

Спектроскопия экситонных состояний квантовых молекул InAs

© В.Г. Талалаев*^{†‡}, J.W. Tomm⁺, N.D. Zakharov[≠], P. Werner[≠], Б.В. Новиков*, Г.Э. Цырлин^{≠^*},
Ю.Б. Самсоненко^{^*}, А.А. Тонких^{≠^*}, В.А. Егоров^{^*}, Н.К. Поляков^{^*}, В.М. Устинов[^]

* Институт физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербургский государственный университет,
198504 Петродворец, Россия

⁺ Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie,
12489 Berlin, Germany

[≠] Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik,
06120 Halle (Saale), Germany

[^] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[•] Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
198103 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 октября 2003 г. Принята к печати 4 ноября 2003 г.)

Методом молекулярно-пучковой эпитаксии синтезированы туннельно-связанные пары квантовых точек (квантовые молекулы) InAs в матрице GaAs. Проведено исследование структурных и оптических свойств полученных квантовых молекул. Обнаружены четыре экситонных состояния молекул, формирующих спектр фотолюминесценции. Времена спада фотолюминесценции указывают на вероятность межуровневой излучательной рекомбинации со второго возбужденного состояния, что особенно важно при конструировании приборов, работающих в среднем инфракрасном диапазоне.

1. Введение

В последнее время неуклонно растет интерес к полупроводниковым структурам с пониженной размерностью, предельным случаем которых являются квантовые точки (КТ) [1]. КТ имеют дискретный набор уровней, что соответствует электронному спектру одиночного атома. На их основе создаются новые полупроводниковые приборы: вертикально излучающие и каскадные лазеры [2,3], фотодетекторы и излучатели для среднего и дальнего ИК диапазона [4,5]. Одним из наиболее интересных эффектов, наблюдаемых при росте нескольких слоев КТ, является их вертикальная корреляция, установленная ранее для различных гетероэпитаксиальных систем [6,7]. При этом происходит также планарное упорядочение nanoостровков [8,9]. На основе этих эффектов активно развивающимся направлением является создание так называемых „квантовых молекул“ (КМ) [10]. КМ представляет собой две туннельно-связанные КТ, близкие по геометрическим размерам и соответственно по электронной структуре. Образование КМ приводит к расщеплению энергетического уровня одиночной КТ на симметричное и антисимметричное состояния в зависимости от суперпозиции волновых функций электрона и дырки в КМ. В этом случае величина расщепления становится зависимой от расстояния между КТ и может контролироваться в ростовом эксперименте. Такие объекты представляют не только фундаментальный интерес, но и могут быть использованы для приборных приложений, в частности в альтернативных приемо-передающих элементах, работающих в мега- и гигагерцовом диапазонах [11,12], а также в приборах с переключением, таких как квантовые компьютеры [13].

Вместе с тем создание системы симметричных КМ из двух туннельно-связанных слоев КТ до сих пор является нетривиальной технологической задачей, поскольку требует выполнения, как минимум, двух условий: КТ в составе молекулы должны быть одинаковыми, а спейсер между ними должен обеспечивать необходимую величину расщепления. Кроме того, экспериментально не решен вопрос о возможности излучательных переходов между соседними расщепленными состояниями, что является принципиально важным для практического использования КМ.

В данной работе исследуются особенности молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) симметричных КМ в системе InAs/GaAs. Структурные свойства характеризуются с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Методами стационарной фотолюминесценции (ФЛ) и ФЛ с временным разрешением (ФЛВР) исследуются энергетический спектр и механизмы релаксации носителей в КМ.

2. Эксперимент

Ростовые эксперименты проводились на установке МПЭ ЭП1203. Использовались полуизолирующие подложки GaAs(100). В процессе отработки технологии проводился подбор параметров роста, влияющих на образование КМ. В соответствии с требованиями к симметрии КМ и расстоянию между КТ исследовалось влияние количества осаждаемого InAs и толщины спейсера GaAs. Эффективная толщина осаждаемого InAs была 2 и 4 монослоя (МС), толщина GaAs — 5 и 10 нм. В данной работе приведены результаты для двух комбинаций этих параметров. Образцы А-типа имели по 2 МС InAs в каждом из двух слоев с КТ и размеры

[†] E-mail: talalaev@mpi-halle.mpg.de

спейсера 10 нм. Образцы *B*-типа — 4 МС в нижнем слое КТ, 2 МС в верхнем слое КТ и спейсер толщиной 5 нм. Температура подложки при осаждении слоев InAs составляла 510 °С, скорость роста InAs — 0.06 МС/с. После каждого слоя КТ применялось прерывание роста — образец выдерживался при той же температуре в потоке мышьяка в течение 60 с. Далее массив КТ зарастивался слоем GaAs со скоростью 0.7 МС/с, после чего следовал подъем температуры подложки до 610 °С и выдержка при этой температуре в течение 60 с (высокотемпературный отжиг — ВТО). Для предотвращения транспорта неравновесных носителей к поверхности и в подложку активная область ограничивалась с обеих сторон короткопериодными сверхрешетками Al_{0.25}Ga_{0.75}As/GaAs (10 пар, 2.5 нм/2.5 нм) и помещалась в центр 50 нм слоя GaAs. Состояние поверхности контролировалось с помощью картин дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) [14]. Появление объемных рефлексов при осаждении первого (нижнего) слоя InAs, свидетельствующих об образовании трехмерных наноструктур, наблюдалось после напыления 1.7 МС InAs. При осаждении второго (верхнего) слоя InAs появление объемных дифракционных рефлексов происходило при меньших эффективных толщинах InAs. Процедуры прерывания роста и ВТО были использованы специально для улучшения однородности размеров в массиве КТ InAs, а также для уменьшения соотношения высота/основание и придания островкам дискообразной формы.

Структурные исследования образцов выполнялись с помощью дифракционной и высокоразрешающей электронной микроскопии на микроскопах JEM 4010 и Philips CM20 при ускоряющих напряжениях 400 и 200 кВ соответственно. Количественные измерения состава КМ проводились на ПЭМ изображениях, снятых с атомным разрешением.

Стационарная ФЛ возбуждалась излучением непрерывного Ag⁺-лазера с длиной волны 488 нм (2.54 эВ). В измерениях зависимости ФЛ от интенсивности возбуждения лазерный луч фокусировался на образце, а плотность мощности варьировалась в пределах 0.2–300 Вт/см² нейтральными фильтрами. Детектирование сигнала ФЛ осуществлялось с помощью охлаждаемого Ge-фотодетектора (Edinburgh Instruments) на выходе из 50-сантиметрового монохроматора. Для исследования ФЛВР применялось возбуждение импульсами длительностью 100 фс от титан-сапфирового лазера Tsunami с длиной волны 790 нм (1.57 эВ) и частотой следования импульсов 82 МГц. Сигнал ФЛ диспергировался 25-сантиметровым монохроматором, согласованным со стрик-камерой Hamamatsu-C1587, и регистрировался CCD-камерой. Инструментальное разрешение системы составляло 15 пс. Во всех случаях образцы помещались в криостаты, позволяющие изменять и стабилизировать температуру в интервале 5–300 К.

3. Результаты и обсуждение

Проблема получения туннельно-связанных в направлении роста КТ с максимально близкими геометрическими характеристиками связана с тем, что размеры КТ в верхнем слое зависят от толщины спейсера и размеров КТ в нижнем слое. На рис. 1 приведено поперечное ПЭМ изображение образца *A*-типа, содержащего 2 МС InAs в каждом слое КТ. Видно, что при равной толщине осажденного InAs, размеры островков в верхнем и нижнем слоях существенно отличаются: параметр (высота) × (основание) $h[\text{нм}] \times B[\text{нм}]$ для верхней КТ|1) и нижней КТ|0) равен 7×28 и 4×22 нм² соответственно. Наличие вертикальной корреляции КТ обусловлено полями упругих напряжений, создаваемых КТ нижнего слоя. Увеличение размеров КТ и уменьшение эффективной критической толщины перехода от двух- к трехмерному росту, наблюдаемое по ДБЭО, объясняется эффектом накопления упругой энергии в вышележащем слое [9]. Уменьшение толщины спейсера GaAs между слоями КТ приводит к еще большему различию в размерах островков при прочих равных условиях. Таким образом, основными ростовыми параметрами, отвечающими за формирование КМ и требующими оптимизации, являются эффективная толщина InAs, соотношение этих толщин для нижнего и верхнего слоев и размеры спейсера. Оптимизация этих параметров позволила определить структуру, по своим характеристикам отвечающую необходимым условиям формирования КМ (образец *B*-типа). ПЭМ снимок такой структуры приведен на рис. 2, *a*. Электронно-микроскопическое изображение высокого разрешения для отдельной КМ представлено на рис. 2, *b*, профиль состава по индию в направлении роста — на рис. 2, *c*. В отличие от образца *A*-типа как состав, так и размеры островков, образующих молекулу, в структуре *B*-типа весьма близки и составляют $h \times B \approx 4 \times 18$ нм². Общее уменьшение размеров КТ

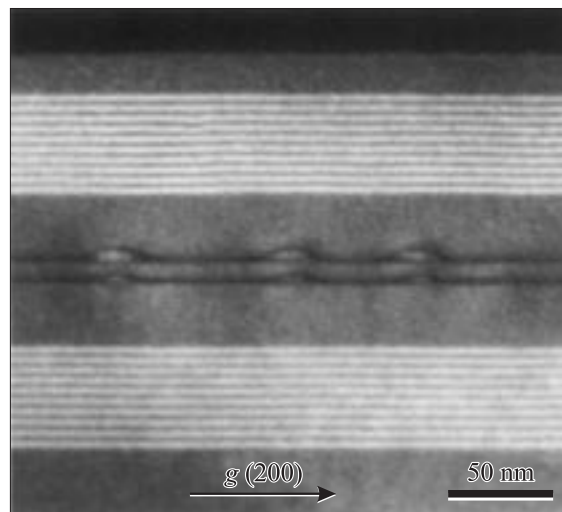


Рис. 1. Темнопольное ПЭМ изображение структуры *A*-типа.

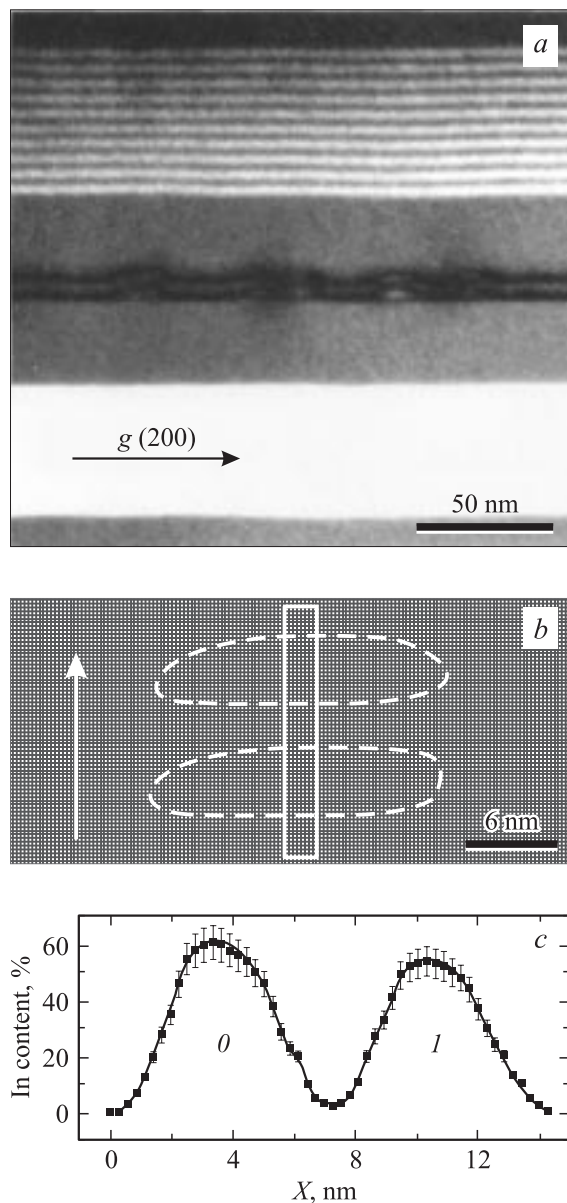


Рис. 2. Результаты структурного исследования образца *B*-типа. *a* — темнопольное ПЭМ изображение; *b* — ПЭМ изображение, полученное с высоким разрешением после фурье-фильтрации (для формирования изображения использовались прошедший и четыре отраженных пучка, чувствительных к содержанию индия); *c* — распределение содержания индия вдоль направления роста X для связанной пары КТ (концентрация измерялась в выделенной прямоугольной области изображения *b*). 0 — КТ $|0\rangle$, 1 — КТ $|1\rangle$. Стрелкой (*b*) указано направление роста.

и симметризация КМ достигнута в результате ВТО в сочетании с тонким спейсером GaAs. В работе [11] показано, что ВТО удаляет с поверхности остаточный слой индия, упрощая контроль эффективной толщины последующего слоя. Во-вторых, применение ВТО к массиву островков InAs, покрытых слоем GaAs малой толщины (5 нм и менее), приводит к улучшению однородности

размеров КТ за счет испарения „высоких“ островков. С учетом этого при оптимизации структур с КМ были получены следующие параметры: эффективная толщина InAs в нижнем слое — 4 МС, эффективная толщина InAs в верхнем слое — 2 МС, размер спейсера — 5 нм. По данным ПЭМ, величина спейсера строго соответствовала расстоянию между смачивающими слоями: 10 нм для структур *A*-типа и 5 нм для структур *B*-типа (рис. 1 и 2). Непосредственно между соседними КТ вертикальный зазор составлял 7 нм (*A*-тип) и 3 нм (*B*-тип).

Для исследования энергетической структуры и взаимодействия экситонных уровней в КМ измерялись спектры ФЛ и ФЛВР. На рис. 3 спектр ФЛ образца *A*-типа имеет асимметричную форму, которая не зависит ни от плотности возбуждения, ни от температуры измерений. Разложение на гауссианы показывает, что спектр состоит из двух полос с максимумами на 1.115 и 1.165 эВ. Такое поведение несвойственно переходам с участием возбужденных состояний, зато типично для двух несвязанных друг с другом групп КТ. В данном случае очевидно, что это КТ $|0\rangle$ нижнего и КТ $|1\rangle$ верхнего слоев, размеры которых по данным ПЭМ заметно отличаются (рис. 1). Отсутствие ФЛ-активных возбужденных состояний в спектре КТ *A*-типа подтверждается измерениями ФЛВР, показывающими только одно время спада ФЛ в измеренной полосе ~ 650 пс (вставка на рис. 3). Сигнал в высокоэнергетической части спектра ФЛВР у структуры *A*-типа также отсутствовал.

Принципиально иной спектр низкотемпературной ФЛ наблюдался у структуры *B*-типа (рис. 4). При малых

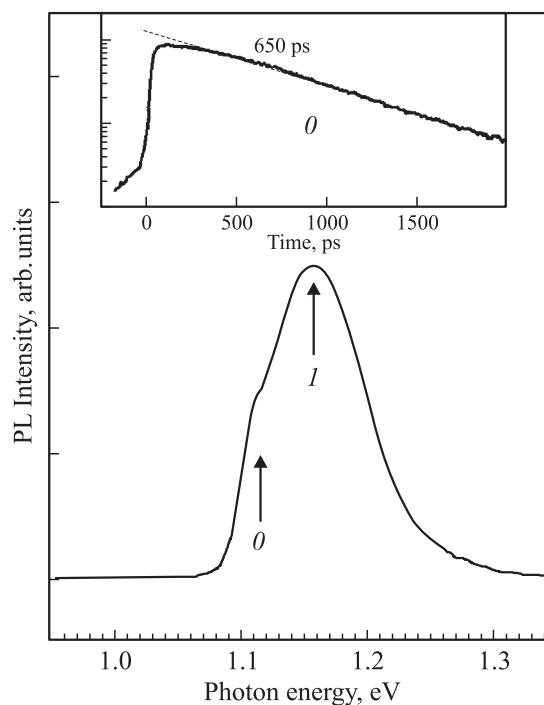


Рис. 3. Спектр ФЛ структуры *A*-типа при температуре 10 К и плотности возбуждения 2 Вт/см^2 от Ar^+ -лазера. 0 — КТ $|0\rangle$, 1 — КТ $|1\rangle$.

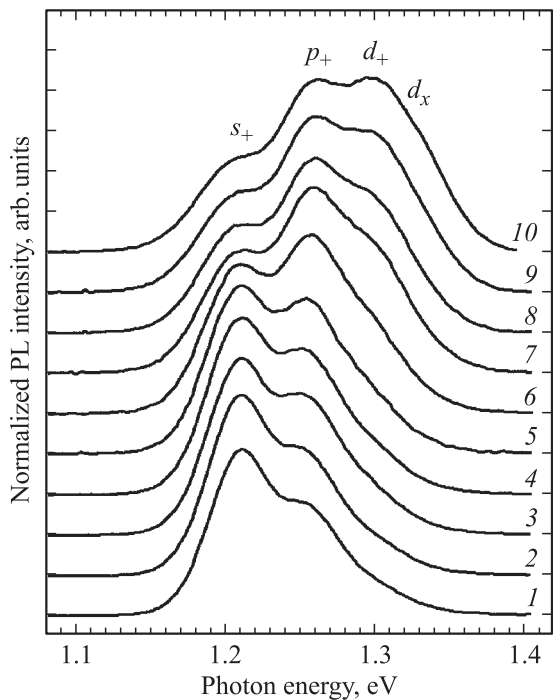


Рис. 4. Спектры стационарной ФЛ от структуры с КМ (*B*-тип) при температуре 10 К и разной плотности возбуждения P , Вт/см²: 1 — 0.2, 2 — 2, 3 — 10, 4 — 13, 5 — 25, 6 — 50, 7 — 100, 8 — 130, 9 — 200, 10 — 300.

уровнях возбуждения хорошо разрешались две полосы ФЛ: s_+ (1.21 эВ) и p_+ (1.25 эВ). Когда плотность возбуждения становилась больше 50 Вт/см², полоса p_+ начинала доминировать в спектре ФЛ, а в высокоэнергетической области появлялась новая полоса d_+ (1.30 эВ). При плотности 300 Вт/см² полоса d_+ становилась доминирующей и обнаруживалась следующая коротковолновая полоса d_x (1.32 эВ). До наступления насыщения зависимость интегральной интенсивности ФЛ от плотности возбуждения ($J = P^v$) хорошо описывалась фактором $v = 1$ для выделенных полос ФЛ. Обнаруженная эволюция спектра ФЛ структуры *B*-типа характерна для единой системы энергетических уровней с низким темпом безызлучательной рекомбинации носителей. Температурная зависимость ФЛ *B*-типа количественно не описывается простым графиком Аррениуса и в данной работе не приводится. Качественные изменения наступают при температуре выше 120 К, когда все переходы с участием возбужденных состояний (p_+ и d_+) исчезают из спектра ФЛ.

Результаты, полученные из ПЭМ и ФЛ, а также расчеты, сделанные в адиабатическом приближении эффективной массы [15], указывают на возможность существования КМ в структуре *B*-типа. Состояние одиночной КТ характеризуется изоспином и моментом импульса. При сближении двух одинаковых КТ возникает когерентное туннелирование, перекрытие волновых функций электронов и перемешивание изоспинов. Распределение

волновых функций одного электрона e и одной дырки h между двумя идентичными КТ $|0\rangle$ и КТ $|1\rangle$ приводит к следующим четырем изоспиновым конфигурациям:

$$b_1 = (|0\rangle_e + |1\rangle_e)(|0\rangle_h + |1\rangle_h)/2,$$

$$b_2 = (|0\rangle_e - |1\rangle_e)(|0\rangle_h - |1\rangle_h)/2,$$

$$a_1 = (|0\rangle_e + |1\rangle_e)(|0\rangle_h - |1\rangle_h)/2,$$

$$a_2 = (|0\rangle_e - |1\rangle_e)(|0\rangle_h + |1\rangle_h)/2.$$

Состояния b_1 и b_2 являются симметричными (связанными) и оптически активными, а состояния a_1 и a_2 — антисимметричными (несвязанными) и „темными“ в ФЛ. Наличие состояний КТ с разным моментом импульса $m = 0; \pm 1$ приводит в данном базисе к смешиванию s - и p -состояний в КМ. Однако разделение на состояния a и b сохраняется даже с учетом кулоновского взаимодействия. В результате этого каждый экситонный уровень (s и p) в КМ расщепляется на два состояния: симметричное $|+\rangle$ и антисимметричное $|-\rangle$; d -состояние может расщепляться на большее число уровней [16,17]. Симметричные s - и p -состояния являются по-прежнему оптически активными и могут участвовать в ФЛ. Очевидно, эти состояния проявляются в спектре ФЛ структуры *B*-типа в виде полос s_+ и p_+ (рис. 4). Последовательное заполнение состояний при повышении интенсивности возбуждения приводит к появлению в спектре ФЛ более высоких состояний КМ (d_+ и d_x). В этой зависимости от плотности возбуждения (рис. 4) закономерным является также коротковолновый сдвиг максимума полос p_+ и d_+ . Это связано с неоднородностью размеров КТ и заполнением экситонами все более мелких КМ. Незначительное „красное“ смещение полосы s_+ мы объясняем образованием биэкситонов за счет экситон-экситонного взаимодействия при высокой плотности какички. Излучательная рекомбинация биэкситона в КМ InAs наблюдалась на 5 мэВ ниже симметричного s -состояния также авторами [17]. При разложении спектров ФЛ на лорентцианы нами получены следующие величины расщепления на участках зависимости $J = P^v$ с фактором $v = 1$: между состояниями s_+ и p_+ — 40 мэВ, между p_+ и d_+ — 50 мэВ, между d_+ и d_x — 20 мэВ. Соотношение полученных нами энергетических зазоров хорошо согласуется с теоретическими расчетами [15–17]. Величина зазора $s_+ - p_+$ (40 мэВ) соответствует экспериментальным данным [18] для спейсера ~ 4.5 нм. Авторы [17] наблюдали 23 ± 7 мэВ между активными состояниями для спейсера 5 нм. Незначительное расхождение данных связано, очевидно, с различием в форме и размерах КТ, образующих КМ. Относительно большие величины расщепления и зазоров между уровнями (до 50 мэВ) однако не гарантируют сохранение спектра ФЛ КМ при комнатной температуре ($kT \approx 25$ мэВ). Согласно расчетам [15–17], при величине спейсера ≤ 4.5 нм происходит взаимное пересечение симметричного $p|+\rangle$ и антисимметричного $s|-\rangle$ уровней. Нужно отметить, что, хотя „темные“ антисимметричные состояния не проявляются

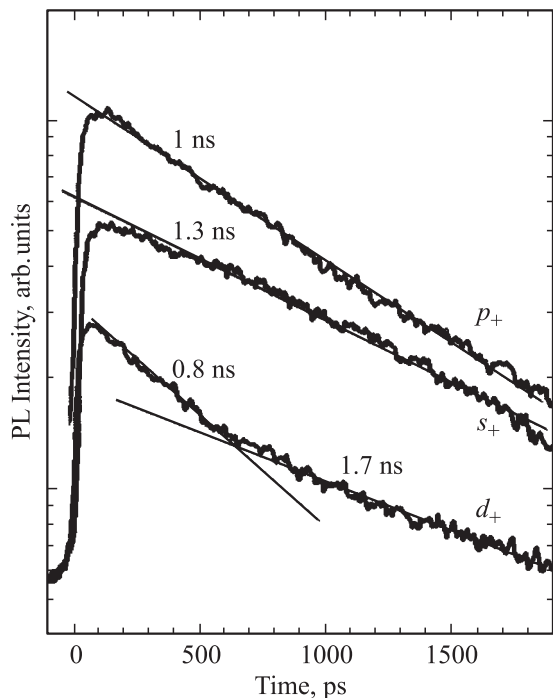


Рис. 5. ФЛВР для структур *B*-типа. Времена спада ФЛ измерены в центральной части полос s_+ , p_+ и d_+ . Температура измерения — 10 К, средняя плотность возбуждения — 5 Вт/см².

в спектрах стационарной ФЛ, они могут участвовать в термически активированных межуровневых переходах и в процессах релаксации возбуждения. В этой связи представляло большой интерес измерение времен спада ФЛ в КМ. На рис. 5 показана ФЛВР для структуры *B*-типа. Замечательными являются следующие результаты.

I. Времена излучения экситона в КМ InAs не менее 1 нс, а именно: 1.3 нс — для s_+ ; 1 нс — для p_+ ; 1.7 нс — для d_+ .

II. Для второго возбужденного состояния d_+ излучательное время жизни экситонов больше, чем для нижних экситонных состояний s_+ и p_+ .

III. У первого возбужденного состояния p_+ отсутствует время релаксационного спада ФЛ в отличие от второго состояния d_+ , где оно составляет 0.8 нс.

Практические выводы на основе результатов, полученных из ФЛВР, могут быть сделаны в пользу реализации инверсной заселенности второго возбужденного состояния d_+ по отношению к нижним s_+ - и p_+ -состояниям. Излучаемые при этом длины волн соответствуют диапазону 13–25 мкм. С учетом фактора $\nu = 1$ (низкий темп безызлучательной рекомбинации, низкая дефектность структуры *B*-типа) можно предположить, что первичное время спада ФЛ в полосе d_+ является временем излучательного перехода на нижние экситонные уровни (0.8 нс). Отсутствие релаксации с первого возбужденного состояния p_+ в основное экситонное состояние s_+ может быть следствием близости $p|+\rangle$ к точке пересечения с антисимметричным „темным“

состоянием $s|-\rangle$, в результате которого появляется запрет на излучательный переход $p_+ \rightarrow s_+$, а также практически отсутствует промежуточный уровень для последовательной релаксации.

КМ не наблюдались в структуре *A*-типа по разным причинам. Как показывают расчеты [15–17], барьер GaAs 10 нм является слишком большим для возникновения туннельной связи между КТ. Ожидаемая при этом величина расщепления (5 мэВ) существенно меньше неоднородного уширения полос ФЛ (~ 50 мэВ) вследствие дисперсии размеров КМ. Причиной отсутствия КМ в структуре *A*-типа может быть также несоответствие размеров КТ. В результате укрупнения КТ не формируется спектрально разрешаемая структура полос ФЛ с участием возбужденных состояний (рис. 3) и вместо вращения изоспинов и расщепления экситонных уровней происходит перенос носителей заряда в несимметричных парах КТ.

Таким образом, определены технологические параметры для получения структур InAs/GaAs с КМ. С использованием промежуточного ВТО получены симметричные КМ со спейсером 5 нм. В спектре ФЛ исследованы четыре излучательных перехода, которые связаны с симметричными экситонными состояниями КМ (основное и три возбужденных). Времена спада ФЛ КМ указывают на вероятность межуровневой излучательной рекомбинации со второго возбужденного состояния и на отсутствие какой-либо релаксации между первым возбужденным и основным экситонными состояниями КМ.

Авторы благодарны Л.Е. Воробьеву и Д.А. Фирсову за обсуждение результатов.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке INTAS, научными программами Министерства промышленности науки и технологии РФ, Российского фонда фундаментальных исследований. Г.Э. Цырлин выражает признательность Alexander von Humboldt Stiftung. В.М. Устинов благодарит за поддержку Фонд содействия отечественной науке.

Список литературы

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum dot heterostructures* (Wiley, Chichester, 1998).
- [2] Н.А. Малеев, А.Р. Ковш, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, С.С. Михрин, А.Г. Кузьменков, Д.А. Бедарев, Ю.М. Задиранов, М.М. Кулагина, Ю.М. Шерняков, А.С. Шуленков, В.А. Быковский, Ю.М. Соловьев, С. Moller, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов. ФТП, **37**, 1265 (2003).
- [3] V.M. Apalkov, T. Chakraborty. Appl. Phys. Lett., **78**, 1820 (2001).
- [4] S. Sauvage, P. Boucaud, T. Brunhes, V. Immer, E. Finkman, J.-M. Gerard. Appl. Phys. Lett., **78**, 2327 (2001).
- [5] S. Sauvage, P. Boucaud, T. Brunhes, A. Lematre, J.-M. Gerard. Phys. Rev. B, **60**, 15 589 (1999).
- [6] Б.В. Воловик, Д.С. Сизов, А.Ф. Цацульников, Ю.Г. Мусихин, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Егоров, В.Н. Петров, Н.К. Поляков, Г.Э. Цырлин. ФТП, **34**, 1368 (2000).

- [7] K. Eberl, O.G. Schmidt, R. Duschl, O. Kienzle, F. Ernst, Y. Rau. *Thin Sol. Films*, **369**, 33 (2000).
- [8] J. Tersoff, C. Teichert, M.G. Lagally. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1675 (1996).
- [9] Г.Э. Цырлин, В.Н. Петров, С.А. Масалов, А.О. Голубок. *ФТП*, **33**, 733 (1999).
- [10] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Щукин, П.С. Копьев, Ж.А. Алфёров, Д. Бимберг. *ФТП*, **32**, 385 (1998).
- [11] Z.R. Wasilewski, S. Fafard, J.P. McCaffrey. *J. Cryst. Growth*, **201/202**, 1131 (1999).
- [12] P. Boucaud, J.B. Williams, K.S. Gill, M.S. Sherwin, W.V. Schoenfeld, P.M. Petrov. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 4356 (2000).
- [13] W. Sheng, J.-P. Leburton. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4449 (2002).
- [14] В.Н. Петров, В.Н. Демидов, Н.П. Корнеева, Н.К. Поляков, Г.Э. Цырлин. *ЖТФ*, **70** (5), 97 (2000).
- [15] W. Sheng, J.-P. Leburton. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 4449 (2002); *Phys. Stat. Sol. B*, **237**, 394 (2003).
- [16] K. Hinzer, M. Bayer, J.P. McCaffrey, P. Hawrylak, M. Korkusinski, O. Stern, Z.R. Wasilewski, S. Fafard, A. Forchel. *Phys. St. Sol. (b)*, **224**, 385 (2001).
- [17] M. Korkusinski, P. Hawrylak, M. Bayer, G. Ortner, A. Forchel, S. Fafard, Z. Wasilewski. *Physica E*, **13**, 610 (2002).
- [18] M. Bayer, P. Hawrylak, K. Hinzer, S. Fafard, M. Korkusinski, Z.R. Wasilewski, O. Stern, A. Forchel. *Science*, **291**, 451 (2001).

Редактор Л.В. Беляков

Exciton states spectroscopy of InAs quantum molecules

V.G. Talalaev^{*+≠}, J.W. Tomm⁺, N.D. Zakharov[≠],
P. Werner[≠], B.V. Novikov^{*}, G.E. Cirlin^{≠^•},
Yu.B. Samsonenko^{^•}, A.A. Tonkikh^{≠^•},
V.A. Egorov^{^•}, N.K. Polyakov^{^•}, V.M. Ustinov[^]

* V.A. Fok Institute of Physics,
St. Petersburg State University,
198504 Petrodvorets, Russia

+ Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik
und Kurzeitspektroskopie,
12489 Berlin, Germany

≠ Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik,
06120 Halle (Saale), Germany

^ Ioffe Physico-technical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

• Institute for Analytical Instrumentation,
Russian Academy of Sciences,
190103 St. Petersburg, Russia

Abstract Tunnel coupled pairs of InAs quantum dots (quantum molecules) were grown by the molecular beam epitaxy in a GaAs matrix. The investigation of optical and structural properties of quantum molecules was carried out. Four molecular exciton states forming photoluminescence spectrum were observed. The photoluminescence decay times indicate the possibility of the interlevel radiative recombination from the second excited state, which is particularly important for the mid-infrared device design.