

Безызлучательная рекомбинация в квантовых точках GaN, сформированных в матрице AlN

© И.А. Александров[¶], К.С. Журавлев, В.Г. Мансуров

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 16 октября 2008 г. Принята к печати 17 октября 2008 г.)

Проведено исследование механизмов температурного тушения стационарной фотолюминесценции структур с гексагональными квантовыми точками GaN в матрице AlN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследовались структуры с различным размером квантовых точек, максимум полосы фотолюминесценции которых расположен в диапазоне от 2.5 до 4 эВ. Обнаружено, что энергия активации термического тушения фотолюминесценции изменяется от 27 до 110 мэВ при уменьшении высоты квантовых точек от 5 до 2 нм. Предложена модель, согласно которой тушение фотолюминесценции происходит через уход носителей заряда с уровней энергии квантовых точек на уровни дефектов матрицы.

PACS: 73.21.La, 78.55.Cr, 78.67.Hc, 81.05.Ea, 81.07.Ta

1. Введение

Низкоразмерные структуры на основе нитридов металлов III группы (AlN, GaN, InN) в настоящее время представляют большой интерес как с точки зрения фундаментальных физических свойств, так и с точки зрения их применения для изготовления оптических и электронных приборов. В частности, структуры с квантовыми точками (КТ) GaN пригодны в качестве активных областей светодиодов и лазерных диодов ультрафиолетового и видимого диапазонов, а также инфракрасных фотоприемников [1–3].

Использование структуры с КТ может повысить эффективность светозлучающих приборов за счет локализации носителей заряда внутри КТ, затрудняющей их миграцию к каналам безызлучательной рекомбинации [4]. В квантовых точках GaN в матрице AlN из-за большой разницы ширины запрещенных зон (2.8 эВ для ненапряженных материалов AlN и GaN) создаются потенциальные ямы для электронов и дырок с глубоко лежащими уровнями основного состояния, ограничивающие их движение даже при повышенных температурах. Действительно, в работах [5,6] наблюдалась слабая зависимость интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) КТ от температуры в диапазоне температур от гелиевой до комнатной. С другой стороны, в большом количестве работ [7–12] наблюдалось термическое тушение ФЛ КТ в том же температурном диапазоне с энергиями активации ~ 20–200 мэВ. Конкретного механизма тушения предложено не было. Это свидетельствует о том, что в настоящее время проблема термического тушения ФЛ КТ GaN/AlN изучена недостаточно.

Цель данной работы заключалась в исследовании механизмов термического тушения ФЛ КТ GaN, сформированных в матрице AlN. Для этого было проведено исследование стационарной ФЛ структур с КТ, имею-

щими различные размеры и энергетический спектр, при различных температурах.

2. Детали эксперимента

Структуры с квантовыми точками GaN в матрице AlN были выращены на поверхности (0001) сапфира ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$) методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Ростовые процессы проводились в установке МЛЭ типа СВЕ-32 фирмы Ribet с использованием эффузионных ячеек галлия и алюминия, в качестве источника активного азота использовался аммиак. Для создания на поверхности сапфировой подложки связей Al–N производилась нитридизация подложек в потоке аммиака в течение 30 мин при температуре 900–950°C. Затем на нитридизованной подложке выращивался буферный слой AlN толщиной ~ 200 нм при температуре подложки 900–1100°C. Морфология поверхности AlN контролировалась во время роста методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО), а также по окончании роста методом атомно-силовой микроскопии [13]. На поверхности AlN формировались КТ GaN, которые покрывались слоем AlN толщиной 10 нм. Для получения структур с несколькими слоями КТ процедура повторялась несколько раз. Рост GaN осуществлялся при различных температурах подложки, при различных потоках Ga, NH₃ и номинальных количествах осажденного GaN. Эти параметры варьировались для получения структур с различным средним размером КТ. Отметим, что условия роста КТ GaN влияют не только на распределение КТ по размерам и их плотность, но и на концентрацию точечных дефектов внутри КТ. От условий роста буферного слоя и матрицы AlN зависит плотность протяженных дефектов (дислокаций) в структуре и их энергетический спектр. В частности, известно, что структура ядра дислокаций в AlN, которая определяет энергетический спектр, зависит от соотношения потоков Al и NH₃ и от уровня легирования AlN [14].

[¶] E-mail: Aleks.Ivan@gmail.com

Условия роста квантовых точек GaN/AlN

Образец	Температура подложки при росте GaN, °C	Номинальное количество монослоев осажденного GaN	Эквивалентное давление потока NH ₃ , Торр	Эквивалентное давление потока Ga, Торр	Количество слоев КТ
149	900	7.5	$6.5 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	10
280	500	5	$2 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-7}$	15
391	610	5	10^{-4}	$5.4 \cdot 10^{-7}$	1
415	540	4	10^{-4}	$5.4 \cdot 10^{-7}$	1
416	540	2	10^{-4}	$5.4 \cdot 10^{-7}$	1

Условия роста исследуемых структур представлены в таблице. Формирование КТ GaN наблюдалось методом ДБЭО, полученные структуры исследовались методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения (ВРЭМ). Обнаружено, что при достаточно низких температурах подложки, $\sim 500^\circ\text{C}$, и высоких скоростях роста (~ 1 монослой в 1 с) квантовые точки формируются без образования смачивающего слоя [15].

На рис. 1 приведены ВРЭМ-изображения образцов 149 и 280. На изображении видны слои с КТ, при этом можно оценить их средние размеры, среднее расстояние между КТ и плотность КТ. Квантовые точки имеют форму гексагональных усеченных пирамид [16] и характеризуются высотой и диаметром основания. Эти параметры оценивались следующим образом: за высоту КТ принималась высота темного островка, за диаметр КТ — ширина темной области в нижней части, количество КТ в выборке — около 20. На рис. 1 также показано полученное распределение КТ по высотам и диаметрам. Для структуры 149 средняя высота КТ составляет 5 нм, средний диаметр 18 нм, среднее рассто-

яние между КТ 58 нм и плотность КТ $\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$; для структуры 280 — 2.7, 6, 20 нм и $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно. На изображении видны также дислокации в матрице AlN, пронизывающие структуру в направлении роста. Плотность дислокаций в исследуемых образцах составляет $\sim (2-5) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [13].

Возбуждение фотолуминесценции проводилось непрерывными HeCd- (энергия кванта 3.81 эВ, мощность 5 мВт) и YLF:Nd- (энергия кванта 4.66 эВ, мощность 5 мВт) лазерами. Диаметр лазерного пятна на образце составлял в первом случае ~ 1 мм, во втором ~ 1.5 мкм. Излучение регистрировалось охлаждаемым фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79, работающим в режиме счета одиночных фотонов. Скорость счета темновых импульсов составляла $\sim 5 \text{ с}^{-1}$.

Измеренные спектры ФЛ нормировались на спектральные зависимости пропускания оптической системы и чувствительности ФЭУ, для чего предварительно проводилось измерение нормировочного спектра эталонного источника. В случае использования YLF:Nd-лазера регистрация спектров проводилась

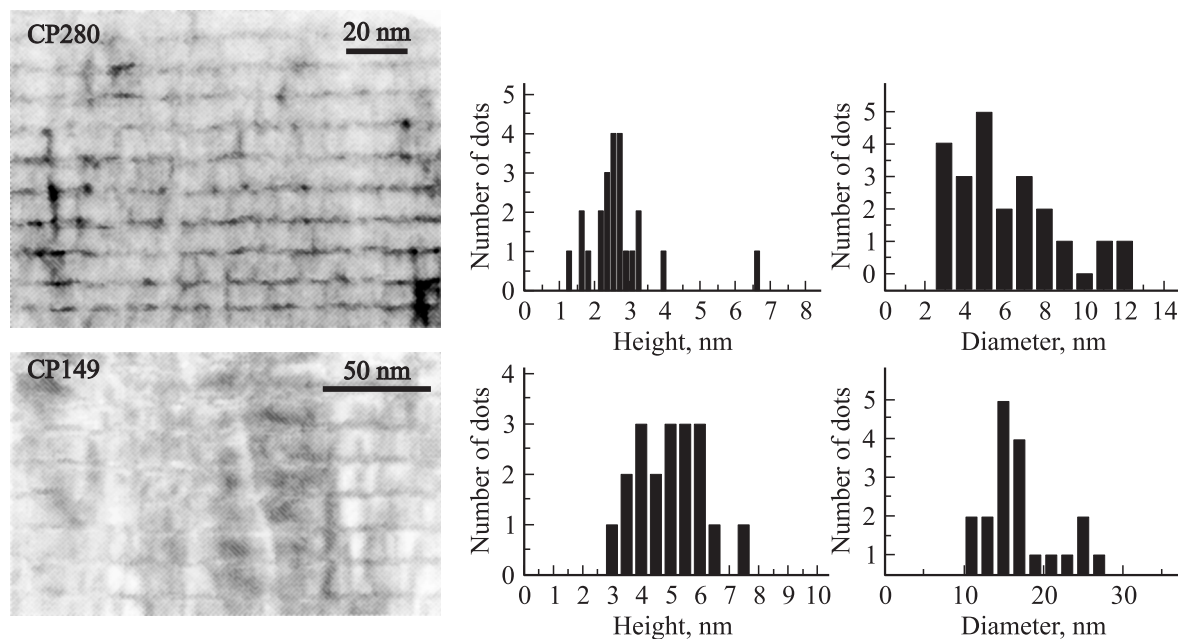


Рис. 1. Изображения структур с квантовыми точками GaN/AlN, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии, и распределение квантовых точек по размерам для образцов 280 (вверху) и 149 (внизу).

кремниевой ПЗС-камерой, в этом случае корректировка спектров ФЛ на пропускание оптической системы и чувствительность ПЗС-матрицы не проводилась. Измерения ФЛ выполнены в диапазоне температур $T = 5–300$ К.

3. Экспериментальные результаты

Спектры ФЛ структур с КТ различных размеров, измеренные при температуре 5 К, представлены на рис. 2. В спектрах ФЛ всех образцов наблюдаются одна полоса с энергией максимума от 2.5 до 4 эВ и шириной на половине высоты от 0.2 до 0.7 эВ. Такие полосы не наблюдались в спектрах ФЛ подложек и слоев AlN без КТ, поэтому мы связываем их с рекомбинацией неравновесных носителей заряда в КТ. Максимум ФЛ нескольких образцов расположен при энергиях меньше ширины запрещенной зоны объемного GaN (3.5 эВ при $T = 5$ К). Это возможно из-за наличия в вюрцитных КТ

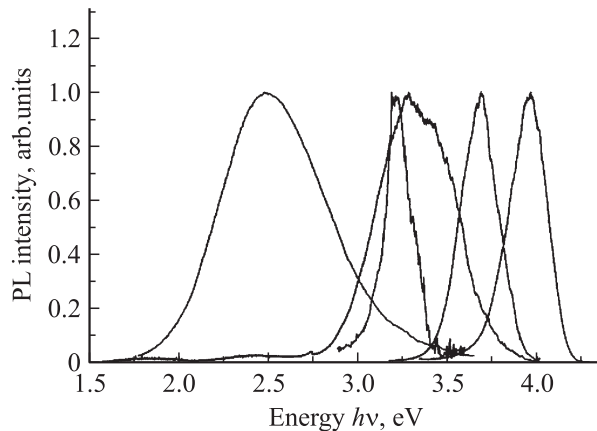


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции (PL) структур с квантовыми точками GaN/AlN при $T = 5$ К.

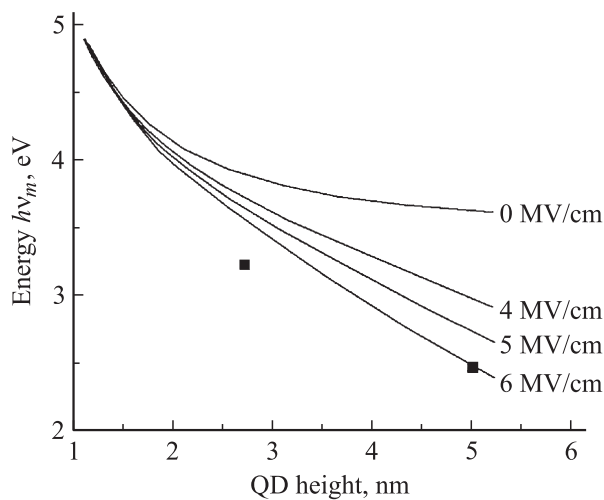


Рис. 3. Зависимость энергии максимума ФЛ $h\nu_m$ от средней высоты КТ (QD). Сплошные линии — расчет [5] для различных значений встроенного электрического поля, точки — эксперимент для образцов 149 и 280.

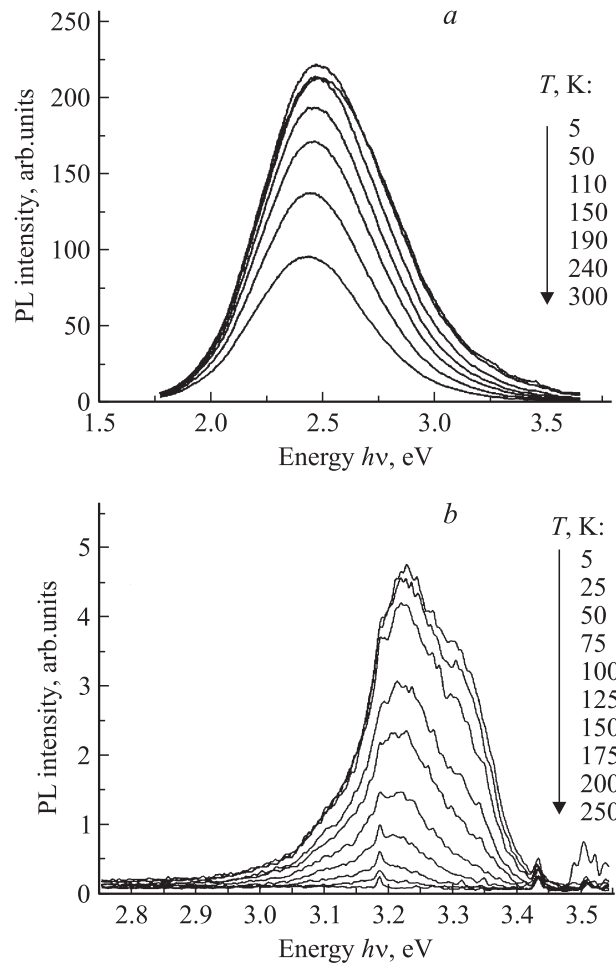


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции (PL) структур 149 (a) и 280 (b) с КТ GaN/AlN при различных температурах.

GaN/AlN большого встроенного электрического поля (~ 5 МВ/см) [5], которое в силу квантового эффекта Штарка приводит к сдвигу уровней размерного квантования в область меньших энергий. На рис. 3 представлена зависимость энергии максимума линии ФЛ $h\nu_m$ от высоты КТ, рассчитанная в работе [5], на которую нанесены экспериментальные результаты, полученные для образцов 149 и 280. Видно, что полученные нами результаты согласуются с расчетными, и поэтому эта расчетная зависимость использовалась в дальнейшем для оценки среднего размера КТ в остальных образцах. Уширение полос ФЛ связано с разбросом КТ по размерам.

На рис. 4 показаны спектры ФЛ образцов 149 и 280 при разных температурах. При повышении температуры происходит сдвиг максимума ФЛ в красную область в соответствии с изменением ширины запрещенной зоны GaN, дополнительных линий ФЛ не появляется. На рис. 5 показаны зависимости интегральной интенсивности ФЛ исследованных образцов от температуры. Зависимости нормированы на значение интенсивности при температуре 5 К. Интегральная интенсивность ФЛ при $T = 5$ К для разных образцов различалась из-за

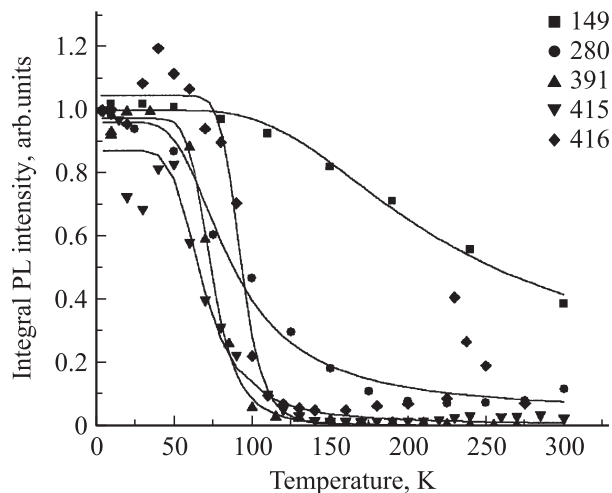


Рис. 5. Зависимости интегральной интенсивности фотолюминесценции (PL) от температуры для 5 образцов с КТ GaN/AlN различных размеров (номера образцов указаны). Точки — эксперимент, сплошные линии — аппроксимация формулой (1).

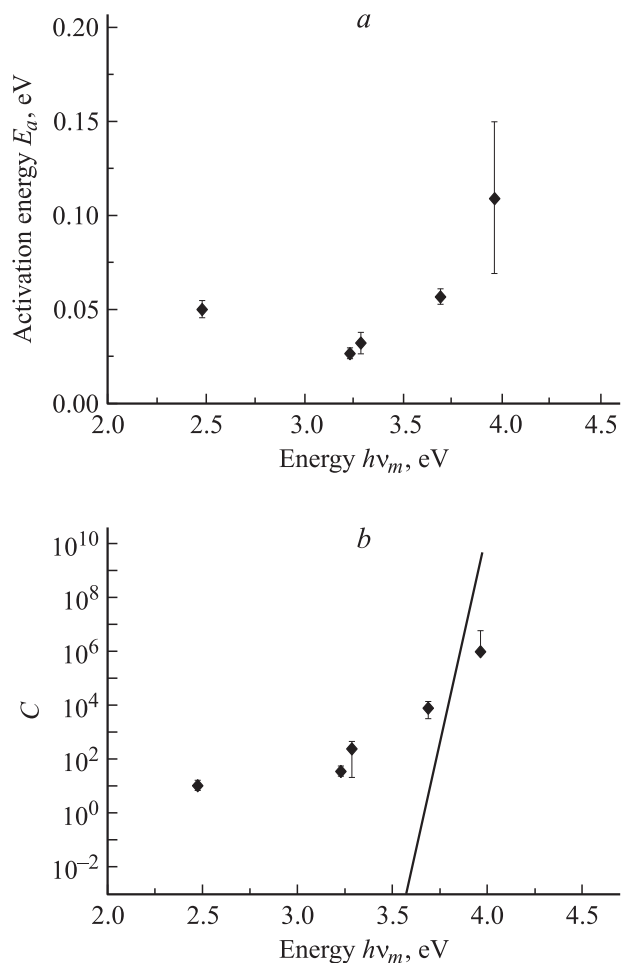


Рис. 6. Зависимости энергии активации E_a (a) и параметра C (b) от энергии максимума ФЛ $h\nu_m$ (точки). b: сплошная линия — оценка параметра C для механизма тушения через туннелирование носителей заряда на дефекты.

различного количества слоев КТ, разного поглощения возбуждающего излучения квантовыми точками различных размеров, а также из-за различной концентрации дефектов в структурах. При увеличении температуры интенсивность ФЛ исследованных образцов уменьшается, за исключением образцов 415 и 416, для которых наблюдались участки возрастания интенсивности при температурах от 20 до 50 К и от 150 до 250 К. Возможно, это связано с наличием в матрице этих образцов дефектов, поглощающих возбуждающее излучение, и переходом носителей заряда с этих дефектов в квантовые точки при увеличении температуры. Для определения энергии активации термического тушения ФЛ полученные зависимости интегральной интенсивности ФЛ КТ от температуры аппроксимировались выражением

$$I(T) = \frac{I(0)}{1 + C \exp(-E_a/kT)}, \quad (1)$$

где $I(T)$ — интегральная интенсивность ФЛ при температуре T , $I(0)$ — интегральная интенсивность ФЛ при низких температурах, постоянная C характеризует отношение вероятностей безызлучательного и излучательного переходов при высоких температурах, E_a — энергия активации тушения ФЛ, k — постоянная Больцмана. Зависимости энергии активации термического тушения ФЛ E_a и параметра C от энергии максимума ФЛ $h\nu_m$ исследуемых образцов приведены на рис. 6. Из рисунка видно, что энергия активации слабо зависит от положения максимума ФЛ и принимает значения $E_a = 0.03$ – 0.11 эВ, параметр C варьируется в широких пределах (10^1 – 10^6) и возрастает с энергией максимума ФЛ.

4. Обсуждение результатов

Известно, что если тушение ФЛ обусловлено термическим выбросом носителей заряда из КТ в барьер, то энергия активации тушения ФЛ, определенная по наклону зависимости $\lg(I)$ от $1/T$ в области высоких температур, совпадает по порядку величины с разностью ширины запрещенной зоны барьера и энергии максимума ФЛ [17]. На зависимость интенсивности ФЛ от температуры влияет корреляция заселенностей уровней электронов и дырок в КТ. В предельных случаях для экситонной статистики энергия активации равна разности ширины запрещенной зоны барьера и энергии максимума ФЛ, а для независимых носителей заряда энергия активации совпадает с энергией наибольшего из барьеров для электронов и дырок [17,18].

Экспериментально полученные значения энергии активации для КТ GaN/AlN более чем на порядок меньше значений, ожидаемых при данном механизме тушения. Эти данные говорят о том, что в нашем случае термическое тушение ФЛ определяется другими механизмами. Возможны следующие механизмы тушения: оже-рекомбинация в КТ, безызлучательная рекомбинация через

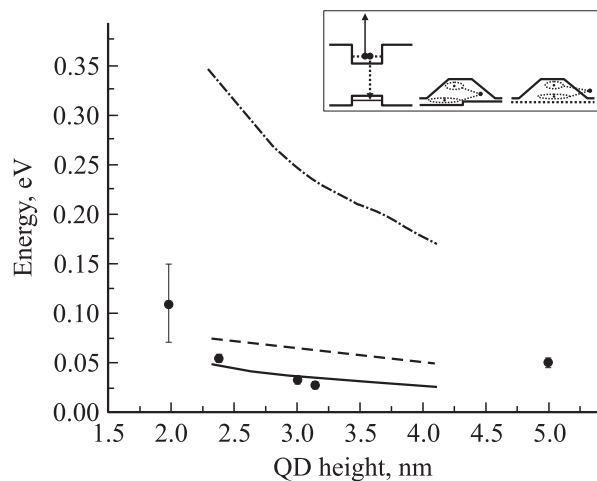


Рис. 7. Зависимость энергии активации E_a от средней высоты КТ (точки). Сплошная и штриховая линии — энергии первого и второго возбужденного состояний дырки, отсчитанные от энергии основного состояния дырки. Штрихпунктирная линия — разность энергий возбужденного и основного состояний электрона. На вставке — механизмы безызлучательной рекомбинации в квантовых точках через передачу энергии третьему носителю заряда, через дефекты внутри или вне квантовых точек.

глубокие центры, расположенные внутри или вне КТ. Схемы безызлучательной рекомбинации для этих трех случаев изображены на вставке к рис. 7.

Известно, что в широкозонных полупроводниках, таких как GaN, оже-рекомбинация подавлена даже при повышенных температурах из-за того, что для осуществления этого процесса носители заряда должны иметь достаточно большую начальную энергию (~ 0.1 эВ для GaN). Это требование вытекает из необходимости выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса при оже-рекомбинации. В КТ рассеяние носителей заряда на гетерограницах и их локализация в области КТ приводит к снижению порога оже-рекомбинации и увеличению вероятности оже-рекомбинации в КТ по сравнению с однородным полупроводником [19]. В работе [19] было показано, что этот процесс термоактивируем, энергия термоактивации увеличивается с увеличением размера КТ. В нашем случае наблюдается уменьшение энергии активации термического тушения ФЛ с увеличением размера КТ, и это означает, что тушение ФЛ, скорее всего, вызвано не оже-рекомбинацией. К тому же для реализации оже-процесса в КТ кроме электрона и дырки, генерированных светом, необходимо наличие третьего носителя заряда. Это возможно либо в случае, когда в КТ в равновесных условиях уже есть носители заряда, либо в случае больших мощностей накачки, когда в КТ находится одновременно более одной электронно-дырочной пары. Источником дополнительных носителей заряда могут быть структурные дефекты или ненамеренно введенные при росте структур примеси. Вольт-фарадные измере-

ния концентрации носителей заряда показали, что ни слои AlN, ни исследуемые структуры с КТ не содержат носителей заряда. С другой стороны, можно оценить количество электронно-дырочных пар n , приходящихся на одну КТ, по формуле $n = \tau(1 - e^{-\alpha d})(JS/h\nu)$, где τ — время жизни носителей заряда в КТ, $h\nu$ — энергия кванта возбуждающего излучения лазера, α — коэффициент поглощения (10^5 см^{-1} для объемного GaN при $h\nu = 4 \text{ эВ}$), J — плотность мощности накачки, d и S — высота и площадь КТ соответственно. Получим, что для высоты КТ 2.7 нм, диаметра 6 нм и времени жизни 1 нс в случае возбуждения HeCd-лазером $n = 2 \cdot 10^{-6}$, т.е. в каждой КТ находится не более одной электронно-дырочной пары. Из этой оценки видно, что в случае возбуждения HeCd-лазером условий для оже-рекомбинации нет, однако тушение ФЛ наблюдается. В случае возбуждения YLF:Nd-лазером плотность возбуждения на шесть порядков больше ($3 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$) и на каждую КТ приходится по несколько электронно-дырочных пар, оценка дает $n = 3$. Тем не менее наши исследования показали, что зависимость интенсивности ФЛ от мощности накачки — линейная [20], в то время как при существенном вкладе оже-рекомбинации ожидается появление сублинейного участка. Более того, ранее авторы работы [5] сообщили об отсутствии тушения ФЛ в КТ с размером, близким к размеру КТ в образце 149. Поэтому мы полагаем, что оже-рекомбинация не является основным механизмом, ответственным за тушение ФЛ КТ GaN/AlN.

В случае, когда центры безызлучательной рекомбинации находятся внутри КТ, ФЛ будет наблюдаться, если диаметр экситона (5 нм для объемного GaN) меньше латерального размера КТ и экситон в основном состоянии локализован на некотором расстоянии от дефекта. При повышении температуры экситон получает возможность достичь дефекта, энергии активации тушения ФЛ при этом соответствует энергия делокализации экситона. Энергию локализации экситона на шероховатости гетерограницы в КТ GaN/AlN можно оценить следующим образом: при изменении ширины квантовой ямы GaN/AlN на один монослой энергия основного перехода меняется на $\sim 150 \text{ мэВ}$ для ямы шириной 15 монослоев ($\sim 4 \text{ нм}$). Это значение по порядку величины согласуется с полученными экспериментально энергиями активации тушения ФЛ, поэтому данный механизм возможен для КТ достаточно большого размера по сравнению с диаметром экситона. Такой механизм тушения ФЛ возможен для самых больших из исследованных нами КТ.

Для случая, когда центры безызлучательной рекомбинации находятся вне зоны КТ, тушение ФЛ КТ может быть объяснено возможностью туннелирования носителей заряда из КТ на дефекты матрицы. Процесс туннелирования возможен при наличии дефектов с полосами состояний в запрещенной зоне, перекрывающимися с уровнями электрона и дырки в КТ разного размера. В качестве таких центров могут выступать дислокации,

про которые известно, что они могут образовывать широкие полосы энергетических состояний в запрещенной зоне [21]. Расчет, проведенный в работе [14], показал, что энергетические состояния краевых дислокаций в AlN лежат в том же диапазоне, что и уровни электрона и дырки в КТ GaN/AlN. Стоит отметить, что энергетически выгодным является зарождение КТ GaN вблизи пронизывающих краевых дислокаций в матрице AlN [22] и, как видно из данных ВРЭМ, плотность дислокаций того же порядка, что и плотность КТ, т.е. вблизи большей части КТ присутствуют дислокации. Кроме того, существует возможность переноса энергии возбуждения между КТ через взаимодействие Фёстера, на что было указано в работе [23].

Наличие энергии активации термического тушения ФЛ, малой по сравнению с величинами барьеров для электрона и дырки, объясняется тем, что туннелирование происходит с возбужденных состояний КТ, которые заселяются при повышении температуры. Оценка вероятности туннелирования в рамках простой модели, предполагающей туннелирование через одномерный прямоугольный барьер с уровня квантовой ямы в непрерывный спектр, показывает, что вероятность туннелирования с возбужденного состояния больше, чем с основного, на 2 порядка величины. На рис. 7 приведены зависимости разности энергий первого возбужденного и основного состояний для электрона и дырки в GaN/AlN КТ от высоты КТ, рассчитанные в работе [24]. Также показана зависимость энергии активации от средней высоты КТ в исследуемых образцах. Видно, что зависимость энергии активации тушения ФЛ от средней высоты КТ совпадает в пределах погрешности с зависимостью разности энергий основного и возбужденного состояний дырки от высоты КТ. Поэтому можно предположить, что тушение ФЛ связано с захватом дырки с возбужденного состояния на уровень дефекта. При этом мы предполагаем, что электрон захватывается на дефект с основного состояния и рекомбинирует с дыркой безызлучательно. Исключение в зависимости на рис. 7 составляет энергия активации тушения ФЛ образца 149, который отличается большим размером КТ (средняя высота КТ 5 нм, диаметр основания 18 нм). По-видимому, это отклонение связано с тем, что при увеличении размера КТ уменьшается вероятность нахождения носителей заряда вне КТ и начинает преобладать механизм тушения через дефекты внутри КТ.

Отметим, что в рамках рассмотренной модели можно объяснить сильную зависимость параметра C от размера КТ (рис. 6). Уменьшение параметра C с увеличением размеров КТ происходит из-за увеличения времени туннелирования вследствие увеличения ширины барьера, которую можно считать равной разности радиусов верхнего и нижнего оснований КТ (гексагональной усеченной пирамиды с углом при основании 30° [16]). При этом время туннелирования (безызлучательной рекомбинации) растет быстрее, чем излучательное время

жизни в КТ, рост которого связан с наличием встроенного электрического поля, пространственно разделяющего электрон и дырку в КТ [24].

5. Заключение

Таким образом, в работе исследована температурная зависимость ФЛ КТ GaN, сформированных в матрице AlN, в диапазоне температур 5–300 К. Обнаружено снижение интенсивности ФЛ КТ при увеличении температуры. Полученные значения энергии активации оказались меньше ожидаемых при тушении ФЛ через термический выброс носителей заряда из КТ. Термическое тушение ФЛ объясняется захватом носителей заряда на уровни дефектов, которыми могут быть дислокации в матрице AlN.

Работа выполнена при поддержке программы Российской академии наук „Квантовые наноструктуры“ и гранта Королевской академии наук Швеции.

Список литературы

- [1] S. Tanaka, J.-S. Lee, P. Ramvall, H. Okagawa. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42**, 885 (2003).
- [2] Y. Arakawa, T. Someya, K. Tachibana. *Phys. Status Solidi B*, **224** (1), 1 (2001).
- [3] A. Vardi, N. Akopian, G. Bahir, L. Doyennette, M. Tchernycheva, L. Nevou, F.H. Julien, F. Guillot, E. Monroy. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 143 101 (2006).
- [4] J.M. Gerard, O. Cabrol, B. Sermage. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 3123 (1996).
- [5] F. Widmann, J. Simon, N.T. Pelekanos, B. Daudin, G. Feuillet, J.L. Rouvière, G. Fishman. *Microelectronics J.*, **30**, 353 (1999).
- [6] F. Widmann, B. Daudin, G. Feuillet, Y. Samson, J.L. Rouvière, N. Pelekanos. *J. Appl. Phys.*, **83**, 7618 (1998).
- [7] J. Simon, N.T. Pelekanos, C. Adelmann, E. Martinez-Guerrero, R. Andre, B. Daudin, Le Si Dang, H. Mariette. *Phys. Rev. B*, **68**, 035 312 (2003).
- [8] A. Neogi, H. Morkoc, T. Kuroda, A. Tackeuchi, T. Kawazoe, M. Ohtsu. *Nano Lett.*, **5** (2), 213 (2005).
- [9] H. Morkoc, M.A. Reshchikov, K.M. Jones, F. Yun, P. Visconti, M.I. Nathan, R.J. Molnar. *Mater. Res. Soc. Symp.*, **639**, G11.2.1 (2001).
- [10] Y. H. Cho, B.J. Kwon, J. Barjon, J. Brault, B. Daudin, H. Mariette, L.S. Dang. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 4934 (2002).
- [11] M.A. Reshchikov, J. Cui, F. Yun, A. Baski, M.I. Nathan, H. Morkoc. *Mater. Res. Soc. Symp.*, **622**, T4.5.1 (2000).
- [12] B. Damilano, N. Grandjean, J. Massies, F. Semond. *Appl. Surf. Sci.*, **164**, 241 (2000).
- [13] V.G. Mansurov, A.Yu. Nikitin, Yu.G. Galitsyn, S.N. Svitashva, K.S. Zhuravlev, Z. Osvath, L. Dobos, Z.E. Horvath, B. Pecsz. *J. Cryst. Growth*, **300**, 145 (2007).
- [14] A.F. Wright, J. Furthmuller. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3467 (1998).
- [15] V.G. Mansurov, Yu.G. Galitsyn, A.Yu. Nikitin, K.S. Zhuravlev, Ph. Venegues. *Phys. Status Solidi C*, **3** (6), 1548 (2006).
- [16] M. Arlery, J.L. Rouvière, F. Widmann, B. Daudin, G. Feuillet, H. Mariette. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 3287 (1999).

- [17] E.C. Le Ru, J. Fack, R. Murray. *Phys. Rev. B*, **67**, 245 318 (2003).
- [18] A.V. Maleev, I.V. Ignatiev, I.Ya. Gerlovin, I.E. Kozin. *Phys. Rev. B*, **71**, 195 323 (2005).
- [19] Г.Г. Зегря, Д.М. Самосват. *ЖЭТФ*, **131** (6), 1090 (2007).
- [20] K.S. Zhuravlev, V.G. Mansurov, A.Yu. Nikitin, M. Larsson, P.O. Holtz. *Proc. 15th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (Novosibirsk, 2007) p. 209.
- [21] C.J. Fall, R. Jones, P.R. Briddon, A.T. Blumenau, T. Frauenheim, M.I. Heggie. *Phys. Rev. B*, **65**, 245 304 (2002).
- [22] J.L. Rouviere, J. Simon, N. Pelekanos, B. Daudin, G. Feuillet. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 2632 (1999).
- [23] T.S. Shamirzaev, A.M. Gilinsky, A.K. Kalagin, A.I. Toropov, A.K. Gutakovskii, K.S. Zhuravlev. *Semicond. Sci. Technol.*, **21**, 527 (2006).
- [24] A.D. Andreev, E.P. O'Reilly. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **642**, G11.25.1 (2001); A.D. Andreev, E.P. O'Reilly. *Phys. Rev. B*, **62**, 15 851 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Nonradiative recombination in GaN quantum dots formed in the AlN matrix

I.A. Aleksandrov, K.S. Zhuravlev, V.G. Mansurov

Institute of Semiconductor Physics,
Russian Academy of Sciences, Siberian Branch,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Investigations of the temperature dependence of stationary photoluminescence from structures with hexagonal GaN quantum dots in AlN matrix, grown by the molecular-beam epitaxy technique have been realized. Structures with different average size of quantum dots were investigated. The maximum of the photoluminescence band quantum dots located in the range from 2.5 to 4 eV. It has been found that the activation energy of photoluminescence temperature quenching changes from 27 to 110 meV with decrease of the quantum dot size from 5 down to 2 nm. The model explaining the obtained results has been proposed according to which quenching of the photoluminescence is caused by capture of carries from energy levels of quantum dots on levels of defects of matrix.