

# Получение квантовых точек методом селективной интердиффузии в CdTe/CdMgTe-квантовых ямах

© С.В. Зайцев<sup>¶</sup>, М.К. Вельш<sup>\*1</sup>, А. Форшел<sup>\*</sup>, Г. Бахер<sup>+</sup>

Институт физики твердого тела Российской академии наук,  
142432 Черноголовка, Россия

\* Technische Physik, Universität Würzburg, Am Hubland,  
D-97074 Würzburg, Germany

<sup>+</sup> Lehrstuhl Werkstoffe der Elektrotechnik, Universität Duisburg-Essen,  
D-47057 Duisburg, Germany

(Получена 20 марта 2007 г. Принята к печати 2 апреля 2007 г.)

Индивидуальные квантовые точки реализованы методом селективной интердиффузии между барьерами и слоем квантовой ямы CdTe/CdMgTe. Гетероструктура с предварительно нанесенной на поверхность маской SiO<sub>2</sub>, содержащей открытые апертуры диаметром вплоть до 140 нм, была подвергнута кратковременному отжигу в течение одной минуты при температуре 410°С. Отжиг вызывает диффузию атомов Mg в глубь квантовой ямы, существенно усиленную под маской. Возникший латеральный потенциал с минимумами в области апертур маски эффективно локализует носители, образующие квазинульмерные экситоны. Изучение излучательной рекомбинации свидетельствует о полной пространственной локализации экситонов, что проявляется в существенном сужении ширины линии экситонного перехода, а также наблюдении биэкситона и возбужденных состояний при высоких уровнях фотовозбуждения. Характерные значения энергий межуровневого расщепления и энергии связи биэкситона указывают на режим слабой локализации носителей в квантовых точках.

PACS: 73.21.La, 73.22.Dj, 81.07.Ta

## 1. Введение

Квантовые точки (КТ) как нуль-мерные (0D) объекты вызывают как фундаментальный, так и прикладной интерес, поскольку полная пространственная локализация носителей приводит к наиболее яркому проявлению низкоразмерных эффектов [1]. Для изучения свойств индивидуальных самоорганизованных КТ с типично высокой плотностью точек в диапазоне  $10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-2}$  применялись различные оптические методики высокого разрешения, такие как микрофотолюминесценция (ФЛ) [2], катодолюминесценция [3], оптический микроскоп ближнего поля [4], металлические маски [5] или химически травленные мезы [6].

В противоположность эпитаксиальным методикам роста применение электронной нанолитографии позволяет получать индивидуальные КТ с контролируемыми размерами. В то время как прямое применение литографии с последующим травлением создает поверхностные состояния на краях, приводящие к нерадиационной рекомбинации [7], перспективным направлением является селективная интердиффузия между барьерами и объемом исходной квантовой ямы (КЯ) [8]. Селективная интердиффузия приводит к модуляции ширины запрещенной зоны в плоскости ямы с заданными пространственными характеристиками и, как следствие, к латеральной локализации носителей. Таким образом были впервые получены индивидуальные КТ в гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs, где селективная интердиффузия была вызвана мощным фокусирован-

ном лазерным пучком [9]. Другим реализованным на практике способом является селективная ионная имплантация в КЯ CdTe/CdMgTe с последующим кратковременным отжигом [10]. Оба метода приводят к эффективной локализации носителей и образованию квази-0D экситонов, отчетливо идентифицированным по узким спектральным линиям основного и возбужденных состояний.

Ранее нами была продемонстрирована возможность получения индивидуальных КТ путем селективной интердиффузии между атомами группы II в КЯ CdTe/CdMgTe [11], существенно усиленной под маской из тонкого покровного слоя SiO<sub>2</sub>. Последующий отжиг в течение двух часов в атмосфере паров Zn при температуре 450°С и давлении  $5 \cdot 10^{-7}$  мбар позволил достичь высокого значения высоты латерального локализуемого потенциала  $\sim 300 \text{ мэВ}$  [11]. При этом сохраняется высокий квантовый выход фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктуры, что позволило успешно применить этот метод для создания индивидуальных КТ.

В настоящей работе изучен упрощенный вариант данного метода и показана эффективность его применения для полной пространственной локализации носителей в плоскости даже в случае значительно меньшей высоты латерального барьера. Основное внимание уделено оптическим свойствам излучательной рекомбинации получаемых КТ, изученных методом оптической спектроскопии ФЛ. Полученные данные свидетельствуют о полной 3D локализации носителей, находящихся в режиме слабого конфайнмента, отвечающего случаю малой энергии пространственного квантования носителей в КТ, меньшей энергии связи экситона.

<sup>¶</sup> E-mail: zaitsev@issp.ac.ru

<sup>1</sup> M.K.Welsch, A. Forchel, G. Bacher

## 2. Методика селективной интердиффузии и эксперимент

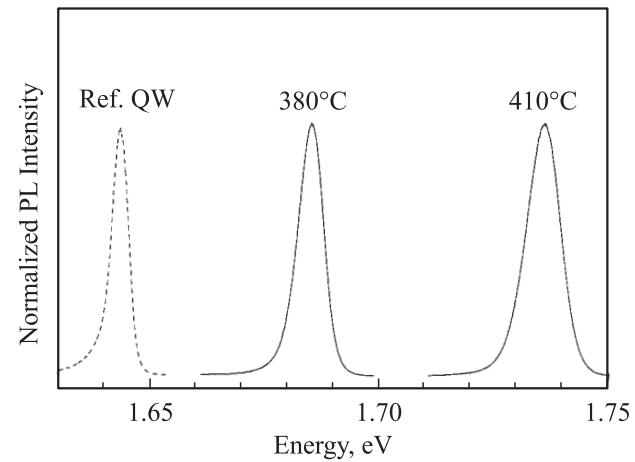
Номинально недопированная гетероструктура, содержащая КЯ CdTe/Cd<sub>0.8</sub>Mg<sub>0.2</sub>Te шириной 6 нм, была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на толстом буферном слое CdTe, предварительно нанесенном на (001)-ориентированную подложку Cd<sub>0.96</sub>Zn<sub>0.04</sub>Te. Внешними барьерами слоя КЯ служили толстые (по 25 нм) слои тройного немагнитного соединения Cd<sub>0.8</sub>Mg<sub>0.2</sub>Te.

На поверхность гетероструктуры термически напылялся тонкий покровный слой SiO<sub>2</sub> толщиной 80 нм. С помощью электронной нанолитографии высокого разрешения в слое формировались круглые отверстия диаметром вплоть до  $D = 140$  нм. Детальное описание особенностей этапа химического травления, использованного в процессе литографии, дано в работе [11]. Далее структура была подвергнута кратковременному термическому отжигу в инертной атмосфере аргона в течение одной минуты при температуре 410°C для индуцирования диффузии атомов Mg из барьеров в глубь КЯ под слоем SiO<sub>2</sub>.

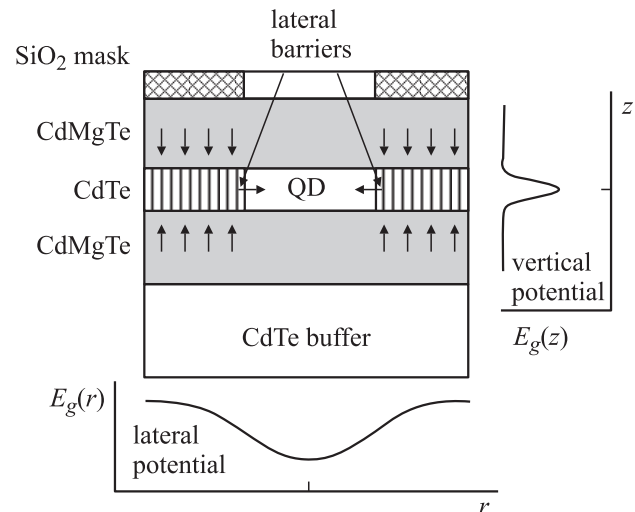
Спектры ФЛ измерялись в оптическом криостате, в сверхтекучем гелии при температуре  $T = 1.5$  К, и регистрировались с помощью CCD-камеры на монохроматоре с базой 0.6 м и решеткой  $1200 \text{ мм}^{-1}$ . Для возбуждения использовался непрерывный Ar<sup>+</sup>-лазер с энергией надбарьерного возбуждения 2.4 эВ ( $\lambda = 514.5$  нм). Лазерный луч фокусировался в пятно диаметром 30 мкм в области апертур маски, расстояние между которыми составляло 200 мкм. Максимальная плотность мощности возбуждающего лазера  $P_{\text{exc}}$ , используемая при изучении возбужденных и биэкситонных состояний, составляла  $\sim 100 \text{ Вт/см}^2$  для избежания существенного перегрева. Максимальная температура в пятне возбуждения, оцененная из сдвига энергии экситона при максимальной  $P_{\text{exc}}$ , не превышала 10 К.

## 3. Результаты и обсуждение

Рис. 1 демонстрирует спектры ФЛ в КЯ, подвергнутых отжигу при разных температурах  $t_{\text{an}}$  под слоем SiO<sub>2</sub> в течение 1 мин. Из рисунка видно, что с ростом  $t_{\text{an}}$  происходит существенный фиолетовый сдвиг линии ФЛ, свидетельствующий о росте ширины запрещенной зоны КЯ в результате диффузии атомов Mg из барьеров в глубь КЯ. При этом изменение энергии оптического перехода в КЯ без слоя SiO<sub>2</sub> при  $t_{\text{an}} = 410^\circ\text{C}$  не превышает 3 мэВ (на рисунке не приведено), что подчеркивает определяющее влияние покровного слоя SiO<sub>2</sub> и является следствием усиления диффузии именно под этим слоем. Сдвиг энергии оптического перехода в КЯ для  $t_{\text{an}} = 410^\circ\text{C}$  составляет  $\sim 90$  мэВ, что существенно меньше, чем при длительном отжиге в течение 2 ч ( $\sim 300$  мэВ) [11]. Из сдвига энергии оптического перехода в результате диффузии можно оценить увеличение



**Рис. 1.** Нормированные спектры ФЛ при  $T = 1.5$  К из КЯ CdTe (6 нм) / Cd<sub>0.8</sub>Mg<sub>0.2</sub>Te после интердиффузии под слоем SiO<sub>2</sub> толщиной 80 нм в зависимости от температуры отжига (отмечена на рисунке). Время отжига — 1 мин. Штриховой линией показан спектр исходной КЯ.



**Рис. 2.** Схема применения селективной интердиффузии для получения индивидуальных КТ. Стрелками показаны места существенного усиления диффузии атомов Mg из барьеров под маской SiO<sub>2</sub>. Тонкие линии показывают возникающий в плоскости КЯ латеральный потенциал под маской (горизонтально) и вертикальный потенциал (вертикально).

коэффициента диффузии под маской в 30–50 раз по сравнению с КЯ без маски. Причина такого усиления диффузии под покровным слоем в результате отжига в настоящее время недостаточно изучена и до сих пор дискутируется [12]. Рассматриваются два возможных механизма усиления: во-первых, слой SiO<sub>2</sub> может служить источником дефектов, которые усиливают диффузионный процесс, и, во-вторых, дефекты могут возникать в процессе самого отжига вследствие различия коэффициентов термического расширения маски и гетероструктуры. Рассмотренный метод позволяет изменять

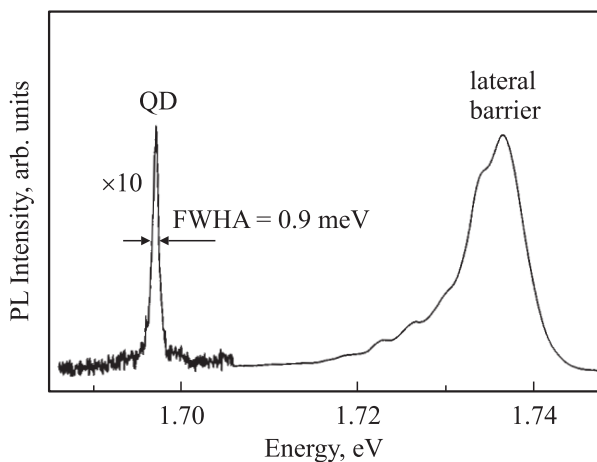
ширину энергетической щели в КЯ контролируемым образом, с сохранением при этом хорошего оптического качества — высокой эффективности ФЛ, что было продемонстрировано нами ранее [11,12].

Основная идея применения селективной интердиффузии для получения индивидуальных КТ иллюстрируется на рис. 2. Как указано стрелками, диффузия существенно усиливается под слоем SiO<sub>2</sub>, оставаясь значительно слабее под открытыми участками гетероструктуры. Это приводит к увеличению ширины запрещенной зоны в плоскости ямы под маской и, как следствие, к возникновению латерального локализирующего потенциала носителей (показано тонкими линиями) в области отверстий в слое SiO<sub>2</sub>. Возникший латеральный потенциал, как показывают приведенные далее исследования ФЛ при нерезонансном надбарьерном возбуждении, эффективно локализует фотовозбужденные в КЯ носители под апертурой маски, в местах минимумов потенциала.

Далее мы рассмотрим основные оптические свойства излучательной рекомбинации экситонов в КТ, полученных методом селективной интердиффузии, и обсудим их особенности, которые отражают наиболее характерные свойства КТ.

### 3.1. Одно- и двухэкситонные спектры ФЛ

На рис. 3 представлен спектр ФЛ для КТ с диаметром апертуры  $D = 300$  нм, полученной с помощью описанного метода. В спектре наблюдаются две линии: первая, более сильная и широкая линия (с полушириной 7 мэВ) и вторая, находящаяся ниже по энергии на  $\sim 40$  мэВ и имеющая интенсивность на порядок меньше. Широкая линия отвечает рекомбинации 2D экситонов в области ямы под маской и существенно сдвинута в сторону высоких энергий в результате селективной диффузии. Отличительной особенностью второй, более узкой линии является ее малая спектральная ширина (менее 1 мэВ), что существенно меньше, чем в исходной КЯ. Именно

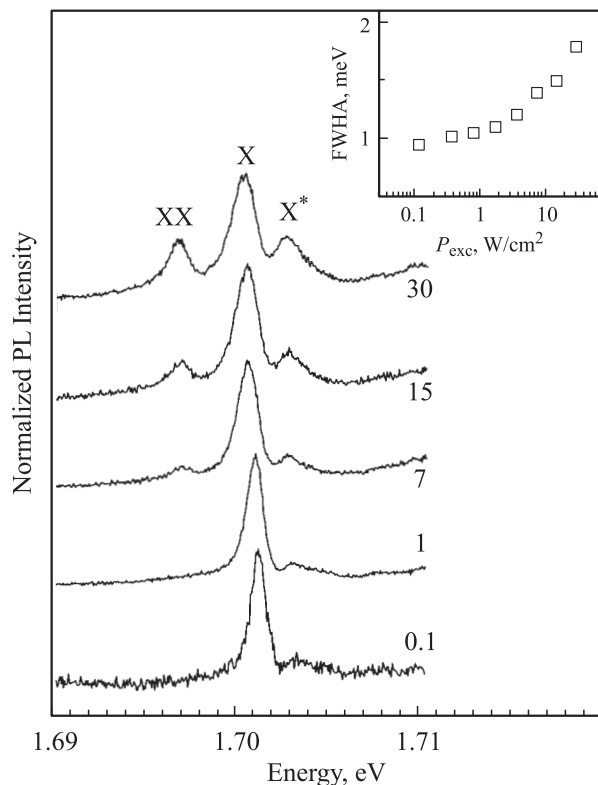


**Рис. 3.** Спектр ФЛ гетероструктуры при  $T = 1.5$  К в открытом месте маски SiO<sub>2</sub> с апертурой  $D = 300$  нм после отжига (1 мин, 410°C).

эта особенность, наиболее характерная для КТ [1], а также зависимость спектрального поведения от уровня возбуждения  $P_{\text{exc}}$ , обсуждаемые далее, позволили нам заключить, что данная линия отвечает излучению из КТ, возникшей под апертурой маски в результате селективной диффузии атомов Mg из барьеров в глубь КЯ. Сужение ширины линии оптического перехода обусловлено полной 3D локализацией носителей в минимумах латерального потенциала КЯ и, как следствие, подавлением неоднородного механизма уширения, присущего КЯ. Тем не менее ее величина значительно превышает ширину линии, наблюдаемую в естественных [5] или самоорганизованных КТ [3]. Ширина линии  $\sim 1$  мэВ также наблюдается в КТ, полученных методами селективной интердиффузии [9], глубокого химического травления [7] или в КТ, индуцированных механическим напряжением в плоскости КЯ [13]. Согласно выводам работы [7], в КТ со статическими дефектами, такими как флуктуации ширины или состава исходной КЯ, имеющими характерный масштаб меньше, чем диаметр КТ, квазиупругое рассеяние между вырожденными уровнями энергии приводит к однородной ширине линии порядка 1 мэВ. В условиях низких  $P_{\text{exc}}$ , когда в КТ находится не больше одной электронно-дырочной пары, однородная ширина линии также растет с ростом размеров КТ, что было продемонстрировано экспериментально и подтверждено расчетом в работе [7].

Таким образом, методика селективной интердиффузии позволяет достигнуть эффективной локализации фотовозбужденных носителей в области апертуры маски, т.е. искусственно получать КТ. Глубина латерального локализирующего потенциала, оцениваемая по разности энергий линий ФЛ латерального барьера и КТ, составляет 30–40 мэВ и зависит от диаметра апертуры в маске SiO<sub>2</sub>.

Для изучения возбужденных экситонных состояний и многоэкситонных комплексов в КТ был применен стандартный метод исследования ФЛ при высоких уровнях оптического возбуждения [14]. На рис. 4 представлены спектры ФЛ для КТ с диаметром апертуры  $D = 200$  нм при различных уровнях фотовозбуждения. При низких значениях  $P_{\text{exc}}$  в спектрах доминирует одна линия X, отвечающая излучению из основного состояния экситона в КТ, с шириной линии  $\sim 1$  мэВ. С ростом  $P_{\text{exc}}$  линии экситонных переходов существенно уширяются во всех исследованных КТ, как показано на вставке к рис. 4. Рост ширины линий обусловлен влиянием флуктуирующих зарядов, возникающих в результате захвата носителей на дефекты и (или) ловушки в самой КТ или в близлежащих к ней областях барьеров. Как было продемонстрировано в работе [15], захваченные носители вследствие эффекта Штарка приводят к спектральной диффузии линии экситона в КТ с характерными корреляционными временами от нескольких секунд до нескольких десятков минут. Одним из следствий данного механизма является увеличение спектральной ширины линии с ростом  $P_{\text{exc}}$ , наблюдаемое также при длительном времени накопле-



**Рис. 4.** Спектры ФЛ из КТ с апертурой маски  $D = 200$  нм при различных уровнях фотовозбуждения  $P_{\text{exc}}$  (отмечено на рисунке) и  $T = 1.5$  К. Символы XX, X и X\* обозначают биэкситон, основное и возбужденное состояние экситона соответственно. На вставке — зависимость полуширины линии FWHM основного оптического перехода X от  $P_{\text{exc}}$ .

ния сигнала, которое в наших экспериментах варьировалось от одной минуты при минимальных уровнях фотовозбуждения до десяти секунд при максимальном.

С ростом  $P_{\text{exc}}$  в спектрах ФЛ со стороны высоких энергий возгорается линия X\* (рис. 4), отстоящая от линии X на  $\Delta E \approx 2.5$  мэВ и отвечающая излучению из возбужденного экситонного состояния. Из рисунка видно, что возбужденные состояния X\* наблюдаются в спектрах ФЛ даже при минимальных уровнях фотовозбуждения с интенсивностью на порядок слабее интенсивности основного перехода X. Этот факт указывает на эффективную энергетическую релаксацию носителей в исследуемых КТ, в отличие от ранее изученных КТ с глубоким локализирующим потенциалом [11], в которых интенсивность линий X\* сравнима с X для всех значений  $P_{\text{exc}}$ , а величина  $\Delta E \approx 10$  мэВ. Главное отличие этих двух типов КТ с различающимися технологическими условиями получения состоит в разных параметрах локализирующего латерального потенциала, приводящих к разным значениям межуровневого расщепления  $\Delta E$ , которое и определяет эффективность энергетической релаксации [16].

Экситонные состояния в КТ с произвольным размером были детально проанализированы в [17]. В зависимости

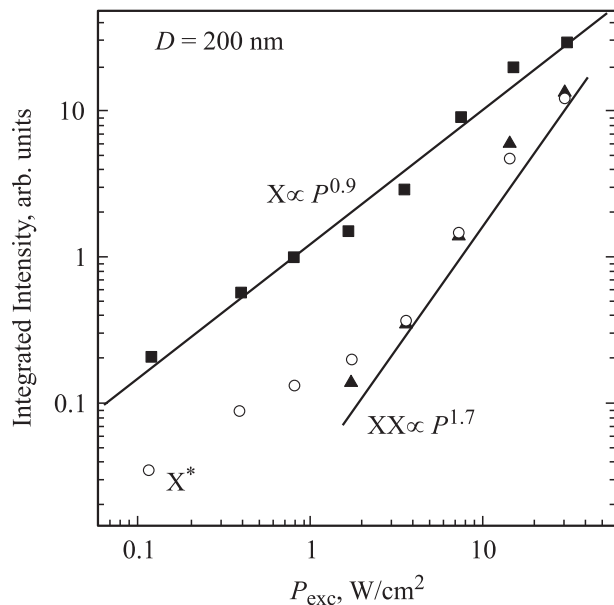
от соотношения 3D радиуса Бора экситона  $a_B^*$  и характерного масштаба пространственной локализации  $D_{\text{loc}}$ , носители в КТ находятся в режиме сильной ( $a_B^* \gtrsim D_{\text{loc}}$ ) или слабой ( $a_B^* < D_{\text{loc}}$ ) локализации. В первом случае наиболее существенно пространственное квантование носителей и эффекты кулоновского взаимодействия являются малой поправкой. Случай слабой пространственной локализации  $a_B^* < D_{\text{loc}}$  эквивалентен условию  $\Delta E < E_X$ , где  $E_X$  — экситонный Ридберг, характерная энергия связи экситона, который в объемном CdTe составляет  $E_X \approx 10$  мэВ [18]. Выполнение неравенства  $\Delta E < E_X$  свидетельствует о режиме слабого пространственного конфинмента в исследуемых КТ.

При высоких уровнях оптического возбуждения  $P_{\text{exc}}$ , выше  $2 \text{ Вт/см}^2$ , со стороны низких энергий в спектрах ФЛ также появляется линия XX (рис. 4), которую мы относим к излучению биэкситона, т.е. излучательному распаду двухэкситонного комплекса в КТ с антипараллельными спинами, находящемуся в основном состоянии. Такое отнесение линии XX обусловлено двумя обстоятельствами: ее спектральным положением ниже энергии основного экситонного перехода X и сверхлинейной зависимостью интенсивности от  $P_{\text{exc}}$ , близкой к квадратичной. Зависимость, представленная на рис. 5, является характерной для биэкситона и отражает двухчастичную кинетику его заселения [14].

Спектральная позиция линии биэкситона ниже линии экситона на  $\sim 4$  мэВ во всех КТ, что значительно меньше энергии связи биэкситона в самоорганизованных КТ на основе соединений II–VI (15–20 мэВ) [19]. В то же время эта величина близка к наблюдавшейся в искусственных КТ, полученных методами фокусированной ионной имплантации в КЯ CdTe/CdMnTe ( $\sim 3.5$  мэВ) [10], селективной интердиффузии в КЯ CdTe/CdMgTe с длительным отжигом ( $\sim 4.3$  мэВ) [11], а также в 2D гетероструктурах на основе II–VI соединений (3.5–8 мэВ) [20]. В целом такое низкое значение энергии связи биэкситона в полученных КТ, близкое к двумерному случаю, также свидетельствует о слабой пространственной локализации носителей.

### 3.2. Заполнение экситонных оболочек КТ

При низких  $P_{\text{exc}}$  линия X\* имеет близкую к линейной зависимость интенсивности от  $P_{\text{exc}}$  (рис. 5). При этих уровнях фотовозбуждения КТ в каждый момент времени заселена не более чем одной электронно-дырочной ( $e-h$ ) парой и линия X\* соответствует излучению из  $p$ -оболочки экситона, не успевшего срелаксировать в  $s$ -оболочку, основное состояние КТ, согласно классификации энергетических оболочек КТ, данной в работе [21]. Появление линии биэкситона свидетельствует об одновременном заселении  $s$ -оболочки двумя экситонами с противоположно направленными спинами, где в соответствии с принципом Паули могут находиться не более двух  $e-h$  пар в силу двухкратного спинового вырождения этой оболочки [21]. Одновременно с появлением биэкситона происходит изменение зависимости



**Рис. 5.** Зависимость от уровня фотовозбуждения  $P_{\text{exc}}$  интегральных по спектру интенсивностей оптических переходов XX (треугольники), X (квадраты) и  $X^*$  (открытые кружки). Прямые линии — результаты подгонки степенной зависимостью (отмечено на рисунке).

интенсивности  $X^*$  от  $P_{\text{exc}}$ , которая также становится близкой к квадратичной и, более того, имеет интенсивность, близкую к интенсивности биэкситона (рис. 5). Эти два факта свидетельствуют о двухчастичной кинетике заполнения также и возбужденного состояния, когда в КТ находятся одновременно два экситона, один — в основном состоянии, в  $s$ -оболочке, другой — в возбужденном, в  $p$ -оболочке. Такую двухэкситонную конфигурацию иногда интерпретируют как возбужденное состояние биэкситона [14].

При линейно поляризованном фотовозбуждении в КЯ с равной вероятностью создаются экситоны с обеими проекциями спина, которые затем захватываются в КТ. Таким образом, при высоких  $P_{\text{exc}}$ , в режиме двухэкситонного заполнения КТ с равной вероятностью возможен захват пары экситонов как с антипараллельной конфигурацией спинов пары, отвечающей линии XX, так и с параллельной конфигурацией, отвечающей линии  $X^*$ . Равенство интенсивностей обеих линий в этом режиме отражает медленную спиновую релаксацию второго экситона в  $p$ -оболочке, когда в силу принципа Паули из-за отталкивания между экситонами с одинаковой спиновой ориентацией он не может срелаксировать в  $s$ -оболочку без изменения спина. Медленная спиновая релаксация является общей характерной особенностью КТ, что также связано с полной пространственной локализацией носителей и дискретностью их спектра в 0D системах [22]. Спиновая релаксация в КТ существенно замедлена как в самоорганизованных [19], так и в полученных методом ионной имплантации КЯ с последующим отжигом [10]. Кроме того, подчинение принципу Паули в заполнении

оболочек является еще одним независимым свидетельством 0D локализации носителей и образования КТ.

## 4. Заключение

В работе представлен простой вариант эффективной методики получения индивидуальных квантовых точек методом селективной диффузии на основе исходных 2D гетероструктур. Изучение основных оптических свойств ФЛ демонстрирует, что при глубине латерального локализирующего потенциала в 30–40 мэВ достигается полная латеральная локализация носителей, которые образуют 0D экситоны в режиме слабого пространственного confinement. Данный метод может быть применен для получения и изучения квантовых точек с контролируемыми геометрическими и энергетическими параметрами, а также для получения более сложных объектов, таких, как например туннельно-связанные двойные квантовые точки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта 06-02-17404.

## Список литературы

- [1] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).
- [2] A. Zrenner, L.V. Butov, M. Hang, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **72**, 3382 (1994).
- [3] M. Grundmann, J. Christen, N.N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhurov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. Lett., **74**, 4043 (1995).
- [4] H.F. Hess, E. Betzig, T.D. Harris, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Science, **264**, 1740 (1994).
- [5] D. Gammon, E.S. Snow, B.V. Shanabrook, D.S. Katzer, D. Park. Phys. Rev. Lett., **76**, 3005 (1996).
- [6] T. Kümmell, R. Weigand, G. Bacher, A. Forchel, K. Leonardi, D. Hommel, H. Selke. Appl. Phys. Lett., **73**, 3105 (1998).
- [7] R. Steffen, A. Forchel, T.L. Rienecke, T. Koch, M. Albrecht, J. Oshinowo, F. Faller. Phys. Rev. B, **54**, 1510 (1996).
- [8] J. Cibert, P.M. Petroff, G.J. Donal, S.J. Pearton, A.C. Gossard, J.H. English. Appl. Phys. Lett., **49**, 1275 (1986).
- [9] K. Brunner, U. Bockelmann, G. Abstreiter, M. Walther, G. Böhm, G. Trankle, G. Weimann. Phys. Rev. Lett., **69**, 3216 (1992).
- [10] G. Bacher, T. Kümmell, D. Eisert, A. Forchel, B. König, W. Ossau, C.R. Becker, G. Landwehr. Appl. Phys. Lett., **75**, 956 (1999).
- [11] S. Zaitsev, M.K. Welsch, H. Schömig, G. Bacher, D.V. Kulakovskii, A. Forchel, B. König, C.R. Becker, W. Ossau, L.W. Molenkamp. Semicond. Sci. Technol., **16**, 631 (2001).
- [12] M.K. Welsch, H. Schömig, M. Legge, G. Bacher, A. Forchel, B. König, C.R. Becker, W. Ossau, L.W. Molenkamp. Appl. Phys. Lett., **78**, 2937 (2001).
- [13] C. Obermüller, A. Deisenrieder, G. Abstreiter, K. Karrai, S. Grosse, S. Manus, J. Feldmann, H. Lipsanen, M. Sopanen, J. Ahopelto. Appl. Phys. Lett., **74**, 3200 (1999).

- [14] M. Bayer, T. Gutbrod, A. Forchel, V.D. Kulakovskii, A. Gorbunov, M. Michel, R. Steffen, K.W. Wang. *Phys. Rev. B*, **58**, 4740 (1998).
- [15] J. Seufert, R. Weigand, G. Bacher, T. Kümmell, A. Forchel, K. Leonardi, D. Hommel. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1872 (2000).
- [16] U. Bockelmann, G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **42**, 8947 (1990).
- [17] T. Takagahara. *Phys. Rev. B*, **47**, 4569 (1993).
- [18] A.El. Moussaouy, D. Bria, A. Nougauoi, R. Charrour, M. Bouhassoune. *J. Appl. Phys.*, **93**, 2906 (2003).
- [19] G. Bacher, R. Weigand, J. Seufert, V.D. Kulakovskii, N.A. Gippius, A. Forchel. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4417 (1999).
- [20] I.-K. Oh, Jai Singh. *Phys. Rev. B*, **60**, 2528 (1999).
- [21] P. Hawrylak. *Phys. Rev. B*, **60**, 5597 (1999).
- [22] A.V. Khaetskii, Y.V. Nazarov. *Phys. Rev. B*, **61**, 12 639 (2000).

*Редактор Л.В. Беляков*

## **Fabrication of quantum dots by a selective inter-diffusion in CdTe/CdMgTe quantum well**

*S.V. Zaitsev, M.K. Welsch\*, A. Forchel\*, G. Bacher<sup>+</sup>*

Institute of Solid State Physics,  
Russian Academy of Sciences,  
142432 Chernogolovka, Russia

\* Technische Physik,  
Universität Würzburg, Am Hubland,  
D-97074 Würzburg, Germany

<sup>+</sup> Lehrstuhl Werkstoffe der Elektrotechnik,  
Universität Duisburg-Essen,  
D-47057 Duisburg, Germany

**Abstract** Individual quantum dots have been realized using technique of the selective intermixing between the barriers and CdTe/CdMgTe quantum well layer. Heterostructure covered by a SiO<sub>2</sub> mask, containing apertures with diameters down to 140 nm, were subjected to a short time annealing (1 min) at the temperature of 410°C. The annealing results in diffusion of the Mg atoms inside the quantum well, significantly enhanced beneath the SiO<sub>2</sub> mask. Lateral potential with a minima under the apertures effectively confine carriers which form quasizero-dimensional excitons. Photoluminescence studied confirm full confinement of excitons, which is evidenced by a pronounced linewidth narrowing and observation of biexciton and excited state emission at high photoexcitation level. Characteristic values of the inter-level splitting and biexciton binding energies points to a weak confinement regime of excitons in obtained quantum dots.