, а на рис. б, г — при существенно больших мощностях накачки (около 90 мкВт), когда в окне возникает пространственная структура люминесценции гексагональной симметрии, аналогичная приведенной на рис. 4а–г.

ная приведенной на рис. 4а–г. В этих условиях при измерениях в дальнем поле, результаты которых представлены на рис. 5б, г, отчетливо проявляется влияние деструктивной интерференции (провал интенсивности в центре картины дальнего поля), что качественно соответствует теоретическому прогнозу работы [14]. Приведенные экспериментальные наблюдения представляют собой одно из проявлений когерентности коллективного состояния межъямных экситонов в условиях бозе-конденсации в латеральной ловушке. Кроме этого, обнаружение деструктивной интерференции в картинах дальнего поля указывает на то, что интенсивность люминесценции конденсированной экситонной фазы имеет явную угловую направленность относительно нормали к поверхности структуры, что является характерным признаком сверхизлучения [22].

Вместе с тем остается открытым вопрос: в какой мере исследуемая система межъямных экситонов является электрически нейтральной? Ответ на него можно попытаться получить, исследовав конденсацию межъямных экситонов в условиях резонансного фотовозбуждения.

В заключение авторы выражают благодарность С.В. Иорданскому, Л.В. Келдышу, И.В. Кукушкину, Ю.М. Кагану, В.Д. Кулаковскому, В.Г. Лысенко и Г.М. Элиашбергу за многочисленные обсуждения, а также С.В. Дубоносу за напыление металлических пленок заданной толщины и электронную литографию структур. Работа выполнена при поддержке РФФИ.

Список литературы

1. Fukuzawa T, Mendez E E, Hong J M *Phys. Rev. Lett.* **64** 3066 (1990)
2. Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 5608 (2001)
3. Ларионов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **75** 689 (2002)
4. Дремин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 526 (2002); Gorbunov A V, Bisti V E, Timofeev V V *ЖЭТФ* **128** 803 (2005)
5. Butov L V et al. *Nature* **417** 47 (2002)
6. Butov L V, Gossard A C, Chemla D S *Nature* **418** 751 (2002)
7. Snoke D et al. *Nature* **418** 754 (2002)
8. Rapaport R et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 117405 (2004)

9. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 556 (1976); Лозовик Ю Е, Берман О Л *ЖЭТФ* **111** 1879 (1997)
10. Ivanov A L, Littlewood P B, Haug H *Phys. Rev. B* **59** 5032 (1999)
11. Zhu X et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1633 (1995)
12. Snoko D W et al., *cond-mat/0410298*
13. Горбунов А В, Тимофеев В Б *Письма в ЖЭТФ* **80** 210 (2004)
14. Keeling J, Levitov L S, Littlewood P B *Phys. Rev. Lett.* **92** 176402 (2004)
15. Sugakov V I *Solid State Commun.* **134** 63 (2005)
16. Горбунов А В, Тимофеев В Б *Письма в ЖЭТФ* **83** 178 (2006)
17. Ketterle W *Rev. Mod. Phys.* **74** 1131 (2002)
18. Chen X M, Quinn J J *Phys. Rev. Lett.* **67** 895 (1991)
19. Келдыш Л В *Письма в ЖЭТФ* **23** 100 (1976); Келдыш Л В, Тиходеев С Г *Письма в ЖЭТФ* **21** 582 (1975)
20. Greenstein M, Wolfe J P *Phys. Rev. Lett.* **41** 715 (1978)
21. Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 156801 (2003)
22. Dicke R H *Phys. Rev.* **93** 99 (1954)

PACS numbers: 42.62.Be, 42.62.Fi, 42.65.Re

Уникальный фемтосекундный спектрометрический комплекс как инструмент для ультрабыстрой спектроскопии, фемтохимии и нанооптики

С.В. Чекалин

1. Введение. Эскурс в историю

Почти сорок последних лет из пятидесятилетней истории квантовой электроники связано с ультракороткими лазерными импульсами (УКИ) [1]. Эти "световые пули" занимают особое место в истории исследований динамики сверхбыстрых процессов, так как обеспечили наиболее стремительный прогресс в измерении коротких интервалов времени за последние несколько сотен лет (рис. 1). Использование УКИ позволило исследовать в реальном масштабе времени динамику ультрабыстрых процессов, считавшихся ранее "экспериментально ненаблюдаемыми". Кроме того, рекордно высокая мощность УКИ, дающая возможность реализации световых полей, существенно превышающих внутриаомные, делает реальным проведение уникальных экспериментов [1]. Создание первых лазеров УКИ в СССР стимулировалось перспективой получения рекордно высоких мощностей для решения проблемы лазерного термоядерного синтеза. С помощью созданной в лаборатории квантовой радиофизики Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) лазерной установки [2] в 1968 г. был осуществлен первый в мире успешный эксперимент по инициированию термоядерной реакции посредством облучения мощным УКИ мишени из дейтерида лития [3]. Энергия импульса достигала 20 Дж при его длительности 20 пс. Эта самая мощная на то время в мире лазерная установка длиной около 25 м выдавала не более одного импульса в 15 мин, при этом разброс выходной энергии от импульса к импульсу достигал нескольких сотен процентов. Временная структура импульсов плохо воспроизводилась, а пространственное распределение энергии лазерного пучка являлось сильно неоднородным из-за многомодового характера излучения, усугубляемого мелкомасштабной самофокусировкой в активной среде. Тем не менее тогда же были

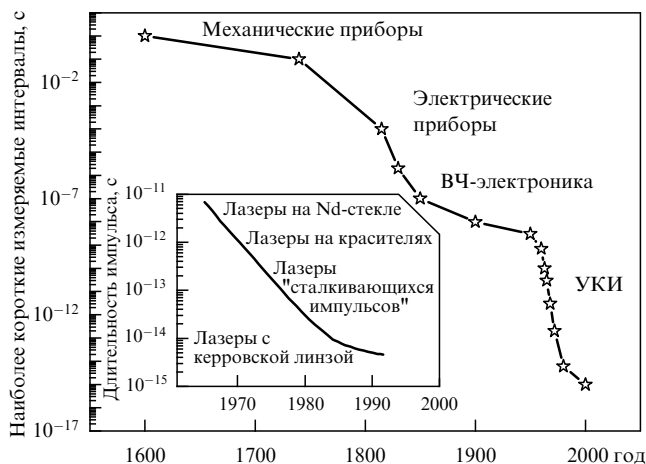


Рис. 1. Прогресс в измерении коротких интервалов времени за последние четыре века. На вставке — динамика уменьшения длительности УКИ за 20 лет.

проведены и временные измерения (фактически первые эксперименты типа возбуждение – зондирование) по исследованию динамики нагрева и разлета высокотемпературной лазерной плазмы [4] и по наблюдению возникновения и релаксации градиентов показателя преломления в жидкостях [5]. Дальнейший прогресс в исследованиях ультрабыстрых процессов с помощью УКИ связан с переходом в фемтосекундную область длительностей. Субпикосекундная структура УКИ наблюдалась уже в первых лазерах на стекле с неодимом [6]. Тогда же был понят механизм генерации фемтосекундных импульсов при самофокусировке излучения в активном элементе [7]. Однако в дальнейшем развитие фемтосекундной техники пошло по пути создания лазеров на красителях. Лазер, использующий самофокусировку в активной среде, как инструмент формирования фемтосекундных импульсов был запущен почти 20-ю годами позже [8], и сейчас именно такого типа твердотельные лазеры (называемые "лазерами третьего поколения" [1]) получили наибольшее распространение.

С 1973 г. в Институте спектроскопии РАН (ИСАН) начались работы по применению УКИ в научных исследованиях с пикосекундными лазерами (см. [9] и ссылки в этих работах). Первый в СССР фемтосекундный генератор УКИ на красителе был запущен в ИСАНе в 1979 г. [10]. Однако для создания усилителей и многоканальной системы регистрации, необходимых для проведения экспериментов по исследованию сверхскоростной динамики с фемтосекундным временным разрешением, потребовалось еще несколько лет. Если сравнить параметры созданной фемтосекундной лазерной системы с параметрами вышеупомянутого лазера УКИ 1968 г., то кроме уменьшения длительности (100–300 фс вместо 20 пс) было достигнуто существенное улучшение воспроизводимости временной формы импульса и значений выходной энергии (разброс не более 10%), а также повышение однородности распределения энергии в пучке. При энергии на выходе 1 мДж можно было получать за счет фокусировки излучения интенсивности до 10^{15} Вт см⁻², т.е. того же порядка, что и в упомянутых термоядерных исследованиях [3]. Однако самофокусировка излучения в оптических элементах усилителя при таких энергиях сильно искажала временной профиль