

# Влияние центров безызлучательной рекомбинации на эффективность фотолюминесценции структур с квантовыми точками

© М.В. Максимов<sup>¶</sup>, Д.С. Сизов, А.Г. Макаров, И.Н. Каяндер, Л.В. Асрян, А.Е. Жуков, В.М. Устинов, Н.А. Черкашин, Н.А. Берт, Н.Н. Леденцов<sup>+</sup>, D. Vimborg<sup>+</sup>

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

<sup>+</sup> Технический университет Берлина, Берлин D-10623, Германия

(Получена 20 февраля 2004 г. Принята к печати 26 февраля 2004 г.)

Исследовано влияние дислокаций на интенсивность фотолюминесценции структур с квантовыми точками в системе InAs–GaAs. Структурные характеристики образцов, в том числе плотность дислокаций, исследовались электронной микроскопией как в режиме светлого поля, так и в режиме слабого пучка. При температурах ниже комнатной и умеренных плотностях мощности накачки структура, содержащая большие кластеры с дислокациями, и структура, в которой их плотность существенно меньше, имеют примерно одинаковую интенсивность фотолюминесценции. В противоположность этому интенсивности люминесценции, измеренные при больших плотностях накачки и повышенных температурах, позволяют адекватно оценить кристаллическое качество структур с квантовыми точками. Отжиг квантовых точек после зарастивания их тонким (1–2 нм) слоем GaAs позволяет уменьшить плотность кластеров с дислокациями и существенно увеличить температурную стабильность интенсивности фотолюминесценции.

## 1. Введение

В настоящее время светоизлучающие приборы на квантовых точках, полученных методом самоорганизации, являются бурно развивающейся областью физики полупроводников. Лазеры на квантовых точках показали предсказанные ранее теоретически уникальные характеристики, такие как низкая пороговая плотность тока, высокая дифференциальная эффективность, высокая температурная стабильность (в качестве обзора см. [1]). Одним из уникальных свойств квантовых точек является возможность достижения больших, по сравнению с квантовыми ямами, длин волн излучения в данной системе материалов, например в InGaAs–GaAs. Для увеличения длины волны излучения используются специальные ростовые методики, такие как формирование вертикально-связанных квантовых точек [2] или активированный распад твердого раствора [3]. В то же время рост квантовых точек большого размера может сопровождаться формированием одиночных дислокаций в квантовых точках и больших кластеров с дислокациями, что приводит к безызлучательной рекомбинации. Такие объекты приводят к существенному ухудшению характеристик приборов на квантовых точках. Необходимо отметить, что, несмотря на большое количество работ по оптическим свойствам квантовых точек (см., например, [4,5]), исследованию безызлучательных процессов посвящено сравнительно небольшое количество публикаций. В данной работе мы проводим систематическое изучение влияния центров безызлучательной рекомбинации на оптические свойства структур с квантовыми точками и показываем,

что для адекватной оценки плотности дефектов в таких структурах требуются исследования при высоких плотностях накачки и высоких температурах.

## 2. Эксперимент

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на полупроводящих подложках GaAs (100). После снятия окисла с подложки на ней выращивался буферный слой GaAs при температуре 600°C. На поверхности буферного слоя для предотвращения диффузии неравновесных носителей в подложку выращивалась сверхрешетка GaAs(20 Å)/Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>As(20 Å) из 6 периодов. Затем выращивался слой GaAs толщиной 0.1 мкм, после чего температура подложки понижалась до 480°C, осаждались квантовые точки InAs, которые затем зарастивались слоем GaAs толщиной 10 нм при той же температуре. После этого температура подложки повышалась до 600°C и последовательно выращивались слой GaAs толщиной 400 Å, аналогичная нижней сверхрешетка и тонкий покрывающий слой GaAs.

Квантовые точки (КТ) выращивались с использованием стимулированного распада твердого раствора InGaAs [3]. В этом ростовом методе начальные квантовые точки, полученные осаждением  $D_{IS}$  монослоев (ML) InAs, зарастиваются слоем In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As средней толщины  $H$  (как правило,  $D_{IS} = 1.7–3.5$  ML InAs,  $x = 0–0.3$ ,  $H = 0–6$  нм). В процессе зарастивания атомам индия энергетически более выгодно диффундировать по направлению к КТ, параметр решетки которых ближе к параметру решетки InAs, тогда как атомам Ga энергетически более выгодно диффундировать к областям

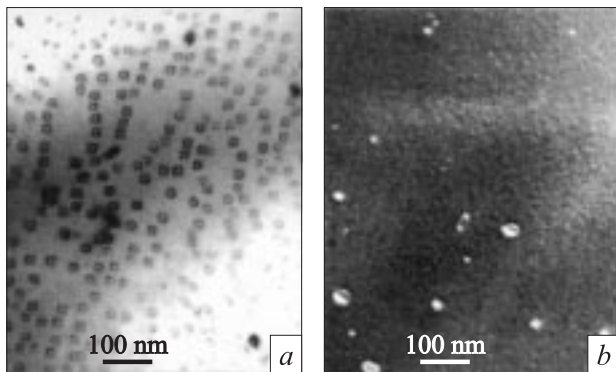
<sup>¶</sup> E-mail: maximov@beam.ioffe.ru  
Fax: 247-3178

между КТ, где параметр решетки ближе к параметру решетки GaAs. Этот процесс ведет к эффективному увеличению размеров начальных КТ и, соответственно, к длинноволновому сдвигу линии фотолюминесценции (ФЛ). Тот факт, что КТ оказываются зарощенными слоем InGaAs, дает дополнительный вклад в длинноволновый сдвиг линии ФЛ за счет уменьшения ширины запрещенной зоны матрицы и перераспределения полей напряжений внутри точек. Наличие нескольких параметров роста ( $D_{IS}$ ,  $x$ ,  $H$ ) позволяет эффективно управлять параметрами массивов КТ, в частности получить длину волны излучения 1.3 мкм, поддерживая высокое структурное и оптическое качество образца [3,6].

Для возбуждения фотолюминесценции использовался  $Ag^+$ -лазер (длина волны  $\lambda = 514.5$  нм, плотность мощности 500 Вт/см<sup>2</sup>). Для регистрации ФЛ использовался монохроматор МДР23 и германиевый  $p-i-n$ -фотодиод North Coast E0/817R. Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) были выполнены с использованием микроскопа Philips EM 420 при ускоряющем напряжении 100 кВ. Образцы приготавливались в планарной (001) и поперечных (110) и (010) геометриях с использованием стандартной технологии подготовки, т.е. осуществлялись шлифовка, полировка и конечное распыление материала ионами  $Ag^+$  под скользкими углами к поверхности ( $\sim 12-14^\circ$ ) при ускоряющем напряжении 4 кэВ.

### 3. Влияние интенсивности накачки и температуры на фотолюминесценцию структур с квантовыми точками, содержащими дефекты

Для исследования влияния дислокаций на оптические свойства структур с КТ были использованы следующие структуры: А —  $D_{IS} = 2.6$  ML,  $x = 0.15$ ,  $H = 45$  Å; В —  $D_{IS} = 3$  ML,  $x = 0.15$ ,  $H = 50$  Å. Таким образом, в

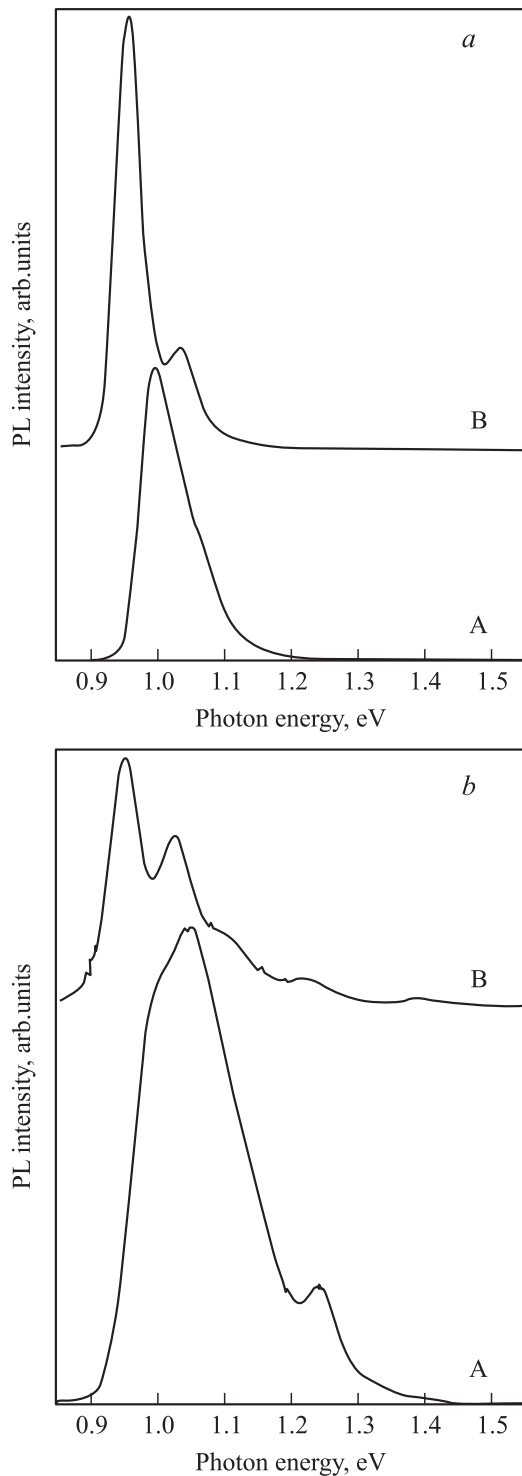


**Рис. 1.** Изображения структуры В, полученные электронной микроскопией в режиме светлого поля (а) и слабого пучка (б). На изображениях представлены разные участки образца.

образце В начальные КТ, на которых осуществлялся стимулированный распад InGaAs, были большего размера. Увеличение размера начальных островков, стимулирующих распад InGaAs, приводит к увеличению размера квантовых точек. По данным электронной микроскопии латеральный размер точек увеличился от  $(14.9 \pm 1.5)$  нм для структуры А до  $(16.4 \pm 1.6)$  нм для структуры В. Плотность квантовых точек в структурах А и В составляет соответственно  $6.2 \cdot 10^{10}$  и  $5.5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>.

Кроме квантовых точек, на изображениях, полученных электронной микроскопией в режиме светлого поля, наблюдаются кластеры, имеющие больший по сравнению с КТ размер, в которых происходит релаксация напряжений за счет пластической деформации, т.е. за счет образования дислокаций. Для более точного определения плотности кластеров с дислокациями нами также были проведены исследования структур А и В в режиме слабого пучка при дифракционных условиях, соответствующих ( $g$ ;  $+2g$ ), где вектор дифракции  $g = (220)$ . Сравнение изображений структуры В, полученных методом электронной микроскопии в режиме светлого поля и слабого пучка, представлено на рис. 1, а и б соответственно (на снимках даны разные участки образца). Исследование дислокаций в кристаллической структуре в режиме слабого пучка является стандартной методикой электронной микроскопии, имеющей ряд преимуществ по сравнению с режимом светлого поля. При получении изображений в режиме слабого пучка образец отклоняется далеко от точного брэгговского положения, так что ошибка возбуждения дифрагированного пучка достаточно большая. Однако вблизи ядра дислокации вследствие изгиба кристаллических плоскостей условия Брэгга будут выполняться и будет иметь место сильное отражение дифрагированного пучка. Дислокация изображается яркой линией на фоне остальной части образца, имеющей слабый контраст. Таким образом, темнопольные изображения в режиме слабого пучка позволяют лучше визуализировать дислокации по сравнению с изображениями, полученными в режиме светлого поля. Области с дислокациями видны на рис. 1, б как области яркого контраста, характерного для дислокационных петель. Плотность дислокаций для структур А и В составила  $1.3 \cdot 10^9$  и  $2.2 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup> соответственно. Важно отметить, что в образце А размер дислокационных петель был существенно меньше, чем в образце В.

Большой размер квантовых точек в образце В позволяет достичь больших длин волн максимума спектра фотолюминесценции, чем в образце А (длинноволновый сдвиг линии фотолюминесценции составляет  $\sim 30$  мэВ). В то же время при данных условиях роста увеличение размера начальных КТ и соответствующий длинноволновый сдвиг сопровождаются, как уже отмечалось, образованием больших кластеров с дислокациями и увеличением плотности дислокаций на слой квантовых точек, т.е. существенным ухудшением кристаллического качества образца. Интересно отметить, что дальнейшее



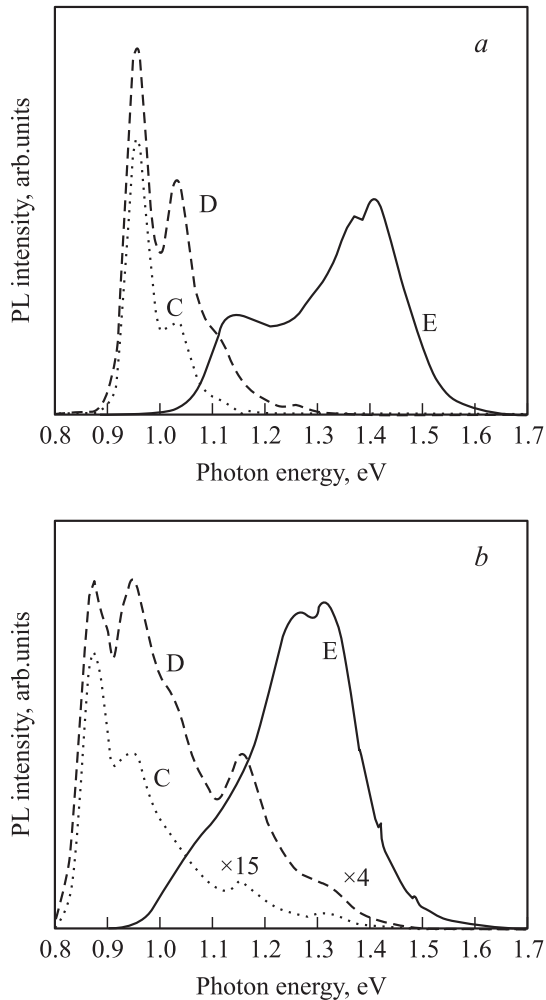
**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции (PL) структур А и В при плотности накачки 100 (а) и 5000 Вт · см<sup>-2</sup> (б). Температура измерений — комнатная.

увеличение количества осажденного индия (величин  $D_{IS}$  и  $x$ ) приводит к насыщению длинноволнового сдвига, в то время как плотность дислокаций продолжает увеличиваться. Данный эффект наблюдался ранее и подробно рассмотрен в работах [3,6].

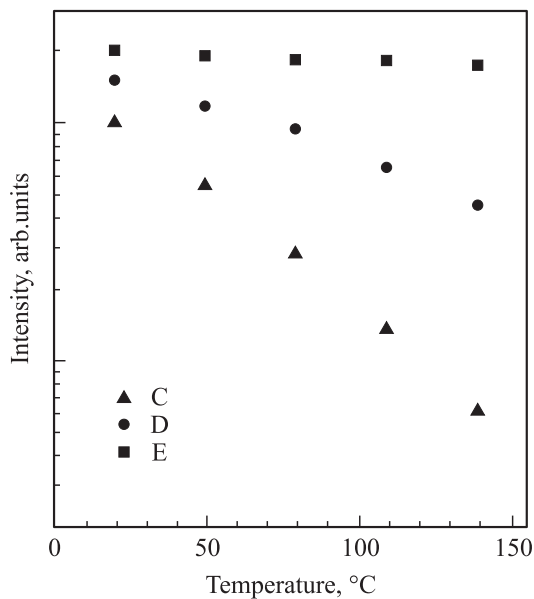
При комнатной температуре и плотности возбуждения 100 Вт · см<sup>-2</sup> обе структуры имеют примерно одинаковую интенсивность ФЛ (рис. 2, а), несмотря на худшее кристаллическое качество структуры В. Спектры ФЛ исследуемых образцов при плотности накачки 5000 Вт · см<sup>-2</sup> представлены на рис. 2, б. Интенсивность ФЛ структуры А при таких условиях существенно выше, чем структуры В. Вследствие высокой интенсивности накачки в структуре А наблюдается насыщение интенсивности линии ФЛ основного состояния квантовых точек, и доминирующим пиком в спектре становится линия первого возбужденного состояния. В противоположность этому, в структуре В насыщения ФЛ основного состояния не происходит. Данный факт можно объяснить различием „эффективных“ интенсивностей оптической накачки для структур А и В. В структуре В часть фотовозбужденных носителей гибнет безызлучательно и количество носителей, которые могут быть захвачены квантовыми точками, оказывается меньше.

Нами также было проведено исследование структурного и оптического качества образцов С и D, выращенных при оптимизированных по сравнению со структурами А и В условиях (скорость роста, давление мышьяка). Как для структуры С, так и для структуры D были использованы следующие параметры осаждения квантовых точек:  $D_{IS} = 3.0 \text{ ML}$ ,  $x = 0.13$ ,  $H = 50 \text{ \AA}$ . Для уменьшения плотности кластеров с дислокациями в структуре D использовался специальный отжиг квантовых точек в процессе роста: квантовые точки зарастивались тонким (1 нм) слоем GaAs при 480°C, и затем температура подложки увеличивалась до 600°C. При этом происходит испарение больших кластеров, не полностью покрытых GaAs, а также отжиг структуры [7]. Форма и размер когерентных (упругонапряженных) точек при отжиге почти не меняются. Структуры С и D исследовались электронной микроскопией только в режиме светлого поля. Плотность дислокаций в образце С, выращенном с использованием оптимизированных режимов роста, была меньше, чем в образце А. В структуре D, выращенной с использованием процедуры отжига в процессе роста, объектов с дислокациями при исследовании в режиме светлого поля обнаружено не было.

Спектры ФЛ структур С и D представлены на рис. 3, а. На том же рисунке приведен спектр ФЛ структуры Е с квантовыми точками, полученными осаждением 2.2 ML GaAs (без зарастивания слоем InGaAs). Поскольку в случае структуры Е размер точек существенно меньше, чем в случае структур А–D, можно предположить, что одиночные дислокации в КТ и большие кластеры с дислокациями в ней отсутствуют. При комнатной температуре и плотности возбуждения 5000 Вт · см<sup>-2</sup> интегральная интенсивность ФЛ структуры С в  $\sim 1.5$  раза ниже по сравнению со структурой D, что согласуется с данными электронной микроскопии и может быть связано с большим числом рядов квантовых точек в структуре D.



**Рис. 3.** Спектры фотолуминесценции (PL) структур C, D и E при температурах 20 (a) и 140°C (b). Плотность мощности накачки  $5000 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .



**Рис. 4.** Зависимости интегральной интенсивности фотолуминесценции для образцов C, D и E от температуры. Плотность мощности накачки  $5000 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

В то же время для более объективной оценки плотности дефектов и дислокаций в структурах с квантовыми точками оптическими методами желательно создать условия эксперимента, при которых различие в интенсивностях образцов с различным кристаллическим качеством было бы как можно больше. Это особенно важно в случае образцов, выращенных в разных сериях, поскольку небольшое различие в интенсивностях ФЛ может быть обусловлено случайными факторами, например чистотой материалов в установке МПЭ. Спектры ФЛ структур C, D, E при температуре 140°C представлены на рис. 3, b. При такой температуре разница в интегральных интенсивностях ФЛ структур увеличивается до 11 раз. Как видно из рис. 4, различие в интегральных интенсивностях ФЛ монотонно растет с увеличением температуры. Интересно отметить, что для структуры E, в которой отсутствуют дислокации, падения интегральной интенсивности с ростом температуры практически не наблюдается.

#### 4. Обсуждение полученных результатов

Согласно нашим данным, наличие в структуре с КТ дислокаций с плотностью  $< (2-3) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  не приводит к заметному падению интегральной интенсивности ФЛ при умеренных накачках,  $0.1-500 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , и при не слишком высоких температурах,  $< 300 \text{ К}$ . Данный факт был опубликован в работе [8], где исследовалась люминесценция квантовых точек, выращенных на коммерческой подложке GaAs, а также на кремниевой подложке, на которую был осажден слой GaAs. Вследствие рассогласования решеток GaAs и Si плотность дислокаций в буферном слое GaAs на Si составляла более  $1 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$  (плотность дислокаций в этом случае определялась методом химического травления образца). Было показано, что интенсивность ФЛ обеих структур при достаточно низких температурах и плотностях накачки была примерно одинаковой. В то же время интенсивность ФЛ квантовой ямы InGaAs, выращенной на кремниевой подложке, была существенно ниже, чем квантовой ямы, выращенной на подложке GaAs. Необходимо отметить, что в лазере на КТ, выращенном на кремниевой подложке, генерация наблюдалась только при азотных температурах, а пороговая плотность тока была очень большой ( $3.8 \text{ кА/см}^2$ ) [9]. Таким образом, высокая эффективность ФЛ при умеренных накачках и не очень высоких температурах не является достаточным условием того, что лазер на основе таких квантовых точек будет обладать низкой пороговой плотностью тока.

Низкая чувствительность эффективности ФЛ в структурах с квантовыми точками к наличию дислокаций обычно качественно объясняется следующим образом: захват носителей в КТ — очень быстрый процесс [10], а их локализация относительно смачивающего слоя и GaAs-матрицы — очень эффективная (особенно в КТ

большого размера). При умеренных плотностях накачки и не слишком высоких температурах концентрация носителей в смачивающем слое и GaAs-матрице, которые могли бы диффундировать к дислокациям, достаточно мала. Таким образом, носители в квантовых точках как бы „не чувствуют“ дислокации, и обычные условия эксперимента не позволяют определить степень кристаллического совершенства структуры. Для создания более высокого заселенности смачивающего слоя и матрицы GaAs и соответственно увеличения латерального транспорта в направлении дефектов и дислокаций необходимо использовать высокие плотности накачки и (или) высокие температуры, что и подтверждается результатами наших экспериментов. В то же время приведенные выше рассуждения являются слишком общими, и для оптимизации структур с квантовыми точками было бы желательно иметь более точное количественное описание безызлучательной рекомбинации, позволяющее моделировать зависимости спектров ФЛ от температуры и накачки.

Данные электронной микроскопии, а также результаты оптических исследований позволяют предположить, что в структурах с КТ имеются по крайней мере 2 типа центров безызлучательной рекомбинации.

Центрами первого типа являются кластеры с дислокациями, присутствующие на изображениях, полученных электронной микроскопией (рис. 1). В общем случае интегрированный (по спектру) темп безызлучательной рекомбинации можно предствить в виде

$$R_{nr}^{cluster} = \frac{N_t f_t}{\tau_t}, \quad (1)$$

где  $N_t$  — поверхностная (двумерная) концентрация центров,  $\tau_t$  — время рекомбинации через центр,  $f_t$  — степень заполнения уровня этих центров. При больших плотностях оптического возбуждения  $f_t$  стремится к единице, и соответственно темп безызлучательной рекомбинации стремится к  $N_t/\tau_t$ . Иными словами, при достаточно высоких плотностях возбуждения в структуре с меньшей плотностью дислокаций начинается насыщение темпа безызлучательной рекомбинации и, соответственно, интенсивность ФЛ начинает возрастать быстрее, что и наблюдается в эксперименте. Если в структуре имеет место тепловое равновесие (т.е. существует квазиуровень Ферми, определяемый плотностью накачки) и известен энергетический уровень центров, то  $f_t$  определяется как фермиевская функция. Зависимость квазиуровня Ферми от плотности фотовозбуждения может быть рассчитана в рамках модели [11], а плотность дефектов может быть определена по данным электронной микроскопии. Таким образом, величина  $\tau_t$  в принципе может быть определена по экспериментально измеряемому насыщенному темпу безызлучательной рекомбинации.

Центрами второго типа являются дефекты, расположенные вблизи квантовых точек в смачивающем слое и (или) в GaAs. В достаточно общем случае темп безызлучательной рекомбинации через дефекты в двумерном

смачивающем слое и в объемном GaAs описывается соответственно выражениями

$$R_{nr}^{2D} = \frac{n^{2D}}{\tau_{nr}^{2D}}, \quad (2)$$

$$R_{nr}^{3D} = b \frac{n}{\tau_{nr}^{3D}}, \quad (3)$$

где  $n^{2D}$  — двумерная концентрация носителей в смачивающем слое,  $n$  — объемная концентрация носителей в GaAs,  $\tau_{nr}^{2D}$  — время безызлучательной рекомбинации через центры в смачивающем слое,  $\tau_{nr}^{3D}$  — время безызлучательной рекомбинации через центры в GaAs,  $b$  — толщина слоя GaAs. С ростом температуры концентрации носителей в смачивающем слое и в GaAs увеличиваются, что приводит к росту темпа безызлучательной рекомбинации. В то же время необходимо отметить, что в случае наличия в структуре только лишь дефектов в смачивающем слое и GaAs насыщение темпа безызлучательной рекомбинации при увеличении плотности накачки не наблюдалось бы. Различия в интенсивностях ФЛ структур с различным кристаллическим качеством наиболее ярко должно проявляться при очень малых, а не при очень больших плотностях накачки. В наших экспериментах минимальная плотность накачки ограничивалась чувствительностью системы регистрации. Предварительные эксперименты при сравнительно малых плотностях накачки ( $\sim 0.5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ ) не оказались информативными с точки зрения определения кристаллического качества образцов. В настоящее время нами планируются исследования при меньших плотностях возбуждения ( $< 0.05 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ ) и повышенных температурах, которые, возможно, позволят расширить понимание процессов безызлучательной рекомбинации в структурах с квантовыми точками.

Наличие нескольких типов безызлучательных каналов рекомбинации существенно осложняет интерпретацию результатов оптических исследований. Для более адекватного описания зависимости ФЛ от температуры и накачки в структурах с квантовыми точками нами планируется независимое определение как природы и плотности дислокаций, так и их энергетического спектра методами электронной микроскопии, емкостной спектроскопии, а также спектроскопии глубоких уровней. Весьма важным для понимания оптических свойств лазерных структур с квантовыми точками представляется также теоретическое моделирование. В настоящее время теоретическое описание излучательных процессов в структурах с квантовыми точками достаточно хорошо развито [4,11]. Было показано, что учет безызлучательной рекомбинации в лазерах на квантовых точках даже на основе очень простой модели позволяет добиться существенно лучшего согласия с экспериментальными результатами [12]. Более детальный учет безызлучательной рекомбинации позволил бы существенно улучшить понимание оптических свойств структур с квантовыми точками.

## 5. Заключение

Исследовано влияние одиночных дислокаций и больших кластеров с дислокациями в структурах с квантовыми точками на интенсивность ФЛ. Полученные данные позволяют сделать вывод о сложной и сильно нелинейной зависимости интенсивности ФЛ от температуры и накачки в присутствии безызлучательных каналов рекомбинации. В частности, показано, что при температурах ниже комнатной и умеренных уровнях накачки ( $0.5\text{--}500\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ ) структуры с сильно отличающимися плотностями кластеров с дислокациями могут иметь практически одинаковую интенсивность люминесценции. В противоположность этому, измерения при высоких уровнях накачки ( $5000\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ ) и повышенных температурах ( $140^\circ\text{C}$ ) позволяют оценить кристаллическое качество образца.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, программы „Физика твердотельных наноструктур“ и INTAS.

## Список литературы

- [1] N.N. Ledentsov. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **8**, 1015 (2002).
- [2] N.N. Ledentsov, V.A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Böhrer, O. Schmidt, D. Bimberg, S.V. Zaitsev, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, A.O. Kosogov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. Phys. Rev. B, **54**, 8743 (1996).
- [3] M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, D.S. Sizov, Yu.M. Shernyakov, I.N. Kaiander, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov, R. Heitz, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Yu.G. Musikhin, W. Neumann. Phys. Rev. B, **62**, 16 671 (2000).
- [4] D. Bimberg, M. Grundman, N.N. Ledentsov. *Quantum dot heterostructures* (John Wiley & Sons, 1999).
- [5] M. Grundman. *Nano-optoelectronics Concepts, Physics and Devices* (Springer, 2002).
- [6] Б.В. Воловик, А.Ф. Цацуньников, Д.А. Бедарев, А.Ю. Егоров, А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, Н.Н. Леденцов, М.В. Максимов, Н.А. Малеев, Ю.Г. Мусихин, А.А. Суворова, В.М. Устинов, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг, П. Вернер. ФТП, **33** (8), 990 (1999).
- [7] N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, D. Bimberg, T. Maka, C.M. Sotomayor Torres, I.V. Kochnev, I.L. Krestnikov, V.M. Lantratov, N.A. Cherkashin, Yu.G. Musikhin, Zh.I. Alferov. Semicond Sci. Technol., **15** (6), 604 (2000).
- [8] J.M. Jerard, O. Cabrol, B. Sermage. Appl. Phys. Lett., **68**, 3123 (1996).
- [9] K.K. Linder, J. Phillips, O. Qasaimeh, X.F. Liu, S. Krishna, P. Bhattacharya, J.C. Jiang. Appl. Phys. Lett., **74**, 1355 (1999).
- [10] L. A. Graham, D.L. Huffaker, D.G. Deppe. Appl. Phys. Lett., **74**, 2408 (1999).
- [11] L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond Sci. Technol., **11** (4), 554 (1996).

- [12] M.V. Maximov, L.V. Asryan, Yu.M. Shernyakov, A.F. Tsatsul'nikov, I.N. Kaiander, V.V. Nikolaev, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. IEEE J. Quant. Electron., **37** (5), 676 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

## The impact of nonradiative recombination on quantum dots structures photoluminescence efficiency

M.V. Maximov, D.S. Sizov, A.G. Makarov, I.N. Kaiander, L.V. Asryan, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov, N.A. Cherkashin, N.A. Bert, N.N. Ledentsov<sup>+</sup>, D. Bimberg<sup>+</sup>

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia  
<sup>+</sup>Technische Universität Berlin,  
Berlin D-10623, Germany

**Abstract** The influence of dislocations on photoluminescence intensity of structures with InAs-GaAs quantum dots is studied. Structural characteristics of the samples were studied by transmission electron beam microscopy under bright field and weak beam dark field as well. At temperatures below the room temperature and for moderate excitation densities the integrated photoluminescence intensities for the structure containing large dislocation clusters and for that in which the cluster density was significantly lower were comparable. In contrast, photoluminescence intensities measured at elevated temperatures and high excitation densities allows of evaluating the structural quality of quantum dot samples correctly. Overgrowth of quantum dots with a thin (1–2 nm) GaAs layer followed by annealing results in a decrease in the dislocation density and increase in the photoluminescence temperature stability.