

# Резонансы в массиве квантовых точек InAs, управляемые внешним электрическим полем

© В.Г. Талалаев<sup>†\*†¶</sup>, Б.В. Новиков<sup>†</sup>, А.С. Соколов<sup>†</sup>, И.В. Штром<sup>†</sup>, J.W. Tomm<sup>\*</sup>,  
Н.Д. Захаров<sup>‡</sup>, Р. Werner<sup>‡</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>✓</sup>, А.А. Тонких<sup>✓</sup>

<sup>†</sup> Институт физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербургский государственный университет,  
198504 Петродворец, Россия

<sup>\*</sup> Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie,  
12489 Berlin, Germany

<sup>‡</sup> Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik, Weinberg 2,  
06120 Halle (Saale), Germany

<sup>✓</sup> Санкт-Петербургский Физико-технический научно-образовательный комплекс Российской академии наук,  
195220 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 июня 2006 г. Принята к печати 4 июля 2006 г.)

Исследована фотолюминесценция многослойных структур с квантовыми точками InAs, выращенными в  $p-n$ -переходе в GaAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Образование вертикальных колонок квантовых точек подтверждено данными просвечивающей электронной микроскопии. Показано, что естественное увеличение от слоя к слою размеров квантовых точек приводит к их вертикальному объединению вверх колонки. Разбалансирование электронных уровней, вызванное укрупнением квантовых точек, было компенсировано внешним электрическим полем, и достигнут резонанс основных электронных состояний в колонке. Наступление резонансов контролировалось методами фотолюминесценции: стационарной и с временным разрешением. Показано, что при резонансе растут интенсивность фотолюминесценции, излучательное время жизни экситонов (до 0.6–2 нс) и становится малым время туннелирования носителей (менее 150 пс). Вне резонанса туннелирование электронов существенно ускоряется участием продольных оптических фононов. Если участвуют только эти фононы, то время нерезонансного туннелирования между квантовыми точками становится меньше, чем время релаксации носителей из барьера (100 и 140 пс соответственно).

PACS: 73.21.-b, 73.63.Kv, 78.67.-n

## 1. Введение

В последнее десятилетие разработки в области квантовой логики (операторы стробирования, однозарядовая память) стали ориентироваться на квантовые точки (КТ), получаемые на промышленных полупроводниковых подложках [1,2]. Как правило, такие операции основаны на явлении туннелирования в квантовой среде. Известно [3,4], что резонансное туннелирование между идентичными квантовыми ямами (КЯ) является основным типом транспорта носителей заряда в сверхрешетках. В отличие от КЯ самоорганизованные КТ имеют значительные флуктуации размеров. По этой причине управление процессом туннелирования между КТ в плоскости роста затруднено. В многослойном массиве распределение размеров КТ по вертикали становится гораздо более предсказуемым и управляемым [5]. Это относится к вертикально-упорядоченным массивам, которые могут быть названы сверхрешетками с квантовыми точками (СРКТ). Для применения СРКТ в квантовых операторах должен быть подробно исследован вертикальный транспорт носителей в колонках КТ.

В предшествующих публикациях методом экситонной фотолюминесценции (ФЛ) изучалось влияние структурных параметров (толщина спейсера [6,7] и число

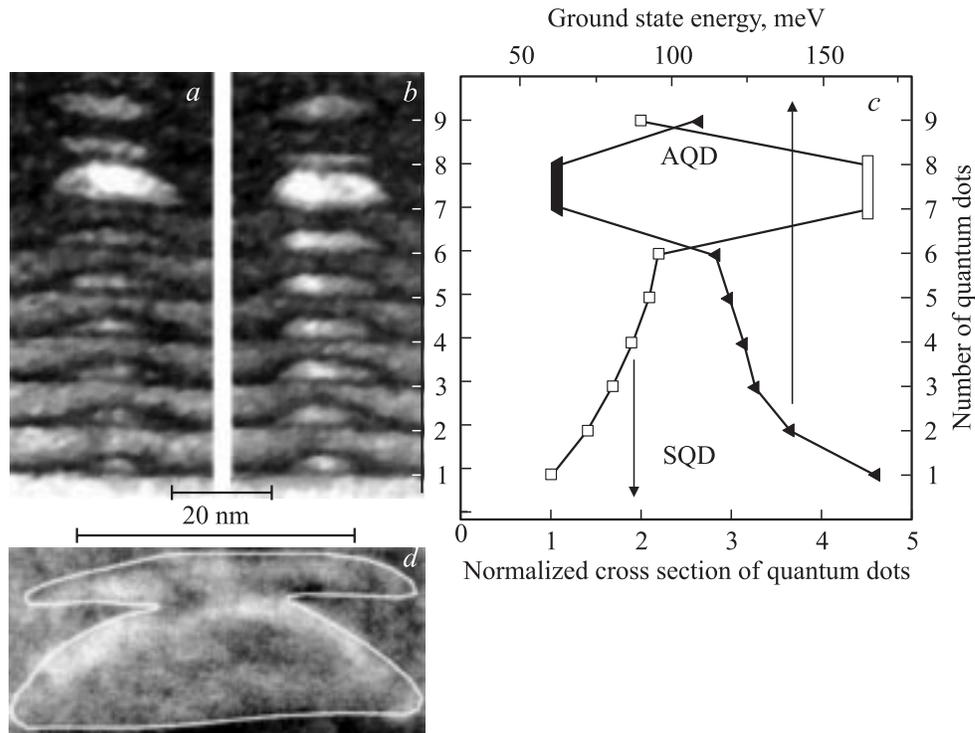
слоев [6,8,9]), а также внешних воздействий (температура [6,8] и мощность засветки [10]) на взаимодействие слоев КТ. В работе [6] нами было установлено также влияние встроенного поля барьера Шоттки на спектры ФЛ СРКТ InAs/GaAs.

В данной статье мы представляем развитие этих исследований и показываем возможность управления резонансом между неидентичными вертикально-связанными КТ при подаче внешнего электростатического поля, ориентированного вдоль колонок. Ранее зарекомендовавший себя метод экситонной спектроскопии (стационарной и с временным разрешением) применялся для контроля изгиба зон, туннелирования и резонанса между состояниями СРКТ.

## 2. Методика эксперимента

Образцы выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs (100)  $n$ -типа проводимости. На первой стадии роста формировался буферный слой  $n$ -GaAs толщиной 200 нм и слой нелегированного GaAs толщиной 30 нм. Затем следовало осаждение 9 слоев с КТ InAs, разделенных слоями спейсера GaAs толщиной 9 нм, т.е. СРКТ. Эффективная толщина осаждаемого InAs для каждого слоя составляла 2 монослоя, скорость осаждения — 0.1 монослоя в секунду при

<sup>¶</sup> E-mail: talalaev@mpi-halle.mpg.de



**Рис. 1.** *a, b* — темнопольные ПЭМ-изображения поперечного сечения двух колонок КТ в 9-слойной СРКТ InAs/GaAs, полученные в химически чувствительном отражении (200) от разных участков СРКТ. *c* — площадь поперечного сечения КТ и рассчитанная для нее энергия основного состояния КТ в зависимости от номера КТ ( $N$ ) в колонке (см. *b*). *a, b, c* имеют общую ординату. Нормировка поперечного сечения осуществлена делением на сечение КТ с  $N = 1$ . *d* — ПЭМ-изображение поперечного сечения АКТ ( $N = 7$  и  $8$ ), полученное с высоким разрешением; контур проведен по геометрическому месту точек исчезновения контраста от полос решетки (200) и (020), что соответствует содержанию индия  $\sim 0.2$ .

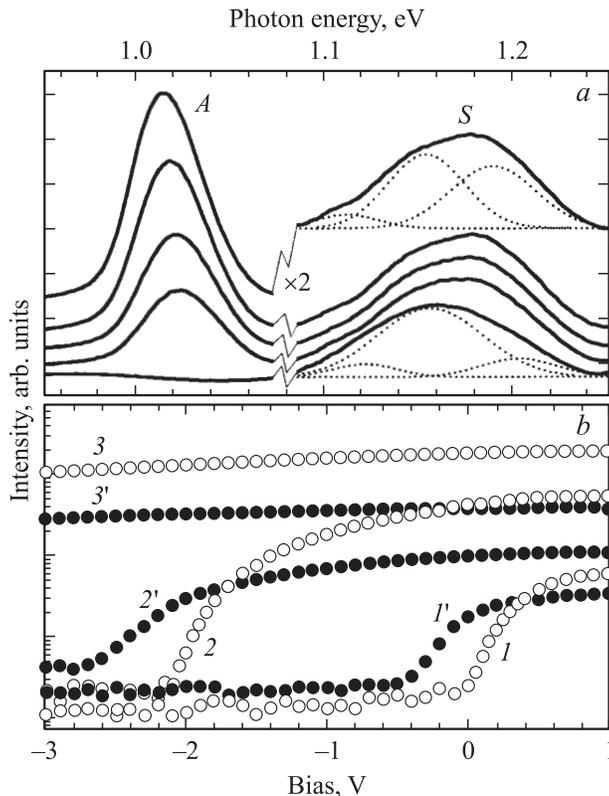
температуре  $485^\circ\text{C}$ . Все слои GaAs выращивались при температуре  $580^\circ\text{C}$ . Для достижения однородности размеров КТ в плоскости роста после осаждения каждого слоя InAs делалась пауза длительностью 60 с. Сверху СРКТ зарастивалась слоями GaAs — нелегированного (30 нм) и  $p$ -типа проводимости (50 нм). Формирование КТ контролировалось *in situ* для каждого слоя InAs методом дифракции быстрых электронов на отражение. Таким образом, создавалась  $p-i-n$ -структура с собственной областью 140 нм, в которой размещалась 9-слойная СРКТ. Омические контакты к структуре формировались напылением через маску золота сверху ( $k$   $p$ -GaAs) и индия с обратной стороны ( $k$   $n$ -GaAs).

Структурные свойства выращенных СРКТ исследовались методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в дифракционно-контрастном режиме на микроскопе Phillips CM20 (ускоряющее напряжение 200 кВ) и на микроскопе JEM 4010 (400 кВ) в режиме высокого разрешения. Измерения стационарной ФЛ проводились при температуре 5 К в стандартном режиме регистрации по переменному сигналу. Для возбуждения ФЛ использовалась линия 488 нм (2.54 эВ) аргонового лазера или диапазон от 1.25 до 1.75 эВ перестраиваемого титан-сапфирового лазера непрерывного действия. Плотность мощности возбуждения варьирова-

лась от 10 до 150 Вт/см<sup>2</sup>. Сигнал ФЛ диспергировался монохроматором и регистрировался охлаждаемым германиевым фотодетектором. Все спектры ФЛ проходили нормировку на спектральную чувствительность измерительного тракта. ФЛ с временным разрешением (ФЛВР) измерялась при 10 К и возбуждении импульсами титан-сапфирового лазера длительностью 100 фс с частотой следования 82 МГц. Энергия фотонов возбуждения составляла 1.57 эВ, плотность в импульсе  $6 \cdot 11 \text{ см}^{-2}$ . Сигнал ФЛ синхронно детектировался стрик-камерой, установленной на выходе монохроматора. Временное разрешение системы было не хуже 15 пс. Подача внешнего смещения на структуру осуществлялась от стабилизированного источника постоянного напряжения.

### 3. Экспериментальные результаты

Изображения поперечного сечения двух колонок КТ, полученные ПЭМ от различных участков одной из СРКТ, представлены на рис. 1, *a, b*. Воспроизведение упругих напряжений от слоя к слою приводит к вертикальному упорядочению КТ InAs в колонку, аккумуляция этих напряжений — к укрупнению КТ в колонке. Поперечное сечение КТ увеличивается монотонно для первых 6 слоев ( $1 \leq N \leq 6$ ), как показано на рис. 1, *c*.



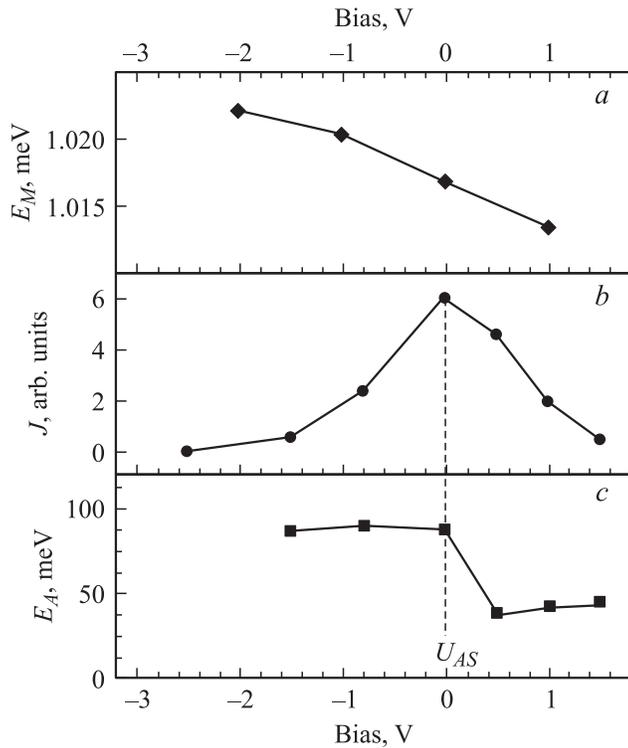
**Рис. 2.** *a* — спектры стационарной ФЛ СРКТ во внешнем электрическом поле. Смещение (сверху вниз)  $U = +1, 0, -1, -2, -3$  В; энергия фотонов возбуждения 1.47 эВ, плотность мощности возбуждения  $150 \text{ Вт/см}^2$ , температура 5 К. Пунктирные линии — разложение  $S$ -полосы на три гауссиана для смещений  $+1$  и  $-3$  В. *b* — амплитуда ФЛ как функция приложенного смещения для  $A$ -полосы ( $I$ – $3$ ) и  $S$ -полосы ( $I'$ – $3'$ ) при плотностях мощности возбуждения,  $\text{Вт/см}^2$ :  $1, I'$  — 10;  $2, 2'$  — 20;  $3, 3'$  — 60; энергия фотонов возбуждения 2.54 эВ.

Такое поведение является типичным для обычных стекированных КТ InAs (СКТ/SQD). Толщина спейсера между вершиной нижележащей СКТ и основанием следующей в колонке существенно не меняется и составляет 4 нм для  $1 \leq N \leq 6$ . Для одинакового зазора между смачивающими слоями (9 нм) это значение определяет неизменную высоту КТ ( $\sim 5$  нм). На 7-м слое колонка начинает расти аномально. КТ этого слоя ( $N = 7$ ) имеет размер, нарушающий монотонный ход кривой (рис. 1, *c*). Поперечное сечение и высота 7-й КТ в 2 раза больше по сравнению с предыдущей КТ ( $N = 6$ ). Следующая КТ ( $N = 8$ ), напротив, очень мала. ПЭМ высокого разрешения (рис. 1, *d*) показывает, что две КТ с номерами  $N = 7$  и 8 объединены в несимметричную ассоциированную КТ (АКТ/AQD). Размер последней КТ ( $N = 9$ ) соответствует прежней монотонной зависимости для  $1 \leq N \leq 6$  (рис. 1, *c*). Поверхностная плотность КТ в СРКТ составляет по данным ПЭМ  $\sim 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Анализ контраста ПЭМ-изображений показывает, что из-за процессов диффузии содержание галлия в КТ может

составлять до 30%. В пределах стабильности параметров роста образцы, полученные в различных технологических опытах, имели несколько различную организацию массива КТ. Так, например, мы получали структуры, в которых АКТ возникала на 6-м или 8-м слое СРКТ. Оптоэлектронные свойства таких образцов тем не менее были качественно схожими со свойствами контрольного образца, в котором АКТ формировалась на 7-м слое. Это обстоятельство позволяет нам говорить о воспроизводимости результатов, представленных в данной работе.

Спектр ФЛ СРКТ состоял из двух полос (рис. 2, *a*): высокоэнергетической между 1.1 и 1.2 эВ (полоса  $S$ ) и низкоэнергетической вблизи 1 эВ (полоса  $A$ ). Обе эти полосы связываются нами с излучательной рекомбинацией носителей (экситонов) в СКТ и АКТ соответственно [6]. На рис. 2, *a* представлены спектры стационарной ФЛ для разного внешнего напряжения и, приложенного к СРКТ. Обе полосы показывают различную чувствительность к внешнему электрическому полю. Это различие отчетливо видно из рис. 2, *b*. Под действием обратного (отрицательного) смещения  $A$ -полоса исчезает первой из спектра ФЛ. Более сильные поля этой полярности гасят также и  $S$ -полосу. В исходном спектре ФЛ  $S$ -полоса имеет трехкомпонентную структуру. Исчезновение  $S$ -полосы при обратном смещении начинается с „синей“ компоненты. Пороговые значения полей, при которых исчезали  $A$ - и  $S$ -полоса, зависели от мощности возбуждения ФЛ, как показано на рис. 2, *b*. Этот эффект связан с компенсирующим действием фотоэда, вызванной генерацией светом свободных носителей в области  $p$ – $n$ -перехода. Во избежание этого эффекта, а также для предотвращения влияния возбужденных состояний КТ все последующие измерения ФЛ проводились при минимально возможной плотности возбуждения (для ФЛВР — не более одной электронно-дырочной пары в одной КТ) и с энергией фотонов, близкой к ширине запрещенной зоны барьера GaAs, равной 1.52 эВ при 10 К.

На рис. 3, *a* представлены результаты обработки спектров стационарной ФЛ, полученных при возбуждении фотонами с такой энергией, когда происходит генерация электронно-дырочных пар в возбужденном смачивающем слое (рис. 2, *a*). При увеличении обратного смещения  $A$ -полоса испытывает „синий“ сдвиг на  $\sim 10$  мэВ. На рис. 3, *b* показано изменение интегральной интенсивности ФЛ в  $A$ -полосе ( $J$ ) при изменении внешнего смещения. Хорошо различим максимум интенсивности, приходящийся на нулевое смещение. В этих экспериментах возбуждение производилось при энергии выше  $S$ -полосы (1.25 эВ). На рис. 3, *c* показано влияние электрического поля на энергию активации  $E_A$  соответствующего экситонного состояния. Эти значения были получены нами из анализа Аррениуса температурной зависимости интегральной интенсивности  $A$ -полосы. Видно, что зависимость  $E_A(U)$  имеет ярко выраженный пороговый характер. Значение  $E_A$  в области обратных смещений составляет  $\sim 90$  мэВ, падает вблизи нулевого смещения и



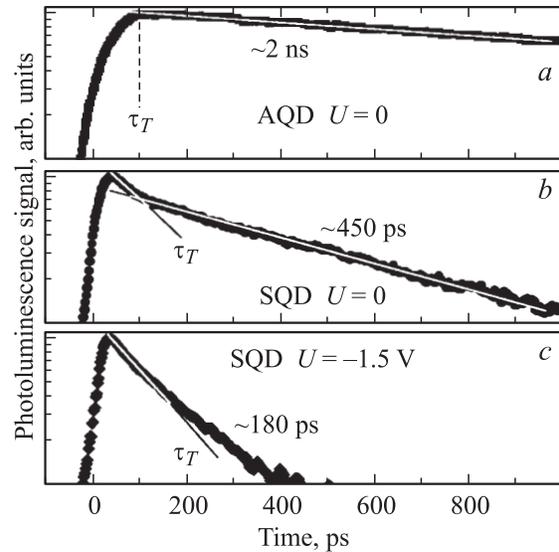
**Рис. 3.** Зависимость ФЛ АКТ (А-полоса) от приложенного смещения. *a* — энергия максимума ( $E_M$ ), полученная из спектров на рис. 2, *a*. *b* — интегральная интенсивность ( $J$ ) при возбуждении фотонами с энергией 1.25 эВ и плотностью мощности 100 Вт/см<sup>2</sup>. *c* — энергия активации ( $E_A$ ), полученная из анализа Аррениуса температурной зависимости интегральной интенсивности (оригинальные данные (здесь не показаны) получены в интервале температур 5–300 К при возбуждении фотонами с энергией 1.47 эВ и плотностью мощности 50 Вт/см<sup>2</sup>).

остается практически неизменным ( $\sim 40$  мэВ) в области прямых (положительных) смещений.

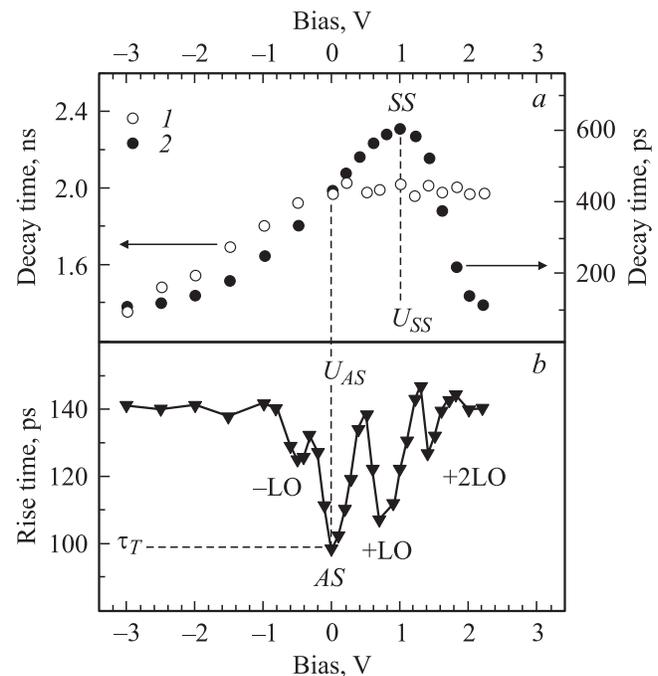
Измерения ФЛВР были проведены при возбуждении с энергией 1.57 эВ, т.е. слегка выше барьера GaAs. Эти результаты представлены на рис. 4 и 5. Рис. 4 показывает экспериментальные временные профили интенсивности ФЛ для А- и S-полосы. Спад ФЛ в А-полосе описывается экспоненциальным законом, зависимость постоянной времени от внешнего смещения показана на рис. 5, *a*. При изменении внешнего смещения от отрицательных значений ( $U = -3$  В) к положительным ( $U = +2.2$  В) время спада ФЛ в А-полосе растет монотонно от 1.4 нс и достигает значения насыщения 2 нс при нулевом смещении ( $U_{AS} = 0$ ), как показано на рис. 5, *a* (данные 1). Время роста ФЛ в начале этого диапазона остается неизменным и равным 140 пс (рис. 5, *b*). Затем оно начинает периодически изменяться, достигая абсолютного минимума в 100 пс при нулевом смещении. Период осцилляций составил 0.7 В.

Обычно S-полоса имела более сложный временной профиль спада ФЛ, который описывался двумя экспо-

нентами, как показано на рис. 4, *b, c*. Первое (меньшее) время спада не зависело от приложенного поля и составляло  $\tau_T \approx 100$  пс. Второе (большее) время спада заметно зависело от внешнего поля (рис. 5, *a*, данные 2). Оно увеличивалось от 100 пс при  $U = -3$  В, достигало максимума в 600 пс при смещении  $U_{SS} = +1$  В, после



**Рис. 4.** Временные профили А-полосы (*a*) и S-полосы (*b, c*) ФЛ при возбуждении фотонами с энергией 1.57 эВ и плотностью в импульсе  $6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Температура измерений 10 К. Сплошные линии показывают экспоненциальное поведение ФЛВР. Нулевое время соответствует максимуму импульса возбуждения.



**Рис. 5.** Постоянные времена, полученные из ФЛВР при изменении внешнего смещения. *a* — время спада ФЛ в А-полосе (1) и в S-полосе (2). *b* — время нарастания ФЛ в А-полосе.

чего снова уменьшалось до первоначальной величины. Положение и ширина максимума этой зависимости немного варьировались для разных СРКТ. Так, например, для СРКТ, имеющей АКТ на 8-м слое, максимум находился при смещении  $U_{SS} = +1.5$  В.

Излучательная рекомбинация в смачивающем слое InAs наблюдалась при 1.45 эВ по нашим данным оказалась очень быстрой для всех СРКТ ( $\sim 50$  пс).

#### 4. Обсуждение результатов

Появление аномально крупных АКТ в верхних слоях СРКТ (рис. 1, *a, b*) является результатом действия упругих напряжений в колонках. Из-за аккумуляции напряжений КТ разрастаются до размеров, при которых их сплошное зарастивание материалом барьера GaAs становится невозможным. Осаждение следующего слоя InAs (2 монослоя) приводит к слиянию в местах разрывов (вершины КТ) материала InAs, т.е. к вертикальной коалесценции двух КТ и образованию АКТ. Сравнение величины спейсера и поверхностной плотности КТ приводит к выводу о том, что в исследованных структурах КТ связаны скорее по вертикали, чем в плоскости роста.

Используя данные ПЭМ, мы рассчитали в приближении эффективной массы энергетическую структуру исследованных СРКТ. При этом мы исходили из дискообразной формы КТ (рис. 1, *a, b, d*) и результатов, полученных авторами [11] для КТ, имеющих вращательную ось симметрии. Результаты расчета основных состояний электронов для каждой КТ в колонке представлены на рис. 1, *c*. Зависимость энергии от номера КТ аппроксимируется функцией  $N^{-0.2}$  ( $1 \leq N \leq 6$ ). В этом случае мы можем смоделировать энергетическую структуру зоны проводимости колонки КТ, встроенной в  $p$ - $n$ -переход, как показано на рис. 6. Распределение основных уровней энергии КТ в колонке (рис. 1, *c*) отражает ситуацию плоских зон, показанную в модели на рис. 6, *d*, когда  $p$ - $n$ -переход находится под прямым смещением. В других случаях в условиях низкого уровня возбуждения изгиб зон будет существовать. Из-за изгиба зон, показанного на рис. 6, *a, b*, уровни СКТ формируют „штарковскую лестницу“. В этом случае многокомпонентная структура  $S$ -полосы может отражать когерентность состояний Ванье–Штарка в сверхрешетке [12]. Нужно отметить, что тяжелые дырки в структурах типа InAs(КТ)/GaAs(барьер) сильно локализованы [13] и их длина когерентности не превышает ширины КЯ. Электроны же, напротив, делокализованы и могут резонансно туннелировать между КЯ в пределах длины когерентности.

Последовательность исчезновения компонент  $S$ -полосы при подаче обратного смещения (рис. 2, *a*) позволяет предположить, что ее структура определяется тремя оптическими переходами между одним состоянием Ванье–Штарка и тремя дырками, локализованными в соседних квантовых ямах колонки КТ. Таким образом,

в слабых электрических полях длина когерентности электронов в подсистеме СКТ сравнима с 3 периодами, т.е.  $\sim 30$  нм. Когда обратное смещение, приложенное к  $p$ - $n$ -переходу, растет, первым ионизируется наиболее высокоэнергетическое состояние Ванье–Штарка и соответственно исчезает антистоксовая, „синяя“, компонента. В этой ситуации, названной ранее „штарковской лестницей“, обмен электронами между КЯ идет путем нерезонансного туннелирования. В результате этого обмена под действием сильных полей происходит пространственное разделение электронов и дырок. Область перекрытия их волновых функций резко уменьшается, и интенсивность ФЛ падает. Пороговое уменьшение силы осциллятора перехода (рис. 2, *b*), вызванное разделением электронно-дырочных волновых функций в сильных полях, было предсказано теоретически для двойных КЯ [14].

Длинноволновая  $A$ -полоса исчезает из спектра ФЛ первой (рис. 2), несмотря на то что эта полоса вызвана оптическими переходами между более глубокими состояниями больших АКТ. Эта необычная ситуация может быть связана с туннельным просачиванием электронов из АКТ в лестницу состояний СКТ, смещенных вниз по энергии. Этот случай иллюстрирует рис. 6, *a*. Он означает, что с ростом обратного смещения при  $U = U_{AS}$  электронный уровень АКТ проходит через резонанс с электронным уровнем соседней СКТ ( $AS$ -резонанс, показанный на рис. 6, *b*), теряет электроны и „выключается“ из спектра ФЛ. Появление максимума для  $A$ -полосы при  $AS$ -резонансе в этом случае становится закономерным, если осуществляется непосредственно возбуждение  $S$ -полосы. При  $AS$ -резонансе в  $A$ -полосе происходит также переход от насыщения времени спада ФЛ к его снижению (рис. 5, *a*).

Пороговую зависимость от приложенного напряжения имеет также энергия активации  $E_A$  основного электронного состояния в АКТ. При прохождении через  $AS$ -резонанс величина  $E_A$  изменяется скачком от 90 до 40 мэВ (см. рис. 3, *c*, направление от обратного смещения к прямому). Значение  $E_A = 90$  мэВ является собственной высотой барьера для электронов в АКТ [6]. Оно соответствует термическому выбросу электронов с основного уровня АКТ в смачивающий слой и, действительно, не должно зависеть от смещения на  $p$ - $n$ -переходе в предрезонансном состоянии ( $U \gtrsim U_{AS}$ ). Эта ситуация иллюстрируется схемой на рис. 6, *a, b*. Очевидно, что энергия активации  $E_A = 40$  мэВ является энергией, достаточной для термического активированного перехода с уровня АКТ на вышележащие уровни соседних СКТ в послерезонансном состоянии колонки ( $U > U_{AS}$ ), как показано на рис. 6, *c, d*. Видно, что энергия такого перехода определяется зазором между уровнями АКТ и СКТ и должна зависеть от приложенного смещения. Эксперимент, однако, показывает не зависящую от смещения величину в 40 мэВ для энергии активации после  $AS$ -резонанса (рис. 3, *c*). Отметим, что обсуждаемое значение энергии  $E_A$  близко



как показано на рис. 6, *c*. При  $SS$ -резонансе электронные волновые функции СКТ максимально делокализованы и затянуты в барьер GaAs [21]. Поскольку волновые функции дырок сильно локализованы в КТ InAs, величина интеграла перекрытия электронно-дырочных волновых функций уменьшается, т.е. сила осциллятора экситона понижается, а время жизни экситона соответственно растет [13]. Похожее явление мы наблюдали ранее в молекулах КТ, образованных двумя идентичными туннельно-связанными КТ [22]. В условиях плоских зон уровни СКТ находятся не в резонансе и формируют лестницу из-за дисперсии размеров СКТ, как показано на рис. 6, *d*. Таким образом, приложенное внешнее поле проводит электронные состояния СРКТ последовательно через  $A$ - и  $S$ -резонансы (см. рис. 2, 3, 5, 6). Резонансное туннелирование при этом существенно увеличивает время жизни экситонов в СРКТ.

Особенности нерезонансного туннелирования в СРКТ были исследованы нами на основе измерений времени нарастания ФЛ  $A$ -полосы во внешнем поле (рис. 5, *b*). При прохождении  $AS$ -резонанса при  $U = 0$  постоянная времени нарастания ФЛ уменьшается от 140 пс до значения  $\tau_T = 100$  пс. Такой спад повторяется далее периодически. Принимая во внимание геометрию образца, видим, что период осцилляций 0.7 В соответствует изменению падения напряжения между соседними электронными КЯ, равному 45 мВ (без учета падения напряжения на контактах). Это значение воспроизводит энергию термически активированного перехода ( $E_A = 40$  мэВ, см. рис. 3, *c*). Более того, минимум времени нарастания ФЛ  $A$ -полосы ( $\tau_T \approx 100$  пс при  $U_{AS} = 0$  на рис. 5, *b*) соответствует постоянной времени при безызлучательной (с участием фононов) релаксации носителей из подсистемы СКТ в АКТ. Это объясняется участием фононов одного типа во всех нерезонансных процессах. Только ЛО-фононы или соответствующие им поляроны могут достигать энергии  $\geq 40$  мэВ [23]. Нерезонансное туннелирование с участием оптических фононов рассматривалось в качестве доминирующего механизма транспорта в работах [15,16]. Здесь мы показали, что в условиях слабой генерации неравновесных носителей туннелирование с участием ЛО-фононов (100 пс) идет быстрее, чем релаксация фотогенерированных носителей из барьера GaAs в КТ InAs (140 пс). Таким образом, осцилляции между 140 и 100 пс рассматриваются нами как переключения между обычным захватом носителей из барьера GaAs в АКТ и переносом их между КТ с участием фононов (поляронов). Полученное значение времени нерезонансного туннелирования с участием ЛО-фононов (100 пс) точно попадает на линейную зависимость от толщины барьера, полученную в приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна в работах [24,25] для КТ при экстраполяции к толщине слейсера 4 нм. Нужно отметить, что значение времени туннелирования с участием ЛО-фононов 100 пс имеет разные проявления в спектрах ФЛВР: во-первых, — это первая, не зависящая от смещения, постоянная времени

спада ФЛ в  $S$ -полосе; во-вторых, — это минимум в триггер-подобной зависимости времени нарастания ФЛ в  $A$ -полосе. Этот результат показывает существование „релаксационного горла“ (bottle neck) при переносе возбуждения из СКТ в АКТ и его отсутствие внутри подсистемы СКТ. Преодоление „релаксационного горла“ в подсистеме СКТ обеспечивается за счет эффективного рассеяния носителей между туннельно-связанными СКТ, имеющими слегка отличную энергию основного состояния. Это обстоятельство приводит также к монотонной зависимости времен спада ФЛ в СРКТ в предрезонансных условиях. Эта зависимость не имеет ЛО-фононных минимумов, типичных для времени нарастания ФЛ АКТ (рис. 5, *b*) или для времени спада ФЛ в системе двух асимметричных КЯ [15].

## 5. Заключение

Исследованы оптоэлектронные свойства вертикально-стекированных КТ InAs, выращенных молекулярно-пучковой эпитаксией в  $p$ - $n$ -переходе GaAs. Внешнее электрическое поле, приложенное в направлении роста, позволило смещать уровни КТ относительно друг друга и изучить процессы туннелирования и наступления резонансов в массиве вертикально-коррелированных КТ, имеющих градиент размеров внутри колонки. Таким образом, стало возможным внешнее управление резонансами внутри массива КТ. Индуцированные резонансами резкие изменения интенсивности ФЛ, времени жизни экситонов и времени релаксации носителей могут быть использованы в современных оптических системах с переключением.

Авторы благодарны U. Gösele, T. Elsaesser, В.М. Устинову и Г.Г. Тарасову за обсуждение результатов работы, И.Сошникову и М. Tischer за приготовление контактных слоев, G. Gobsch, R. Goldhahn и A. Winzer за помощь в проведении экспериментов с варьируемым возбуждением ФЛ.

Работа поддержана проектами SANDiE и РФФИ (№ 05-02-17780), программами РАН „Квантовые наноструктуры“, МНО „Высшая школа“ и МНО „Новые физические эффекты и устройства на основе полупроводниковых наноструктур“.

## Список литературы

- [1] H. Kamada, H. Gotoh, J. Temmyo, T. Takagahara, H. Ando. Phys. Rev. Lett., **87**, 246 401 (2001).
- [2] K.S. Gill, N. Maskovitz, L.-C. Wang, M.S. Sherwin, A. Badolato, B. Gerardot, P. Petroff. Appl. Phys. Lett., **87**, 162 101 (2005).
- [3] F. Capasso, K. Mohammed, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **48**, 478 (1986).
- [4] S.H. Kwok, H.T. Grahn, M. Ramsteiner, K. Ploog, F. Prengel, A. Wacker, E. Schoell, S. Murugkar, R. Merlin. Phys. Rev. B, **51**, 9943 (1995).

- [5] Z.R. Wasilewski, S. Fafard, J.P. McCaffrey. *J. Cryst. Growth*, **201–202**, 1131 (1999).
- [6] V.G. Talalaev, B.V. Novikov, M.A. Smirnov, V.V. Kachkanov, G. Gobsch, R. Goldhahn, A. Winzer, G.E. Cirlin, V.A. Egorov, V.M. Ustinov. *Nanotechnology*, **13**, 143 (2002).
- [7] B. Ilahi, L. Sfaxi, F. Hassen, L. Bouzaïene, H. Maaref, B. Salem, G. Bremond, O. Marty. *Phys. Status Solidi A*, **199**, 457 (2003).
- [8] G.S. Solomon, J.A. Trezza, A.F. Marshall, J.S. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 952 (1996).
- [9] M. Colocci, A. Vinattieri, L. Lippi, F. Bogani, M. Rosa-Clot, S. Taddei, A. Bosacchi, S. Franchi, P. Frigeri. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 564 (1999).
- [10] S. Lan, K. Akahane, K.-Y. Jang, T. Kawamura, Y. Okada, M. Kawabe, T. Nishimura, O. Wada. *Jap. J. Appl. Phys.*, **38**, 2934 (1999).
- [11] N. Susa. *IEEE J. Quant. Electron.*, **32**, 1760 (1996).
- [12] E.E. Mendez, F. Agulló-Rueda, J.M. Hong. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2426 (1988); *Phys. Rev. B*, **40**, 1357 (1989).
- [13] W. Sheng, J.-P. Leburton. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4449 (2002); *Phys. Status Solidi B*, **237**, 394 (2003).
- [14] G.W. Bryant. *Phys. Rev. B*, **47**, 1683 (1993).
- [15] D.Y. Oberli, J. Shah, T.C. Damen, J.M. Kuo, J.E. Henry, J. Lary, S.M. Goodnick. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1239 (1990).
- [16] O. Verzellen, S. Hameau, Y. Guldner, J.M. Gerard, R. Ferreira, G. Bastard. *Jap. J. Appl. Phys.*, **40**, 1941 (2001).
- [17] H. Jiang, J. Singh. *Physica E*, **2**, 614 (1998).
- [18] F. Findeis, M. Baier, E. Beham, A. Zrenner, G. Abstreiter. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2958 (2001).
- [19] W. Sheng, J.-P. Leburton. *Phys. Rev. B*, **63**, 161 301R (2001).
- [20] 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, A. Al-Khafaji, J.P.R. David, A.G. Cullis, G. Hill, J.C. Clark. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 733 (2000).
- [21] P. Harrison. *Quantum wells, wires, and dots: theoretical and computational physics* (Chichester, Wiley, 2000).
- [22] V.G. Talalaev, J.W. Tomm, N.D. Zakharov, P. Werner, B.V. Novikov, A.A. Tonkikh. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 284 (2004).
- [23] E.A. Zibik, L.R. Wilson, R.P. Green, J.-P.R. Wells, P.J. Phillips, D.A. Carder, J.W. Cockburn, M.S. Skolnick, M.J. Steer, H.Y. Liu, M. Hopkinson. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, S316 (2004).
- [24] A. Tackeuchi, T. Kuroda, K. Mase, Y. Nakata, N. Yokoyama. *Phys. Rev. B*, **62**, 1568 (2000).
- [25] Y.I. Mazur, Z.M. Wang, G.G. Tarasov, G.J. Salamo, J.W. Tomm, V.G. Talalaev, H. Kissel. *Phys. Rev. B*, **71**, 235 313 (2005).

Редактор Л.В. Шаронова

## Resonances in a massive of InAs quantum dots, that are controlled by an external electric field

V.G. Talalaev<sup>†\*‡</sup>, B.V. Novikov<sup>†</sup>, A.S. Sokolov<sup>†</sup>,  
I.V. Strom<sup>†</sup>, J.W. Tomm<sup>\*</sup>, N.D. Zacharov<sup>‡</sup>, P. Werner<sup>‡</sup>,  
G.E. Tsyrin<sup>∨</sup>, A.A. Tonkikh<sup>∨</sup>

<sup>†</sup> V.A. Fock Institute for Physics,  
St. Petersburg's State University,  
198504 Petrodvorets, Russia

<sup>\*</sup> Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik  
und Kurzzeitspektroskopie,  
12489 Berlin, Germany

<sup>‡</sup> Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik,  
Weinberg 2, 06120 Halle (Saale), Germany

<sup>∨</sup> St. Petersburg's Physicotechnical Scientific Complex  
Russian Academy of Sciences,  
195220 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The photoluminescence of the multi-layer structures with the InAs quantum dots grown by the molecular beam epitaxy in the GaAs *p-n*-junction have been investigated. The formation of QD vertical columns has been confirmed by the data transmission electron microscopy. It is shown that the natural layer-to-layer size growth of QDs results in their vertical coalescence on the top of the column. A disbalance of electron levels caused by the QD enlargement is compensated by the external electric field and the resonance of ground electronic states in the column is achieved. A tuning of resonances is controlled by the methods of steady-state and transient photoluminescence. It has been shown that at resonance the radiative life time of exciton distinctly increases (up to 0.6–2 ns) and the tunneling time of carriers becomes short (less as 15 ps). Out of resonance the electron tunneling is considerably accelerated due to the assistance of longitudinal optical phonons. In case these phonons contribute, the time of non-resonant tunneling between QDs becomes shorter than „regular“ relaxation time of carriers from the GaAs barrier (100 and 140 ps, respectively).