

# Связывание состояний электронов в молекуле квантовых точек InAs/GaAs

© М.М. Соболев<sup>¶</sup>, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, В.С. Михрин, Г.Э. Цырлин, Ю.Г. Мусихин

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

(Получена 21 июня 2005 г. Принята к печати 1 июля 2005 г.)

Методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) исследована эмиссия электронов из состояний в системе вертикально-сопряженных квантовых точек InAs в  $p$ - $n$ -гетероструктурах InAs/GaAs в зависимости от толщины прослойки GaAs между двумя слоями квантовых точек InAs и от величины напряжения обратного смещения. Установлено, что полупроводниковая гетероструктура InAs/GaAs с толщиной прослойки GaAs 100 Å проявляет себя как система несвязанных квантовых точек. Эти структуры имеют в спектрах DLTS два пика, которые определяются основным и возбужденным состояниями одиночной квантовой точки с уровнями энергии, проявляющими слабое смещение Штарка (1–2 мэВ). Для гетероструктуры InAs/GaAs с двумя слоями квантовых точек InAs, разделенных прослойкой GaAs толщиной 40 Å, определено, что они находятся в фазе молекул. Гибридизация электронных состояний двух близко расположенных квантовых точек приводит к расщеплению уровней на связанные и антисвязанные, основные и возбужденные состояния электронов,  $1s^+$ ,  $1s^-$ ,  $2p^+$ ,  $2p^-$ ,  $3d^+$ , которые отображаются в спектрах DLTS в виде 5 пиков. Для этих квантовых состояний наблюдалось как сильное смещение Штарка уровней энергии (10–40 мэВ), так и пересечение (crossing) зависимостей энергий от величины электрического поля. Исследуемые структуры с вертикально-сопряженными квантовыми точками выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии с использованием эффектов самоорганизации.

PACS: 73.21.Lc

## 1. Введение

В последние годы во многих лабораториях интенсивно проводятся исследования эффектов сопряжения и гибридизации состояний электронов в полупроводниковых гетероструктурах с вертикально-сопряженными (coupled) самоорганизующимися квантовыми точками. Вертикально-сопряженные структуры являются перспективными при создании лазеров с квантовыми точками [1], элементов оптической памяти [2] и для их возможного применения в качестве элементов квантовых компьютеров [3,4]. Наибольшие успехи при формировании квантовых точек (КТ) были достигнуты при применении метода самоорганизованного роста наноструктур, впервые описанного Странским и Крастановым в работе [5]. Режим роста, названный их именами, возникает в гетероэпитаксиальной системе при наличии рассогласования по постоянной решетки между толстым осаждаемым слоем, имеющим большую упругую энергию, и подложкой. Уменьшение упругой энергии, при определенных условиях роста, может привести к образованию изолированных когерентно-напряженных трехмерных островков, в которых носители заряда ограничиваются по всем направлениям в пределах размера, меньшего чем длина волны де Бройля. Квантовое ограничение приводит к дискретному спектру энергий и  $\delta$ -образной плотности состояний. Электронный спектр таких изолированных островков, получивших наименование квантовых точек, оказывается подобным спектру одиночного атома [6]. Первое описание технологии получения массивов, состоящих из двух и более вертикально-

сопряженных квантовых точек (ВСКТ) InAs, разделенных барьерами GaAs толщиной несколько нанометров, было дано в работе [7]. Благодаря наличию упругих напряжений вокруг КТ и эффекту самоорганизации, включающему в себя перенос In(Ga<sub>x</sub>As) от нижних точек к верхним и заменой его на GaAs [6,7], латеральные размеры островков каждого последующего ряда постепенно увеличиваются и верхние островки располагаются над нижними. Полупроводниковые КТ (две и более), сопрягаемые подобным образом посредством кулоновского взаимодействия и квантово-механического туннелирования, могут образовывать искусственные молекулы. В теоретической работе [8] было показано, что две КТ в зависимости от расстояния между ними могут находиться в фазе либо атомных единичных квантовых точек, либо молекулы. При малом расстоянии между КТ должно реализоваться условие сильной связи и пара поведет себя как единичная квантовая точка. При большом расстоянии они поведут себя как несвязанные КТ. При промежуточном расстоянии они должны вести себя уже как новый тип молекулы. При сопряжении квантовых точек должно происходить расщепление состояний на связанные (bonding) и антисвязанные (antibonding), основные и возбужденные квантовые состояния, которые в отсутствие электрического поля идентифицируются как  $1s^+$ ,  $1s^-$ ,  $2p^+$ ,  $2p^-$ ,  $3d^+$  и т.д. (где +, – определяют соответственно связанное и антисвязанное состояния) [3,4,8,9]. Основному состоянию такой системы ВСКТ, как было показано в [10], являющемуся расщепленным связанным состоянием  $1s$ , должно быть присуще красное смещение по энергии при наличии электрического поля. Подобного рода зависимости получили наименование квантово-ограниченного эффекта

<sup>¶</sup> E-mail: m.sobolev@mail.ioffe.ru

Штарка. Аналогичные зависимости от величины электрического поля должны наблюдаться и для других состояний ВСКТ. Кроме того, было установлено [10], что для такой системы максимум спектра энергии основного состояния будет при нулевом поле. В случае, когда латеральные размеры островков каждого последующего ряда постепенно увеличиваются, максимум спектра энергии основного состояния должен сместиться в сторону от нулевого значения электрического поля. Все возбужденные состояния будут пересекающимися (crossing) или антипересекающимися (anticrossing) с другими состояниями, что должно привести к перепорядочению состояний в сильном электрическом поле. Из результатов теоретической работы [11] следует, что образование связанных и антисвязанных состояний может происходить лишь для электронных состояний молекулы квантовых точек, для дырок валентной зоны должна происходить спонтанная локализация основных и возбужденных состояний внутри одной из КТ, которая является результатом различия компонент деформации для электронов и дырок. Сопряжение КТ должно контролироваться посредством изменения величины внешнего электрического поля [10,11]. Для структуры с двумя слоями ВСКТ должна быть квазилинейная зависимость уровней дырок от величины электрического поля. Для структур с одиночными КТ эта зависимость — квадратичная. Отличия в зависимостях уровней дырок для одиночных КТ и ВСКТ связаны с трехмерным (3D) распределением поля деформации [10,11].

На возможность образования связанных и антисвязанных состояний для дырочных состояний молекул квантовых точек, в зависимости от расстояния между точками, было указано в работах [3,9,12]. Когерентная двухуровневая система может контролироваться с помощью коротких оптических импульсов [12] или приложенного к гетероструктуре электрического поля, приводя к изменению локализации дырок в молекуле квантовых точек [11,13]. Такие исследования проводили, используя эффект резонансного туннелирования [14] и измерения микрофотолюминесценции [12,13]. В работах [12,13,15], кроме того, исследовали усиление эффекта гибридизации электронных состояний двух квантовых точек в зависимости от толщины барьера между ними. Авторами работы [16] было обращено внимание на то обстоятельство, что доказательства формирования молекулы, полученные посредством сравнения результатов исследований различных образцов, могут оказаться недостаточными, что связывается с возможностью изменения размеров КТ, состава при вариации толщины барьера между КТ и упругих напряжений вокруг КТ. Авторы [16] указывают также, что при межзонной спектроскопии исследуется совместное поведение электронов и дырок, из которого затруднительно сделать заключение о расщеплении квантовых состояний электронов и дырок, происходящем в результате их туннелирования; возможно, только электроны показывают туннельное сопряжение (coupling), а дырки оказываются локализованными в одной из КТ вследствие их большой эффективной массы.

Было предложено использовать при исследовании эмиссии экситонов молекулы квантовых точек внешнее магнитное поле. Использование магнитного поля должно приводить в случае квантово-механического сопряжения КТ к антипересечению зависимостей энергий перехода экситонов от величины магнитного поля.

В отличие от межзонной спектроскопии, метод нестационарной спектроскопии (DLTS) исследует не совместное поведение электронов и дырок в полупроводниковых  $p-n$ -структурах, а раздельное [17–19]. Использование электрического поля в этом случае вследствие проявления квантово-ограниченного эффекта Штарка должно приводить при квантово-механическом сопряжении квантовых точек к пересечению зависимостей энергий уровней электронов и дырок или к квазилинейной зависимости энергий уровней дырок от величины электрического поля [20–22]. Применение DLTS-метода для исследования эмиссии дырок квантовыми состояниями ВСКТ в  $p-n$ -гетероструктурах InAs/GaAs в зависимости от толщины прослойки GaAs между двумя слоями квантовых точек InAs, от числа слоев квантовых точек и от величины напряжения обратного смещения ( $U_b < 0$ ) позволило нам установить, что для вертикально-сопряженных КТ в гетероструктурах InAs/GaAs:

— независимо от толщины прослойки GaAs между двумя рядами КТ InAs реализуется эффект локализации дырок в одной из КТ квантовой молекулы [22];

— увеличение числа рядов в структуре от 2 до 6 приводит к усилению сопряжения волновых функций КТ, способствуя образованию связанных и антисвязанных состояний дырок молекулы квантовых точек [20–21].

В данной статье приведены результаты наших вольт-фарадных ( $C-V$ ) и DLTS-исследований гибридизации квантовых состояний электронов в гетероструктурах InAs/GaAs с двумя массивами ВСКТ в зависимости от толщины прослойки GaAs между КТ InAs и от величины напряжения обратного смещения, приложенного к структуре.

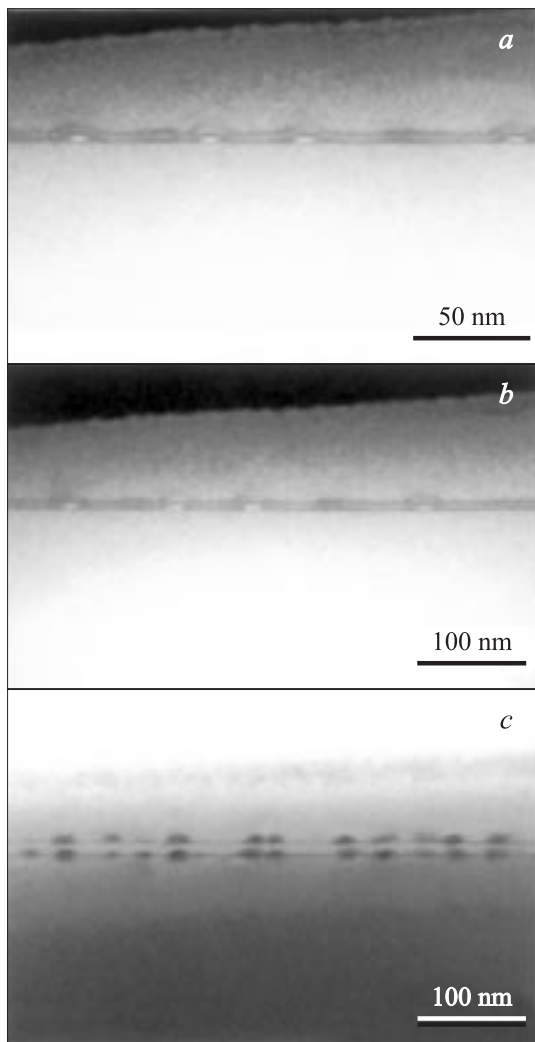
## 2. Образцы и методы исследования

Исследуемые в работе гетероструктуры InAs/GaAs с ВСКТ были получены методами молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках  $n^+$ -GaAs с ориентацией (100). Массив КТ был сформирован в результате двукратного осаждения 2 монослоев InAs, разделенных прослойкой GaAs толщиной  $d_{\text{GaAs}} = 15, 40$  и  $100 \text{ \AA}$ . ВСКТ были помещены в середину слоя  $n^0$ -GaAs толщиной  $0.90 \text{ мкм}$ , который был легирован Si до концентрации  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Прослойка GaAs трех структур с различными толщинами была также легированной. Еще одна из исследуемых структур с  $d_{\text{GaAs}} = 40 \text{ \AA}$  специально не легировалась. Сверху слой  $n^0$ -GaAs был покрыт  $p^+$ -GaAs. DLTS-исследования глубоких ловушек в гетероструктурах производились с помощью спектрометра DL4600 фирмы BIO-RAD, работающего в режиме двухстробного интегрирования. Для проведения DLTS-измерений на подложку  $n^+$ -GaAs и слой  $p^+$ -GaAs были термически

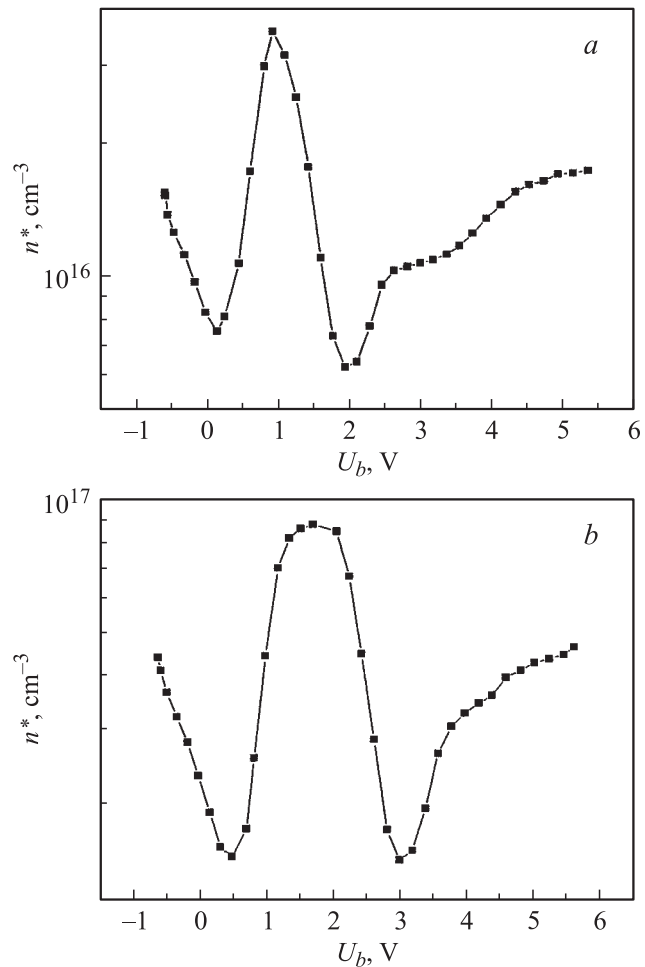
осаждены омические контакты. Перед каждым DLTS-измерением образец изохронно отжигался в течение 1 мин при фиксированной температуре и при одном из условий: при приложенном ( $U_{ba} < 0$ ) или нулевом ( $U_{ba} = 0$ ) напряжении обратного смещения. После этого образец охлаждался до температуры  $T = 80$  К при одном из условий  $U_{ba} < 0$ ,  $U_{ba} = 0$ . Далее начинался процесс DLTS-измерений в темноте, если это не оговаривалось предварительно, или при освещении белым светом. Для определения профиля распределения носителей в гетероструктуре были проведены вольт-фарадные измерения.

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены микрофотографии образцов с 2 слоями КТ InAs, разделенными прослойкой GaAs толщиной 15, 40 и 100 Å, полученные методом просвечи-



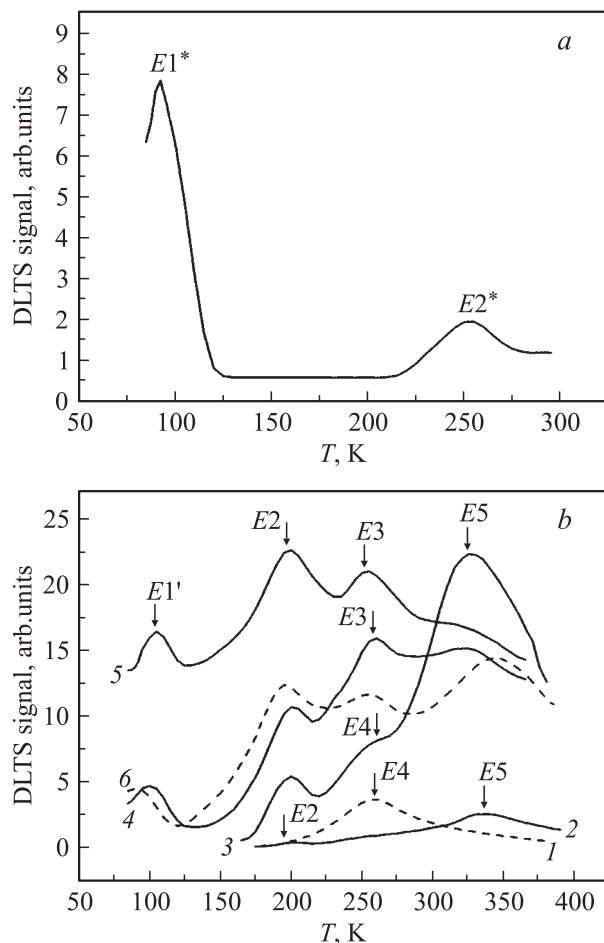
**Рис. 1.** Микрофотографии поперечного сечения образцов с 2 слоями КТ InAs и толщиной прослойки GaAs между ними:  $a$  — 15 Å,  $b$  — 40 Å,  $c$  — 100 Å. Изображения получены методом просвечивающей электронной микроскопии.



**Рис. 2.** Профили распределения эффективной концентрации электронов  $p$ - $n$ -гетероструктур с 2 слоями КТ InAs в матрице GaAs с толщиной прослойки GaAs 100 Å ( $a$ ) и 40 Å ( $b$ ).  $T = 80$  К.

вающей электронной микроскопии. Как видно из рис. 1,  $a$  латеральные размеры верхних островков InAs увеличены по сравнению с размерами нижних островков. Для структуры с толщиной прослойки GaAs  $d_{\text{GaAs}} = 40$  Å изменение верхних островков по отношению к нижним не превышало 15%, а для структуры с  $d_{\text{GaAs}} = 100$  Å размеры верхних и нижних островков были близкими.

Были проведены измерения  $C$ - $V$ -характеристик  $p$ - $n$ -гетероструктур InAs/GaAs с ВСКТ при температуре  $T = 80$  К. Поведение емкости при варьировании напряжения смещения  $U_b$  для всех структур было типичным для локализованных состояний [20–22]. В профилях распределения концентрации свободных электронов  $n^*(U_b)$  всех структур, рассчитанных с использованием этих данных, при  $T = 80$  К наблюдались пики, появление которых связывается с уходом носителей, накопленных на состояниях квантовых точек (рис. 2,  $a, b$ ). Для структуры с  $d_{\text{GaAs}} = 40$  Å наблюдался широкий пик, представляющий собой суперпозицию двух узких пиков, для структуры с  $d_{\text{GaAs}} = 100$  Å — один узкий пик.



**Рис. 3.** Спектры DLTS  $p$ - $n$ -гетероструктур с 2 рядами КТ InAs/GaAs:  $a$  — структура с  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$ ,  $U_f = -0.01 \text{ В}$  и  $U_b = -2.43 \text{ В}$ ;  $b$  — структура с нелегированной прослойкой GaAs,  $d_{\text{GaAs}} = 40 \text{ \AA}$ ,  $U_b = -0.73$  (1),  $-1.36$  (2),  $-2.18$  (3),  $-2.78$  (4),  $-2.78 \text{ В}$  с подсветкой (5),  $-3.39 \text{ В}$  (6). Спектры получены для окна темпов эмиссии  $200 \text{ с}^{-1}$ .

Из  $C$ - $V$ -измерений были определены диапазоны напряжений смещения, при которых в спектрах DLTS должны наблюдаться сигналы, связанные с эмиссией носителей из состояний ВСКТ. Для определения пространственной локализации DLTS-сигналов и природы уровней, ответственных за эти сигналы, были проведены измерения спектров при постоянной величине напряжения импульса заполнения  $U_f$  и варьировании величины импульса напряжения  $U_b$ , при котором регистрировался DLTS-сигнал. Результаты, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии для структур с толщиной прослойки GaAs  $d_{\text{GaAs}} = 15$  и  $40 \text{ \AA}$  между слоями InAs, свидетельствуют о наличии двухслойной системы КТ, электронно-сопряженных в вертикальном направлении. Волновые функции островков перекрываются, и электронные свойства ВСКТ представляют собой свойства единого объекта. Для структур с толщиной прослойки GaAs  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$  также наблюдается образование двухслойной системы КТ, но без их сопряжения

в вертикальном направлении — верхние и нижние КТ имеют приблизительно равные латеральные размеры, т. е. для этого случая наблюдается два ряда изолированных КТ. Для структур с  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$  наблюдаются два DLTS-пика:  $E1^*$  и  $E2^*$  (рис. 3,  $a$ ). Для двух структур с легированной прослойкой толщиной  $d_{\text{GaAs}} = 15$  и  $40 \text{ \AA}$  мы наблюдали только два слабых пика на предельном для нашего спектрометра уровне чувствительности: низкотемпературный и высокотемпературный. В то же время в спектрах структуры с нелегированной прослойкой GaAs толщиной  $d_{\text{GaAs}} = 40 \text{ \AA}$  обнаружилось пять хорошо измеряемых, имеющих большую амплитуду DLTS-пику:  $E1$ ,  $E2$ ,  $E3$ ,  $E4$ ,  $E5$  (рис. 3,  $b$ ).

Для определения природы этих уровней были проведены исследования спектров DLTS в зависимости от условий предварительного изохронного отжига ( $U_{ba} < 0$  или  $U_{ba} = 0$ ) и при оптической подсветке при тех значениях  $U_b$ , при которых наблюдались характерные изменения в поведении спектров [18–22]. DLTS-спектры практически не зависели от условий изохронного отжига, но изменялись при оптической подсветке (рис. 3,  $b$ , кривая 5): наблюдался рост величин DLTS-сигналов всех пиков. Мы уже ранее наблюдали эффект роста амплитуды пиков в DLTS-спектрах при оптической подсветке, который связывался с эмиссией носителей из состояний КТ [19,23,24].

В случае состояний КТ DLTS-сигнал определяется соотношением  $\Delta C/C = n_d L / 2N_d W^2$ , где  $C$  — емкость слоя объемного заряда при напряжении обратного смещения, при котором производится измерение DLTS-сигнала,  $n_d$  — поверхностная плотность электронов, захваченных на локализованные состояния,  $L$  — глубина расположения слоя квантовых точек,  $W$  — ширина области объемного заряда,  $N_d$  — концентрация доноров в слое GaAs. Следовательно, увеличение заселенности локализованных состояний ( $n_d$ ) должно приводить к росту DLTS-сигнала. Изменение заселенности при оптической подсветке связывается с генерацией неравновесных носителей и со смещением в результате этого положения квазиуровня Ферми электронов ближе к краю зоны проводимости. Эти эффекты являются отличительными характеристиками локализованных состояний и позволяют отождествить все наблюдаемые DLTS-пики как в структуре с  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$  ( $E1^*$  и  $E2^*$ ), так и в структуре с  $d_{\text{GaAs}} = 40 \text{ \AA}$  ( $E1$ ,  $E2$ ,  $E3$ ,  $E4$ ,  $E5$ ) с квантовыми состояниями ВСКТ.

Эти исследования позволили также сделать вывод о низкой концентрации точечных дефектов с глубокими уровнями в матрице GaAs, в которую погружены КТ InAs. Концентрация точечных дефектов с учетом чувствительности нашего DLTS-спектрометра была меньше  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , что оказалось недостаточным для их проявления в спектрах DLTS непосредственно, а также для образования диполей с одиночными КТ [18–22].

DLTS-пики  $E1^*$  и  $E2^*$  в структуре с  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$  были узкими и имели острые максимумы. Для всех пяти DLTS-пику  $E1$ ,  $E2$ ,  $E3$ ,  $E4$ ,  $E5$  структуры с

$d_{\text{GaAs}} = 40 \text{ \AA}$  наблюдалось уширение и небольшое размытие максимумов, что может быть связано с рядом причин, среди которых: 1) туннельный эффект ухода дырок через возбужденные состояния ВСКТ в валентную зону и 2) флуктуация размеров квантовых точек. Вклад туннельного эффекта будет значительным при более низких температурах DLTS-измерений. В этом случае в DLTS-спектре вместо пика, связанного с термоэмиссией носителей, должно наблюдаться плато, которое образуется при условии, что темп эмиссии постоянен и независим от температуры [25]. При более высоких температурах DLTS-измерений эмиссия определяется процессами термоионизации носителей из состояний КТ [25,26]. Эти условия измерения реализуются в наших экспериментах. Термоэмиссия носителей может происходить из основного состояния сразу в соответствующую зону или через возбужденные состояния с участием состояний смачивающего слоя. В работе [27] было показано, что двухступенчатый процесс с участием состояний смачивающего слоя является маловероятным и может быть исключен из рассмотрения. В работе [27] было показано также, что термоэмиссия электронов должна происходить из основного состояния КТ в матрицу GaAs. Это связывалось авторами [27] с тем обстоятельством, что время релаксации электронов из возбужденного состояния в основное значительно меньше постоянной времени DLTS-измерения. Можно также предположить, что в структуре с ВСКТ с прослойками GaAs толщиной  $d_{\text{GaAs}} \approx 40 \text{ \AA}$  реализуется неполное сопряжение квантовых точек в одну систему и для носителей возможен процесс туннелирования между состояниями квантовых точек при приложении электрического поля. Возможно, что имеется еще одна причина уширения DLTS-пиков — чередующиеся тонкие слои GaAs и квантовые точки InAs образуют сверхрешетку, где происходит гибридизация квантовых состояний в минизоны. В любом случае наблюдаемое уширение DLTS-пиков дает основание предполагать, что определенный вклад в процесс ухода носителей из ВСКТ вносит туннельный процесс, но он не является основным и определяющим.

Для пиков DLTS, интерпретируемых как связанные с квантовыми состояниями точек, было обнаружено, что температурное положение максимумов зависит от величины напряжения импульса обратного смещения  $U_b$ , при котором измерялся данный DLTS-спектр. Это связывается с проявлением квантово-ограниченного эффекта Штарка. Зависимости температурного положения максимумов DLTS-пиков от величины  $U_b$  приведены на рис. 4, *a, b*. Температурное смещение максимумов пиков  $E1^*$  и  $E2^*$  для структуры с толщиной прослойки между двумя рядами КТ  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$  находилось в пределах 7 К (рис. 4, *a*), что соответствует  $\sim (1-2)$  мэВ. Подобные смещения Штарка для уровней энергии квантового состояния являются характерными для одиночных КТ [10,26]. Для структуры с толщиной прослойки между двумя рядами КТ  $d_{\text{GaAs}} = 40 \text{ \AA}$  температурное смещение максимумов DLTS-пиков  $E1-E5$  изменялось в пределах от 9 до 21 К, что соответствует  $\sim (10-40)$  мэВ. Следовательно, наши DLTS-исследования показывают, что

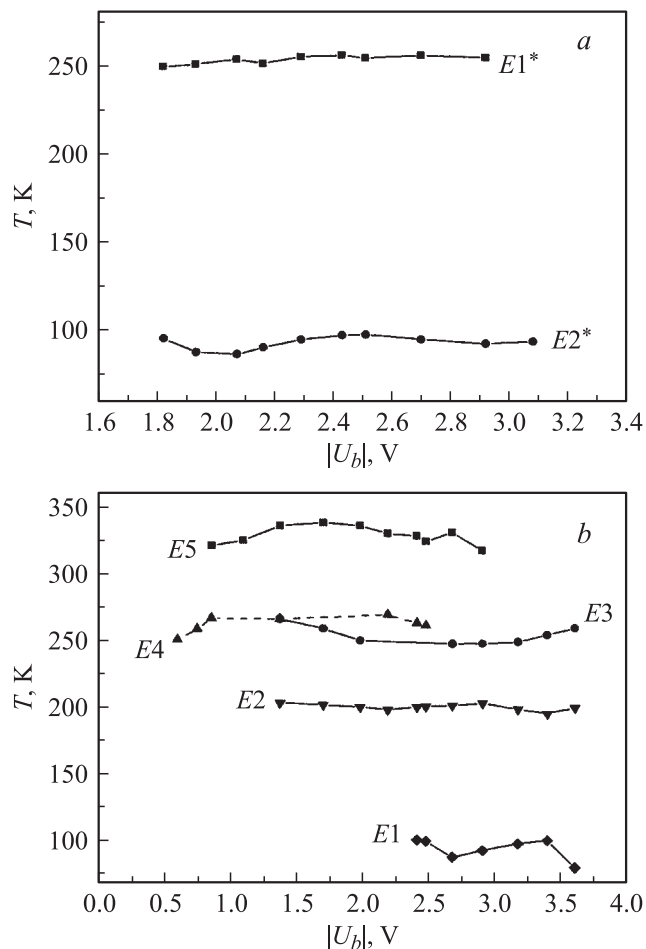


Рис. 4. Зависимости температурного положения максимумов пиков DLTS от величины импульса напряжения  $U_b$  для структур с  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$  (*a*) и  $40 \text{ \AA}$  (*b*).

для структуры с толщиной прослойки  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$  наблюдается всего два квантовых состояния,  $E1^*$  и  $E2^*$ , смещение Штарка уровней энергии которых незначительно  $\sim (1-2)$  мэВ. При уменьшении толщины прослойки между двумя рядами КТ от 100 до  $40 \text{ \AA}$  наблюдается увеличение числа квантовых состояний от 2 до 5, происходит также увеличение смещения Штарка для уровней энергии квантовых состояний от единиц до десятков милливольт. Кроме того, для структуры с  $d_{\text{GaAs}} = 40 \text{ \AA}$  наблюдаются пересечения зависимостей температурного положения максимумов DLTS-пиков  $E3$  и  $E4$  (рис. 4, *b*) от величины  $U_b$ . Эти особенности двух структур с  $d_{\text{GaAs}} = 100$  и  $40 \text{ \AA}$ , а также изменения, происшедшие в спектрах DLTS в зависимостях температурного положения максимумов DLTS-пиков от величины напряжения импульса обратного смещения  $U_b$ , позволяют сделать вывод, что DLTS-пики  $E1^*$  и  $E2^*$  структуры с  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$  могут быть связаны с основным и возбужденным состояниями одиночных КТ, а сама структура может быть охарактеризована как содержащая пары одиночных несвязанных КТ (рис. 4, *a*). В случае структуры с толщиной прослойки между двумя рядами

КТ  $d_{\text{GaAs}} = 40 \text{ \AA}$  происходит гибридизация основных ( $1s$ ) и возбужденных ( $2p$ ) квантовых состояний ВСКТ и квантово-механическое туннелирование носителей, приводящее к их расщеплению на связанные ( $1s^+$ ,  $2p^+$ ) и антисвязанные ( $1s^-$ ,  $2p^-$ ) состояния. На рис. 4,  $b$  кривые, по-видимому, в этом случае отображают зависимость смещения Штарка от электрического поля для положений максимумов спектра DLTS, являющихся функциями энергий уровней связанных и антисвязанных, основных и возбужденных состояний ВСКТ. Эти зависимости подобны приведенным в теоретической работе [10] для массива, состоящего из двух рядов ВСКТ при сопряжении КТ, находящихся в фазе молекулы, причем для случая, когда латеральные размеры островков каждого последующего ряда постепенно увеличиваются. В таком случае квантовые состояния структуры могут быть атрибутированы соответственно состояниям молекулы квантовых точек:  $E5 — 1s^+$ ,  $E4 — 2p^+$ ,  $E3 — 1s^-$ ,  $E2 — 2p^-$ ,  $E1 — 3d^+$ . Таким образом, в данной работе подтверждено, что две КТ InAs в зависимости от толщины прослойки GaAs между ними могут находиться либо в фазе пары несвязанных КТ, либо в фазе молекулы. При этом гибридизация электронных состояний пары КТ приводит к расщеплению основных и возбужденных состояний пары одиночных КТ на связанные и антисвязанные состояния  $1s^+$ ,  $1s^-$ ,  $2p^+$ ,  $2p^-$ ,  $3d^+$  КТ-молекулы.

#### 4. Заключение

Мы провели детальные DLTS-исследования эмиссии электронов с квантовых состояний вертикально-сопряженных квантовых точек InAs/GaAs в зависимости от толщины прослойки GaAs между двумя рядами КТ и от величины напряжения обратного смещения  $U_b$ . Гетероструктуры InAs/GaAs с ВСКТ были получены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках  $n^+$ -GaAs с ориентацией (100) в результате двукратного осаждения 2 монослоев InAs, разделенных прослойкой GaAs толщиной 15, 40 и 100  $\text{\AA}$ . DLTS-исследования показали существование в спектрах структур с  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$  двух пиков, а в спектрах структур с  $d_{\text{GaAs}} = 40 \text{ \AA}$  пяти пиков, амплитуды которых изменялись при оптической подсветке в процессе DLTS-измерений, что позволило связать пики с состояниями ВСКТ. Изменение температурного положения DLTS-пика с ростом величины напряжения обратного смещения было определено как проявление квантово-ограниченного эффекта Штарка для состояний электронов ВСКТ. Целый ряд наблюдаемых с помощью DLTS-измерений фактов, происходящих при уменьшении толщины прослойки между двумя рядами КТ от 100 до 40  $\text{\AA}$ , а именно

- изменение количества квантовых состояний,
- увеличение величины смещения Штарка для уровней энергии квантовых состояний электронов от 1–2 до 10–40 мэВ,
- пересечение зависимостей уровней энергии электронов от величины напряжения обратного смещения,

дало нам основание охарактеризовать структуру с толщиной прослойки между двумя рядами КТ  $d_{\text{GaAs}} = 100 \text{ \AA}$  как содержащую пары одиночных несвязанных КТ с двумя квантовыми состояниями, а структуру с толщиной прослойки  $d_{\text{GaAs}} = 40 \text{ \AA}$  как систему с парами КТ в фазе молекул. Гибридизация состояний электронов двух квантовых точек, образующих КТ-молекулу, приводит к появлению связанных и антисвязанных, основных и возбужденных состояний  $1s^+$ ,  $1s^-$ ,  $2p^+$ ,  $2p^-$ ,  $3d^+$ , формирующихся из состояний КТ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 03-02-16703).

#### Список литературы

- [1] M.V. Maximov, Yu.M. Shernyakov, A.F. Tsatsul'nikov, A.V. Lunev, A.V. Sakharov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, P.S. Kop'ev, L.V. Asryan, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, A.O. Kosogov, P. Werner. *J. Appl. Phys.*, **83**, 556 (1998).
- [2] T. Lundstrom, W. Schoenfeld, H. Lee, P.M. Petroff. *Science*, **286**, 2312 (1999).
- [3] M. Korkusinski, P. Hawrylak. *Phys. Rev. B*, **63**, 195 311 (2001).
- [4] X.Q. Li, Y. Arakawa. *Phys. Rev. A*, **61**, 06 230 (2000).
- [5] I.N. Stranski, L. Krastanow. *Sitzungsberichte d. Akad. d. Wissenschaften in Wien (Abt. lib, 1937) band 146*, p. 797.
- [6] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley, Chichester, 1998).
- [7] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Böhrer, O. Schmidt, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, Zh.I. Alferov, A.I. Borovkov, A.O. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. *Phys. Rev. B*, **54**, 8743 (1996).
- [8] B. Partoens, F.M. Peeters. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 4433 (2000).
- [9] F. Troiani, U. Hohenester, E. Molinari. *Phys. Rev. B*, **65**, 161 301 (2002).
- [10] W. Sheng, J.-P. Leburton. *Phys. Rev. Lett.*, **86** (16), 167 401 (2002).
- [11] W. Sheng, J.-P. Leburton. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4449 (2002).
- [12] M. Bayer, P. Hawrylak, K. Hinzer, S. Fafard, M. Korkusinski, Z.R. Wasilewski, O. Stern, A. Forchel. *Science*, **291**, 451 (2001).
- [13] I. Shrichman, C. Metzner, B.D. Gerardot, W.V. Schoenfeld, P.M. Petroff. *Phys. Rev. B*, **65**, 081 303 (2002).
- [14] T. Bryllet, M. Borgstrom, T. Sass, B. Gustafson, L.-E. Werner-sson, W. Seifert, L. Samuelson. In: *Abstracts 26th Int. Conf. Physics of Semicond.* (Edinburgh, Scotland, UK, 2002) pt 3, p. 2.
- [15] H.J. Krenner, A. Zrenner, G. Abstreiter. In: *Abstracts 26th Int. Conf. Physics of Semicond.* (Edinburgh, Scotland, UK, 2002) pt 1, p. 204.
- [16] G. Ortner, I. Yugova, G. Baldassarri Höger von Högersthal, A. Larionov, H. Kurtze, D.R. Yakovlev, M. Bayer, S. Fafard, Z. Wasilewski, P. Hawrylak, Y.B. Lyanda-Geller, T.L. Reinecke, A. Babinski, M. Potemski, V.B. Timofeev, A. Forchel. *Phys. Rev. B*, **71**, 125 335 (2005).
- [17] D.V. Lang. *J. Appl. Phys.*, **45**, 3023 (1974).

- [18] М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов. ФТП, **31**, 1249 (1997).
- [19] М.М. Соболев, И.В. Кочнев, В.М. Лантратов, Н.А. Берг, Н.А. Черкашин, Н.Н. Леденцов, Д.А. Бедарев. ФТП, **34**, 200 (2000).
- [20] М.М. Соболев, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, Ю.Г. Мусихин, Н.Н. Леденцов. ФТП, **36**, 1089 (2002).
- [21] M.M. Sobolev, V.M. Ustinov, G.E. Cirlin. Physica B, **340–342**, 1103 (2003).
- [22] М.М. Соболев, Г.Э. Цырлин, Ю.Б. Самсоненко, Н.К. Поляков, А.А. Тонких, Ю.Г. Мусихин. ФТП, **39**, 131 (2005).
- [23] М.М. Соболев, А.Р. Ковш, В.М. Устинов, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, Ю.Г. Мусихин. ФТП, **33**, 184 (1999).
- [24] M.M. Sobolev, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, Yu.G. Musikhin. J. Electron. Mater., **28**, 491 (1999).
- [25] X. Letartre, D. Stiévenard, M. Lanno, E. Barbier. J. Appl. Phys., **69**, 7336 (1991).
- [26] P.W. Fry, I.E. Itskevich, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, J.J. Finley, J.A. Barker, E.P. O'Reilly, L.R. Wilson, I.A. Larkin, P.A. Maksym, M. Hopkinson, M. Al-Khafaji, J.P.R. David, A.G. Cullis, G. Hill, J.C. Clark. Phys. Rev. Lett., **84**, 733 (2000).
- [27] S. Ghosh, B. Kochman, J. Singh, P. Bhattacharaya. Appl. Phys. Lett., **76**, 2571 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

## Coupling of electronic states in an InAs/GaAs quantum-dot molecule

*M.M. Sobolev, A.E. Zhukov, A.P. Vasil'ev,  
E.S. Semenova, V.S. Mikhrin, G.E. Cirlin,  
Yu.G. Musikhin*

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** An electrons emission from vertically coupled quantum dots in a series of InAs/GaAs  $p-n$  heterostructures variable interdot barrier thickness  $d_{\text{GaAs}}$  has been studied in dependence on applied reverse bias by deep level transient spectroscopy (DLTS) and capacitance–voltage characteristics. It is established that quantum dot system with the 100 Å GaAs interdot barrier manifests itself as electronically uncoupled quantum dot pairs. For 40 Å thickness of the GaAs interdot barrier we find that a vertically coupled InAs quantum dots in InAs/GaAs heterostructure prove to be quantum dot molecules.