

Межъямные экситоны в латеральной потенциальной яме в неоднородном электрическом поле

А. В. Горбунов¹⁾, В. Б. Тимофеев

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

Поступила в редакцию 28 июня 2004 г.

Исследована люминесценция межъямных экситонов в двойных квантовых ямах на основе GaAs/AlGaAs полупроводниковых гетероструктур ($n-i-n$ -структуры) в латеральной ловушке, приготовленной с помощью неоднородного электрического поля, при гелиевых температурах. Достаточно сильное и неоднородное электрическое поле в глубине гетероструктуры возникало при протекании тока через контакт проводящей иглы туннельного микроскопа с поверхностью гетероструктуры в объемную область, содержащую встроенный затвор. В электрическом поле, из-за штарковского сдвига энергетических зон, фотовозбужденные электроны и дырки пространственно разделяются между соседними квантовыми ямами, между которыми содержится туннельно-прозрачный барьер, и связываются в межъямные квазидвумерные экситоны. Эти экситоны имеют дипольный момент уже в основном состоянии, поэтому в неоднородном электрическом поле электростатические силы принуждают экситоны двигаться в плоскости квантовых ям в область максимального поля и, в конечном итоге, накапливаться в искусственно приготовленной таким способом латеральной ловушке. Максимально реализованная посредством неоднородного электрического поля глубина ловушки составляла 13.5 мэВ, а ее латеральный размер был около 10 мкм. Показано, что в приготовленных таким способом ловушках фотовозбужденные межъямные экситоны ведут себя с ростом концентрации при достаточно низких температурах ($T = 2$ К) так же, как и в латеральных ловушках, обусловленных крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала. При концентрациях, превышающих порог протекания, межъямные экситоны конденсируются в нижайшее энергетическое состояние в ловушке.

PACS: 73.21.Fg, 78.67.De

Полупроводниковые системы с пространственно разделенными электронно-дырочными слоями уже на протяжении многих лет привлекают большой интерес и являются объектами интенсивного исследования [1–18]. Такими объектами, в частности, являются гетероструктуры с двойными, туннельно-связанными квантовыми ямами ($p-i-n$ - и $n-i-n$ -структуры). При включении достаточно сильного электрического поля энергетические зоны между квантовыми ямами сдвигаются. Фотовозбужденные электроны и дырки в этих условиях пространственно разделяются между соседними квантовыми ямами, и благодаря кулоновскому взаимодействию, связываются в межъямные экситоны. Такие квазидвумерные экситоны имеют дипольный момент и, вследствие диполь-дипольного отталкивания, в основном состоянии не образуют устойчивых молекулярных комплексов. В разреженном газе межъямных экситонов может происходить их бозе-конденсация, если экситонная плотность и температура достигают критических значений, а безразмерный параметр $r_s \gg 1$, ($r_s = (\pi N_s a_B^2)^{-1/2}$, N_s – плотность межъямных экс-

итонов, a_B – их боровский радиус). Такая конденсация наблюдалась в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с двойными квантовыми ямами (ДКЯ) при наличии крупномасштабных флуктуаций случайного потенциала (при плотностях экситонов порядка 10^{10} см⁻², $r_s \approx 5$) [15]. По сути, такие флуктуации создают в плоскости квантовых ям крупномасштабный потенциальный рельеф и, связанные с ним, латеральные ловушки для межъямных экситонов. Число состояний в латеральных ловушках конечное, и, самое существенное, в таких ловушках экситоны легче накапливать [7]. Поэтому критические условия, соответствующие бозе-конденсации межъямных экситонов, проще реализовать именно в латеральных ловушках. Работа с одиночными доменами-ловушками осуществлялась с помощью металлической маски на поверхности гетероструктуры, содержащей окна микронного размера, через которые светом возбуждались межъямные экситоны и детектировалась их люминесценция [15]. Бозе-конденсация межъямных экситонов сопровождалась пороговым появлением очень узкой линии люминесценции, соответствующей излучательному распаду межъямных экситонов. Интенсивность линии люминесценции, ассоци-

¹⁾e-mail: gorbunov@issp.ac.ru

ированная с бозе-конденсатом экситонов, в исследованном температурном интервале (1–4 К) при фиксированной плотности убывала с ростом температуры по линейному закону. Критическая температура, T_c , почти линейно возрастала при увеличении плотности экситонов в соответствии с существующими представлениями о бозе-конденсации в двумерных системах с латеральным конфайнментом, а именно:

$$T_c \approx 2\pi\hbar^2 N_s / g_{ex} k_B m_{ex} \ln(N_s S),$$

где S – площадь домена (ловушки), g_{ex} – фактор спинового вырождения экситонов, m_{ex} – трансляционная масса экситона в плоскости.

В случае латеральных ловушек, обусловленных крупномасштабными флуктуациями хаотического потенциала, остается открытым вопрос о форме потенциальной ямы, ее фактической глубине и латеральном размере. В этой связи становится актуальной задача об искусственном приготовлении латеральных ловушек с помощью управляемого внешнего воздействия, когда параметрами потенциальной ловушки можно было бы управлять и контролировать их с большей определенностью. Наиболее подходящим для решения этой задачи может оказаться использование неоднородного электрического поля. Схематически действие неоднородного электрического поля на межъямные экситоны иллюстрирует рис.1а. Представим себе, что в условиях точечного контакта иглы туннельного микроскопа с поверхностью гетероструктуры, содержащей ДКЯ, в объем структуры запускается электрический ток при приложенном электрическом смещении между проводящей иглой и встроенным в структуру задним затвором. Электрическое поле внутри структуры будет сильно неоднородным (силовые линии электрического поля показаны на рис.1а схематически). Электрическое поле сдвигает уровни размерного квантования в туннельно-связанных квантовых ямах и обуславливает пространственное разделение фотовозбужденных электронов и дырок между соседними квантовыми ямами. Наибольший сдвиг энергетических зон между соседними квантовыми ямами произойдет в области, где сложившееся поле максимально в условиях протекающего тока через структуру. Естественно ожидать, что максимум поля возникнет непосредственно под иглой. Электрическое поле в плоскости квантовых ям сильно неоднородно: на больших расстояниях в стороне от контакта поле очень мало и максимально в окрестности контакта (см. рис.1а). В плоскости квантовых ям такое поле может создавать достаточно глубокую потенциальную яму для межъямных

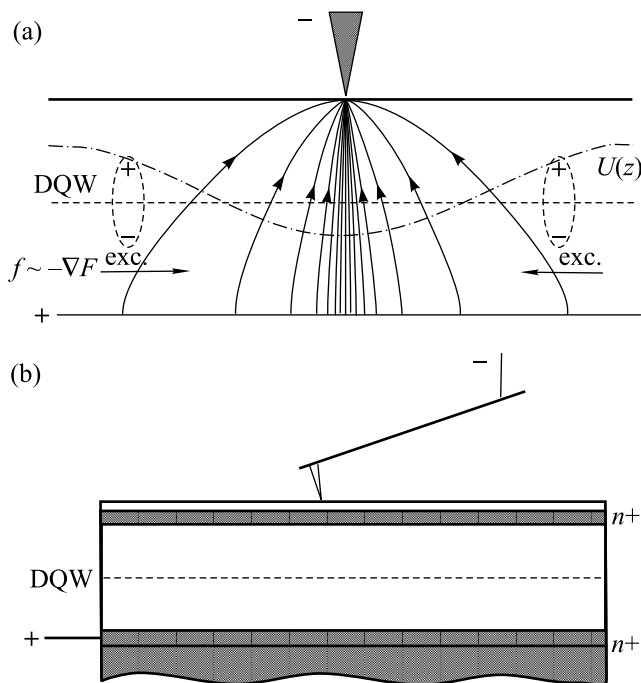


Рис.1. К постановке эксперимента. (а) Схематическое представление неоднородного электрического поля в структуре при протекании электрического тока через точечный контакт (линии со стрелками – силовые линии электрического поля вблизи иглы; штрих-пунктир – потенциальная яма для межъямных экситонов, возникающая из-за неоднородного электрического поля; штриховая прямая – сечение ДКЯ) – в неоднородном электрическом поле электростатические силы принуждают межъямные экситоны-диполи перемещаться к центру потенциальной ямы. (б) Качественное изображение последовательности слоев в гетероструктуре, а также контакта иглы кантилевера с ее поверхностью

экситонов. Глубина латеральной потенциальной ямы в этом случае составляет $\Delta U = -eF_{\max}d$, где d – расстояние между ДКЯ, F_{\max} – максимальное поле в центре ямы. Величину электрического поля можно контролировать экспериментально по величине спектрального сдвига линии люминесценции межъямных экситонов относительно люминесценции экситонов внутриямных. Напомним, что для наблюдения межъямных экситонов шарковский сдвиг энергетических зон должен превышать разность энергий связи внутриямных (E_D) и межъямных (E_I) экситонов: $eFd \geq E_D - E_I$. Можно оценить ожидаемый минимальный латеральный размер ловушки. Этот размер должен быть, по крайней мере, не меньше расстояния между контактом иглы с поверхностью структуры и встроенным затвором (предполагается, что размер самого контакта много меньше этого расстояния). Реальный же размер потенциальной

ямы будет определяться условиями протекания тока в структуре.

Далее, межъямные экситоны являются диполями даже в основном состоянии, поэтому в неоднородном электрическом поле на такие экситоны действуют электростатические силы ($f \sim -e\nabla F$), принуждающие экситоны двигаться к центру потенциальной ямы, которая и служит ловушкой для межъямных экситонов. Расстояние, на которое могут продрейфовать экситоны, определяется градиентом поля, временем жизни экситонов и их подвижностью. На рис. 1а штрих-пунктиром показан вид потенциальной ямы качественно. Двумерные межъямные экситоны могут свободно перемещаться только в плоскости ДКЯ (соответствующее сечение на рис. 1а показано пунктирной прямой).

Работа велась с $n-i-n$ GaAs/AlGaAs гетероструктурами с двойной GaAs/AlAs квантовой ямой. Квантовые ямы GaAs имели ширину 120 Å и были разделены узким AlAs барьером шириной 11 Å. Гетероструктура выращивалась методом молекулярно-пучковой эпитаксии на легированной подложке GaAs n -типа, имеющей (001) кристаллографическую ориентацию (концентрация донорной примеси атомов Si в подложке составляла $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Сначала на подложке наращивался легированный буферный слой n -GaAs толщиной около 0.5 мкм. Затем следовал изолирующий слой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0.35$) толщиной 120 нм, содержащий десять периодов сверхрешетки AlAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.35$, период сверхрешетки 3 нм). Далее следовала GaAs/AlAs/GaAs ДКЯ, а за ней снова наращивался изолирующий слой $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной 120 нм ($x = 0.35$), содержащий десять периодов сверхрешетки AlAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.35$, период сверхрешетки 3 нм). Между GaAs квантовыми ямами и изолирующими областями находились узкие AlAs барьеры (толщина AlAs барьеров составляла 11 Å). Последним в верхней части структуры был легированный кремнием слой GaAs (толщина слоя около 100 нм, концентрация кремния $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), который закрывался изолирующим слоем нелегированного GaAs толщиной 10 нм (так называемый “cap layer”). С помощью фотолитографии на структуре протравливалась контактная область к легированному буферному n -слою, играющему роль встроенного заднего затвора. Затем монтировались контакты к буферному слою и к легированному слою в верхней части мезы.

Неоднородное электрическое поле внутри гетероструктуры создавалось с помощью иглы туннельного микроскопа (схематически показано на рис. 1б). Для этого использовался коммерческий кремниевый кан-

тилевер туннельного микроскопа со следующими параметрами иглы: форма – четырехгранная пирамида с отношением высоты к основанию 3:1, высота – не менее 7 мкм и типичный радиус кривизны кончика иглы – около 10 нм. Кантилевер с иглой, покрытый золотой пленкой толщиной около 20 нм, монтировался на связанной паре биморфных пьезокерамических пластин. Конструкция позволяла производить при приложении электрического напряжения к пьезокерамическим пластинам “мягкое” касание иглы с поверхностью структуры. Вся конструкция вместе с гетероструктурой размещалась внутри оптического криостата в сверхтекучем гелии. Касание иглы кантилевера с поверхностью гетероструктуры контролировалось прямым наблюдением в оптический микроскоп, а также по отклонению тестирующего лазерного луча. При контакте иглы с поверхностью структуры и электрическом напряжении, приложенном между встроенным задним затвором и кантилевером, через структуру начинал протекать ток.

Фотовозбуждение осуществлялось с помощью He–Ne-лазера, сфокусированного на поверхность образца в пятно размером менее 30 мкм. Спектры анализировались с помощью двойного монохроматора и детектировались многоканальным CCD детектором, охлаждаемым жидким азотом.

Рис. 2а демонстрирует поведение спектров люминесценции при вариации электрического смещения между верхним и буферным легированными плоскими n -слоями в условиях фотовозбуждения He–Ne-лазером. В отсутствие электрического смещения в спектрах присутствует только полоса люминесценции внутриямных экситонов на тяжелых дырках (экситонное состояние 1sHH). Дублетная структура связана с локализованными (длинноволновая компонента) и свободными (коротковолновая компонента) внутриямными экситонами. При напряжениях $V \leq -0.4$ В в спектрах, со стороны меньших энергий, появляется линия люминесценции межъямных экситонов. С ростом напряжения эта линия движется в сторону меньших энергий пропорционально смещению, в соответствие с линейным штарковским сдвигом уровней размерного квантования, и становится доминирующей в спектрах. Интенсивность линии внутриямных экситонов при этом уменьшается на несколько порядков по сравнению с интенсивностью линии межъямного экситона. При смещении сфокусированного фотовозбуждения в пределах мезы (размер мезы $1.5 \times 1.5 \text{ мм}^2$) и фиксированном приложенном напряжении спектральный сдвиг линии люминесценции межъямных экситонов, а также ширина линии оставались с высокой точностью неизменны-

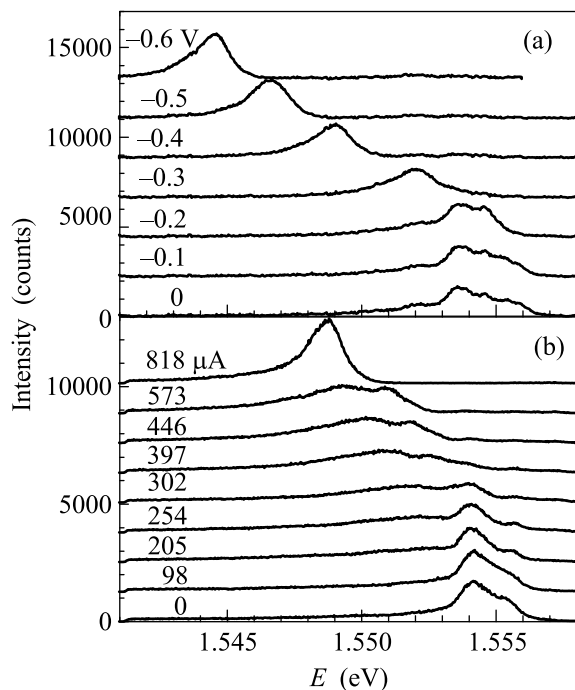


Рис.2. Люминесценция межъямного и внутриямного экситонов. (а) Спектры, измеренные при различных напряжениях, приложенных между верхним и буферным плоскими легированными слоями. (б) Спектры, измеренные в условиях напряжения, приложенного между иглой кантилевера и буферным затвором, при различных величинах тока, протекающего через структуру (фотовозбуждение пучком He–Ne-лазера, сфокусированным в пятно не менее 30 мкм в области контакта). Люминесценция детектируется непосредственно из области возбуждения. Мощность в пучке 5 мкВт, $T = 2$ К

ми, что свидетельствует о достаточно высокой однородности электрического поля между легированными верхним и буферным плоскими слоями.

Иная ситуация складывается, когда, в условиях контакта иглы кантилевера с поверхностью гетероструктуры, электрическое напряжение приложено между иглой и буферным легированным слоем (задний затвор на рис.1б). На рис.2б проиллюстрировано, как ведут себя спектры люминесценции при изменении протекающего через структуру тока и фотовозбуждении, сфокусированном в пятно размером менее 30 мкм непосредственно в область касания иглы с поверхностью. В отсутствие тока в спектре наблюдается только люминесценция внутриямных экситонов. При включении напряжения через структуру начинал протекать ток, который рос при увеличении приложенного напряжения, однако соответствующая вольт-амперная характеристика не была линейной. При возрастании тока интенсивность

люминесценции внутриямных экситонов падала, а со стороны меньших энергий начинала появляться полоса люминесценции межъямных экситонов, интенсивность которой с ростом тока возрастала. Величина спектрального сдвига относительно линии внутриямных экситонов росла при увеличении тока. При небольшом токе через структуру полоса люминесценции межъямных экситонов была широкой. С ростом тока соответствующая потенциальная яма становилась более глубокой, а линия люминесценции значительно сдвигалась в сторону меньших энергий. При напряжении в диапазоне 0.1–10 В такую эволюцию спектров можно было наблюдать при сильно различающихся величинах тока через контакт: от десятков нА до сотен мкА, – очевидно, в зависимости от условий в контакте. Линия люминесценции межъямных экситонов пропадала, если возбуждающее люминесценцию лазерное пятно перемещалось в сторону от контакта (люминесценция при таких перемещениях детектировалась непосредственно из области фотовозбуждения). При таких смещениях одновременно с пропаданием линии межъямных экситонов возгоралась линия внутриямных экситонов. Такое поведение при смещениях лазерного пятна было близко к аксиально-симметричному. Эти эксперименты демонстрируют, что в окрестности контакта иглы с поверхностью гетероструктуры при протекании тока возникает латеральная потенциальная яма, в которой могут накапливаться межъямные экситоны.

Теперь рассмотрим, какой вид имела потенциальная яма при протекании тока через структуру. С этой целью измерялись спектры люминесценции экситонов в зависимости от расположения остро сфокусированного лазерного пятна, возбуждающего люминесценцию, относительно точечного контакта (см. рис.3). При этих измерениях люминесценция детектировалась непосредственно из области возбуждающего лазерного пятна. Эта область выделялась специальными диафрагмами в плоскости промежуточного изображения и проецировалась на входную щель спектрометра. На рис.3а продемонстрировано, как ведут себя спектры люминесценции межъямных и внутриямных (прямых) экситонов при изменении расстояния от точечного контакта. На рис.3б представлено поведение спектрального положения максимума линии межъямных экситонов в зависимости от того же расстояния. В сущности, этот рисунок передает форму латеральной потенциальной ямы для межъямных экситонов: $U(x) = eF(x)d + E_I(x)$. Прежде всего видно, что наибольший спектральный сдвиг линии люминесценции межъямных экситонов относительно линии внутриямных экситонов наблю-

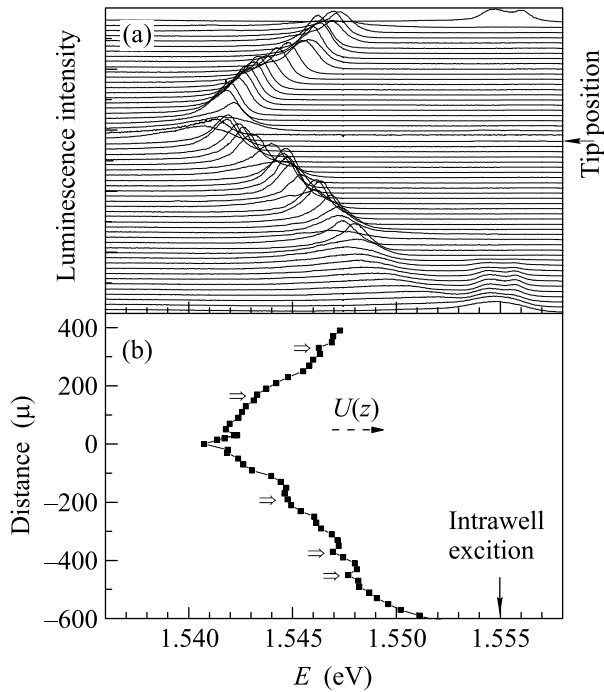


Рис. 3. Экспериментально наблюдаемый профиль потенциальной ямы, создаваемой неоднородным электрическим полем. (а) Спектры люминесценции межъямных и внутриямных экситонов, измеренные в зависимости от расстояния пятна фотовозбуждения относительно точечного контакта (люминесценция детектируется только из области возбуждения). (б) Положение максимума линии люминесценции межъямных экситонов в зависимости от того же расстояния. Ток через контакт ≈ 27 мкА, напряжение 4.9 В, мощность в пучке 3 мкВт, $T = 2$ К

дается непосредственно в области точечного контакта. В этом месте яма наиболее глубокая, а спектральный сдвиг составляет 13.5 мэВ при величине тока через структуру 27 мкА. По величине этого сдвига легко оценить величину максимального электрического поля, которое в этой ситуации равно $1.1 \cdot 10^4$ В/см. По мере удаления от области точечного контакта электрическое поле уменьшается, и на расстояниях более 500 мкм начинает возгораться линия внутриямных экситонов. Линия люминесценции межъямных экситонов в этих условиях слабо сдвинута в шкале энергий, а ее интенсивность подавляется. Картина распределения поля вокруг точечного контакта близка к аксиально-симметричной. Однако само радиальное распределение электрического потенциала не является монотонной функцией расстояния от контакта. Во-первых, наблюдается узкий и достаточно глубокий провал в потенциальной яме непосредственно вблизи контакта. Самым поразительным и неожиданным оказалось то, что такого рода узкие и до-

статочно глубокие провалы в потенциальной кривой наблюдаются на большом удалении от центра ямы (показаны широкими стрелками на рис.3б). Эти узкие провалы наблюдаются, как правило, при величинах тока более 1 мкА, а их расстояние от центра ямы увеличивается с ростом тока. Происхождение таких провалов на потенциальной кривой является отдельной, пока до конца не решенной задачей. Возможная причина их появления связана с нелинейным экранированием электрического поля внутри структуры фотовозбужденными носителями. Однако ясно, что узкие провалы в потенциальной кривой могут в принципе сами служить латеральными ловушками для межъямных экситонов.

Интересно поведение люминесценции межъямных экситонов при сфокусированном лазерном возбуждении непосредственно в такие ловушки (рис.4). В случае центральной ловушки, расположенной непосредственно под точечным контактом,

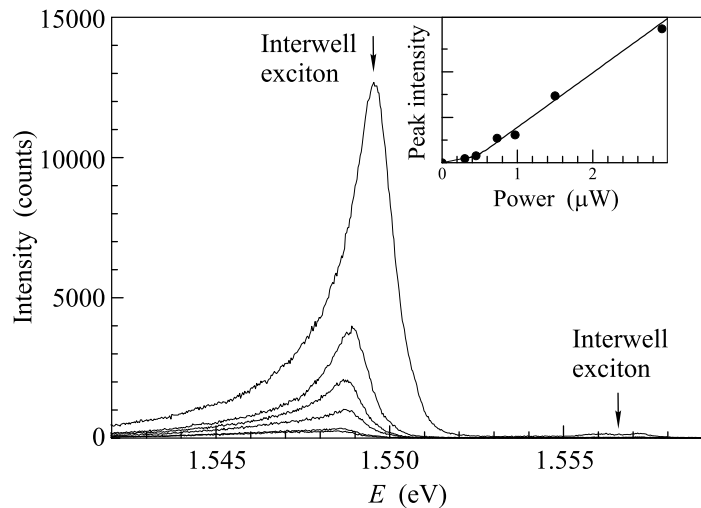


Рис.4. Спектры люминесценции межъямных экситонов при вариации мощности фотовозбуждения, измеренные непосредственно из потенциальной ямы-ловушки, созданной неоднородным электрическим полем и удаленной от ее центра на ≈ 80 мкм. Ток через контакт ≈ 820 мкА, напряжение 0.41 В, $T = 2$ К

линия люминесценции межъямных экситонов всегда оказывается широкой (ширина около и более 3 мэВ). Это связано с сильным перегревом приконтактной области, где плотность тока максимальна. В этой связи очень интересны области провалов в потенциальной кривой, значительно удаленные от места контакта, где перегревом можно пренебречь. Эти области также являются потенциальными ловушками для межъямных экситонов. Остановимся на люминесценции экситонов в условиях возбуждения

в такую, удаленную от центра, ловушку. При небольших накачках, меньших 300 нВт, в спектре наблюдается широкая и асимметричная полоса люминесценции (ширина полосы около 3 мэВ), у которой плавно спадает по интенсивности длинноволновый хвост. Форма этой полосы не меняется при варьировании мощности возбуждения ниже 300 нВт. Эта полоса неоднородно уширена и обусловлена излучательным распадом сильно локализованных межъямных экситонов. Их локализация связана с короткопериодными флуктуациями случайного потенциала, проистекающего от заряженных центров в окрестности ДКЯ. При накачках выше 300 нВт на фиолетовом краю асимметричной, бесструктурной полосы пороговым образом вырастает достаточно узкая линия делокализованных межъямных экситонов шириной около 1 мэВ. Интенсивность этой линии вблизи порога увеличивается сверхлинейно относительно бесструктурного фона под ней. Только при больших накачках (> 3 мкВт) линия люминесценции межъямных экситонов начинает уширяться и сдвигаться в сторону больших энергий из-за экранирования электрического поля. Поведение спектров межъямных экситонов в латеральной ловушке при изменении мощности возбуждения оказывается качественно таким же, какое проявляли межъямные экситоны при конденсации в нижайшее состояние в латеральном домене-ловушке, обусловленном крупномасштабными флуктуациями случайного потенциала.

В заключение авторы благодарят Ю.М.Кагана, И.В.Кукушкина, В.Д.Кулаковского и Ю.Е.Лозовика за стимулирующие обсуждения, а также С.И.Божко за содействие в эксперименте. Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (# 03-02-16920) и INTAS.

1. Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, *JETP Lett.* **22**, 274 (1975).
2. D. Yoshioka and A. H. MacDonald, *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 4211 (1990).
3. X. M. Chen and J. J. Quinn, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 895 (1991).
4. T. Fukuzawa, E. E. Mendez, and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3066 (1990).
5. J. E. Golub, K. Kash, J. P. Harbison, and L. T. Flores, *Phys. Rev.* **B41**, 8564 (1990).
6. L. V. Butov, A. Zrenner, G. A. Abstreiter et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 304 (1994); L. V. Butov, in *Proc. of the 23d Intern. Conf. on Physics of Semiconductors*, Berlin, 1996.
7. Xuejun Zhu, P. L. Littlewood, M. S. Hybersten, and T. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1633 (1995).
8. V. B. Timofeev, A. V. Larionov, A. S. Ioselevich et al., *JETP Lett.* **67**, 613 (1998).
9. J. F. Jan and Y. C. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **58**, R1714 (1998).
10. V. V. Krivolapchuk, E. S. Moskalenko, A. L. Zhmodikov et al., *Solid State Commun.* **111**, 49 (1999).
11. L. V. Butov, A. Imamoglu, A. V. Mintsev et al., *Phys. Rev.* **B59**, 1625 (1999).
12. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, J. M. Hvam et al., *JETP* **90**, 1093 (2000).
13. L. V. Butov, A. V. Mintsev, Yu. E. Lozovik et al., *Phys. Rev.* **B62**, 1548 (2000).
14. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, J. M. Hvam et al., *JETP Lett.* **75**, 200 (2002).
15. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, P. A. Ni et al., *JETP Lett.* **75**, 689 (2002).
16. J. Fernandez-Rossier and C. Tejedor, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4809 (1997).
17. Yu. E. Lozovik and O. L. Berman, *JETP* **84**, 1027 (1997).
18. Yu. E. Lozovik and I. V. Ovchinnikov, *JETP Lett.* **74**, 288 (2001).