

# Механизм падения эффективности GaN-светодиодов с ростом тока

© Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков\*, Р.И. Горбунов, А.С. Зубрилов, Ю.С. Леликов, Ф.Е. Латышев<sup>†</sup>, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк\*, Ю.Г. Шретер<sup>¶</sup>

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

\* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

\* НИИ физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета  
(физический факультет),  
198504 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 октября 2009 г. Принята к печати 20 октября 2009 г.)

Исследована квантовая эффективность светодиодных структур на основе GaN при различных температурах и смещениях. Обнаружено, что уменьшение эффективности с ростом плотности тока наблюдается одновременно с возрастанием туннельной компоненты тока через светодиод и с достижением квазиуровня Ферми порога подвижности в активном слое InGaN.

Показано, что падение внутренней квантовой эффективности с ростом плотности тока обусловлено утечкой носителей из квантовой ямы. Причиной утечки являются туннельные переходы из хвостов плотности состояний квантовой ямы на локальные энергетические уровни дефектов внутри запрещенных зон барьерных слоев.

## 1. Введение

В настоящее время одна из основных проблем в создании мощных осветительных светодиодных ламп на основе нитрида галлия — это падение эффективности светодиодов с ростом плотности тока выше  $J = 0.4\text{--}4\text{ А/см}^2$  [1]. Эффект падения эффективности с током привлекал к себе внимание уже в ранних работах и первоначально связывался с уменьшением сечения захвата электронов в квантовую яму, а именно — с пролетом электронов „над“ квантовой ямой (эффект overflowing) [2]. Позднее были предложены и другие механизмы для объяснения этого эффекта. Например, падение эффективности с ростом тока связывалось с утечками тока по структурным дефектам [3], оже-рекомбинацией [4], влиянием встроенных пьезоэлектрических полей в квантовой яме [5]. Однако до сих пор остается неясным, насколько значителен вклад каждого из предложенных механизмов в падение эффективности [6]. Пролет электронов „над“ квантовой ямой продолжает упоминаться в литературе как причина падения эффективности с ростом тока. Однако инжекция электронов в  $p$ -область структуры при больших токах должна проявляться в появлении межзонной люминесценции из  $p$ -области. Отсутствие такой люминесценции в светодиодных структурах с блокирующими AlGaIn-слоями [7] вызывает сомнение в том, что падение эффективности определяется пролетом электронов „над“ квантовой ямой.

Оже-рекомбинация также рассматривается в качестве возможной причины падения эффективности с ростом тока [4,8,9]. Однако было показано, что оже-рекомбинация может быть существенной при инжекции носителей с плотностью  $\sim 5 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$  [4]. Такой

уровень инжекции достижим лишь в случае одиночной квантовой ямы шириной  $30\text{ \AA}$  с характерным временем безызлучательной рекомбинации  $\sim 1\text{ нс}$  при плотности тока  $\sim 250\text{ А/см}^2$ , тогда как падение эффективности наблюдается при плотностях тока, меньших на 2–3 порядка.

Следует также отметить, что падение эффективности наблюдается в той же области токов, что и увеличение фактора идеальности  $I$ – $V$ -характеристики до величины  $n > 2$ , характерной для туннельного механизма протекания тока [10]. Подобный вид  $I$ – $V$ -характеристик наблюдался в неидеальных  $p$ – $n$ -гетеропереходах, например в системе Ge/Si, в которых отсутствовала инжекция неосновных носителей через гетерограницу [11]. Это приводит к мысли о том, что инжекция свободных электронов в  $p$ -область в светодиодных структурах также подавлена.

Эти соображения заставляют обратить внимание на особенности механизма прохождения тока в  $p$ – $n$ -структурах на основе GaN и исследовать связь эффекта падения эффективности светодиодов с туннельной компонентой тока. В своих предыдущих работах мы уже указывали на возможную связь падения эффективности InGaN/GaN-светодиодных структур при высоких плотностях тока с туннелированием электронов на состояния интерфейсов InGaN/GaN [12] и уменьшением туннельной инжекции на состояния хвостов плотности состояний в InGaN/GaN квантовой яме с ростом напряжения [13].

Цель настоящей работы состояла в выяснении механизма падения эффективности с ростом тока в коммерческих светодиодных структурах с AlGaIn/InGaN/GaN-квантовыми ямами.

Результаты работы показывают, что падение эффективности светодиодов с ростом тока связано с высокой

<sup>†</sup> E-mail: Y.Shreter@mail.ioffe.ru

плотностью дефектов в барьерных слоях. Инжектированные в квантовую яму электроны туннелируют на глубокие энергетические уровни дефектов в барьерном слое  $p$ -области и безызлучательно рекомбинируют с дырками. При увеличении прямого смещения носители туннелируют в глубь области объемного заряда на более мелкие и имеющие более высокую плотность состояния дефектов. Это приводит к увеличению туннельной утечки из квантовой ямы и падению эффективности.

## 2. Эксперимент

Были проведены измерения токовых зависимостей внешней квантовой эффективности и  $I$ - $V$ -характеристик в температурной области 300–77 К, а также спектров электролюминесценции при комнатной температуре в коммерческих голубых светодиодах фирмы Nichia. Структуры выращены на сапфировой подложке MOCVD-методом. Активный слой  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$  одиночной квантовой ямы шириной 30 Å заключен между барьерными слоями  $n$ -GaN толщиной 4 мкм и  $p$ - $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$  толщиной 100 нм [7].  $p$ -Область структуры завершает слой  $p$ -GaN толщиной 0.5 мкм [7]. Детали структуры приведены в [7]. Реальная площадь структур  $6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ . Максимальная внешняя квантовая эффективность  $\eta_{\text{max}} = 15\%$  наблюдается в этих структурах при токе  $i_{\text{max}} = 0.47 \text{ mA}$  ( $J = 0.78 \text{ A/cm}^2$ ) и напряжении  $U_{\text{max}} = 2.9 \text{ В}$  и падает до  $\eta = 11\%$  при номинальном токе  $i = 20 \text{ mA}$ .

## 3. Экспериментальные результаты

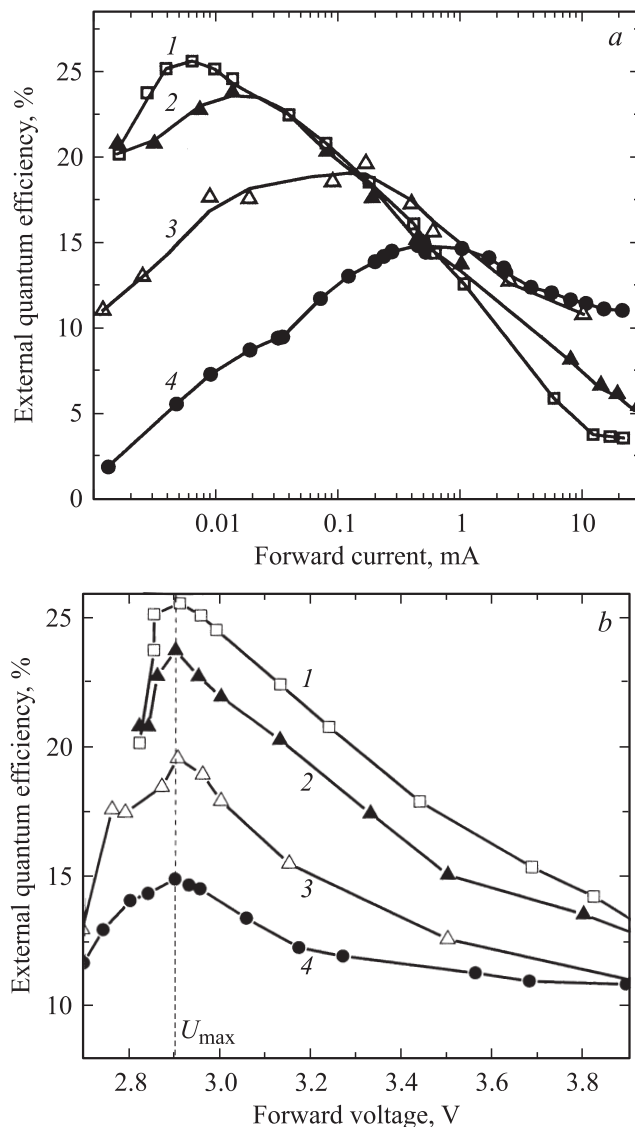
### 3.1. Зависимости эффективности от тока и напряжения (рис. 1, $a$ – $b$ )

Как видно из рис. 1,  $a$ , внешняя квантовая эффективность как функция тока  $\eta(i)$  имеет максимум, положение которого зависит от температуры. При понижении температуры наблюдаются сдвиг максимума в область малых токов и увеличение максимальной эффективности. Интересно отметить, что падение эффективности с током начинается практически при одном и том же напряжении  $U_{\text{max}} \approx 2.9 \text{ В}$  (рис. 1,  $b$ ).

### 3.2. $I$ - $V$ -характеристики

Для  $I$ - $V$ -характеристик структуры характерны три области (рис. 2). Верхняя граница области I определяется пороговым током  $i_{\text{th}}$ , при котором начинает детектироваться электролюминесценция. Верхняя граница области II — напряжение  $U_{\text{max}} = 2.9 \text{ В}$ , при котором наблюдается максимальная квантовая эффективность. В области II эффективность растет с током. В области III эффективность падает с ростом тока, при этом наклон  $\log I$ - $V$ -характеристик уменьшается.

При комнатной температуре, при переходе из области II в область III фактор идеальности увеличивается

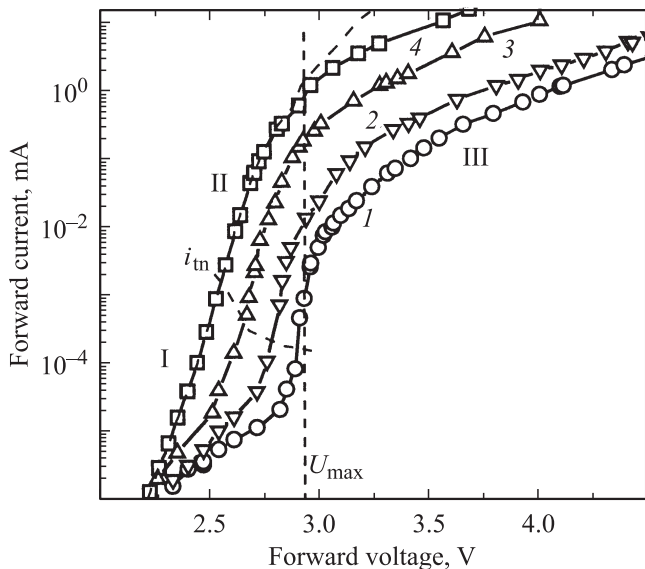


**Рис. 1.**  $a$  — зависимости внешней квантовой эффективности от тока.  $T$ , К: 1 — 90, 2 — 110, 3 — 212, 4 — 300.  $b$  — зависимости внешней квантовой эффективности от напряжения.  $T$ , К: 1 — 90, 2 — 110, 3 — 212, 4 — 300.

от  $n = 1.4$ – $2$ , характерного для термоактивационных механизмов прохождения тока, до  $n = 4.4$ , характерного для туннельного механизма.

### 3.3. Спектры электролюминесценции и спектральная эффективность

Детально изучить спектральные особенности излучения, сопровождающие падение эффективности и уменьшение наклона  $\log I$ - $V$ -характеристики в области III при комнатной температуре, позволяют измерения серии спектров электролюминесценции при различных прямых смещениях. Спектр, измеренный при номинальном токе  $i = 20 \text{ mA}$  и  $U = 3.9 \text{ В}$ , представлен на рис. 3,  $a$ .



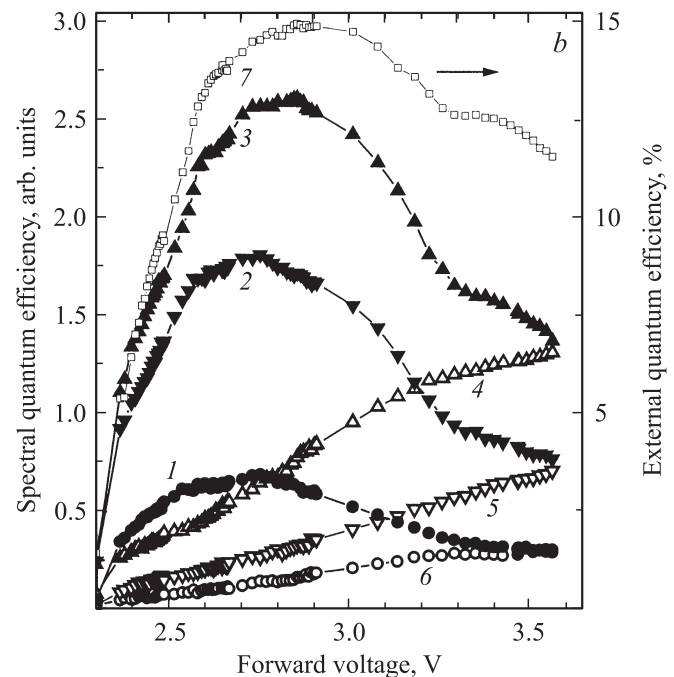
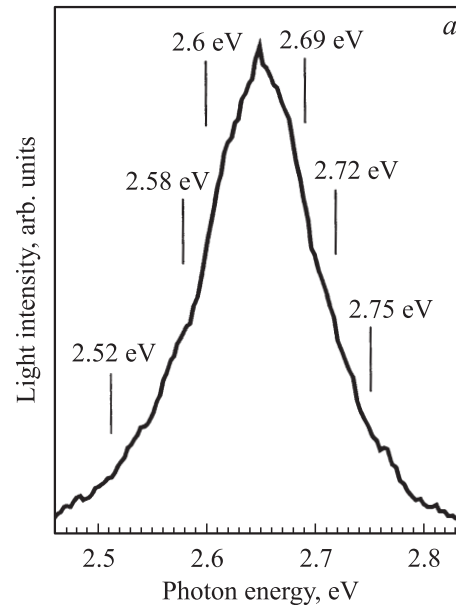
**Рис. 2.**  $I$ - $V$ -характеристики, измеренные при различных температурах (1–4) (сплошные линии), и коррекция  $I$ - $V$ -характеристики при  $T = 300$  К с учетом резистивных потерь на последовательном сопротивлении  $R_s = 40 \Omega$ , величина которого оценена с помощью экстраполяции зависимости  $dU/di(1/i)$  к  $i \rightarrow 0$  (пунктирная линия).  $T$ , К: 1 — 77, 2 — 110, 3 — 212, 4 — 300.

Анализ спектров показал, что при напряжениях  $U > U_{\max} = 2.9$  В увеличиваются голубой сдвиг пика спектра и уширение линии преимущественно в область высоких энергий. Так, если в диапазоне  $U = 2.4$ – $2.9$  В голубой сдвиг составляет 15 мэВ, то в диапазоне  $U = 2.9$ – $3.4$  В он увеличивается до 35 мэВ, оставаясь неизменным при  $U > 3.4$  В. В диапазоне 2.4–2.9 В ширина линии на половине высоты составляет  $\text{FWHM} = 18$  нм и увеличивается до  $\text{FWHM} = 20$  нм (на 24 мэВ) при увеличении напряжения в диапазоне 2.9–3.15 В. Голубой сдвиг низкоэнергетичной границы пика на половине высоты составляет лишь 12 мэВ в области напряжений 2.9–3.6 В, в то время как голубой сдвиг высокоэнергетичной границы составляет 30 мэВ.

Обнаружено также, что падение эффективности с ростом тока связано с падением эффективности излучения фотонов на низкоэнергетичном крыле спектра.

На рис. 3, *b* (кривые 1–6) показано поведение эффективности излучения фотонов с энергией  $h\nu$  при повышении напряжения. При этом  $\eta_{h\nu}(U) \equiv I_{h\nu}(U)/i(U)$  можно определить как спектральную эффективность, равную числу излучаемых фотонов с энергией  $h\nu$  при протекании во внешней цепи одного электрона ( $I_{h\nu}$  — интенсивность излучения фотонов с энергией  $h\nu$ ). Зависимости получены из серии спектров электролюминесценции при прямых смещениях. На рис. 3, *b* (кривая 7) представлена также зависимость внешней квантовой эффективности от напряжения. Из рис. 3, *b* видно, что с увеличением смещения в области  $U \approx 2.3$ – $2.8$  В увеличивается спектральная эффективность излучения как фотонов с

энергиями  $h\nu < h\nu_{\max}$  (кривые 1–3), так и фотонов с энергиями  $h\nu > h\nu_{\max}$  (кривые 4–6). При дальнейшем увеличении смещения  $U > U_{\max} = 2.9$  В интенсивность излучения фотонов с энергиями  $h\nu > h\nu_{\max}$  продолжает расти с напряжением сильнее, чем ток структуры, так что спектральная эффективность излучения продолжает увеличиваться, но ее рост замедляется. Тогда как ин-



**Рис. 3.** *a* — спектр электролюминесценции при напряжении  $U = 3.9$  В и токе  $i = 20$  мА. Отмечены значения энергии для кривых  $\eta_{h\nu}(U)$  на рис. 3, *b*. *b* — зависимости спектральной эффективности электролюминесценции ( $\eta_{h\nu}$ ) (кривые 1–6, ось  $y$  слева) и внешней квантовой эффективности ( $\eta$ ) (кривая 7, ось  $y$  справа) от прямого напряжения. Энергия излучаемого фотона, эВ: 1 — 2.52, 2 — 2.58, 3 — 2.6, 4 — 2.69, 5 — 2.72, 6 — 2.75.

тенсивность излучения фотонов с энергиями  $h\nu < h\nu_{\max}$  растет с напряжением более слабо, чем ток, так что спектральная эффективность излучения начинает уменьшаться.

Из рис. 3, *b* видно также, что максимум спектральной эффективности излучения фотонов с энергией  $h\nu < h\nu_{\max}$  как функции напряжения смещается к более высоким напряжениям при увеличении энергии излучаемого фотона.

## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. Влияние дефектов в барьерных слоях на туннельно-рекомбинационный ток

В светодиодах с AlGaIn/InGaIn/GaN-квантовыми ямами, как и в  $p$ - $n$ -гомопереходах на GaN, прохождение прямого тока связано не только с термической активацией носителей над барьерами, но и с туннелированием носителей по локальным состояниям дефектов в запрещенных зонах барьерных слоев [10,14,15].

Согласно данным фотопроводимости [16] и оптического поглощения [17], дефекты создают в запрещенных зонах  $p$ -GaIn и  $n$ -GaIn распределение плотности состояний более глубокое, чем в аморфном гидрогенизированном  $\alpha$ -Si:H [16]. Плотность состояний с энергией локализации  $E$  убывает от краев зоны проводимости в  $p$ -GaIn и валентной зоны в  $n$ -GaIn как  $\exp(-E/E_0)$ , где  $E_0 = 180$ – $280$  мэВ, уменьшаясь на 3–4 порядка для  $E = 2$  эВ [16]. В  $p$ -GaIn имеется также однородное распределение состояний в области 0.7–1.4 эВ выше потолка валентной зоны [16]. Широкие полосы фотолюминесценции слоев  $p$ -GaIn и  $n$ -GaIn [18], а также электролюминесценции  $p$ - $n$ -структур с AlGaIn/InGaIn/GaN-квантовой ямой при  $T = 20$  К [19], наблюдающиеся в области 3.2–1.9 эВ, также указывают на наличие глубокого квазинепрерывного распределения состояний внутри запрещенных зон слоев нитрида галлия.

Причиной глубоких уровней в запрещенных зонах являются протяженные дефекты — дислокации, границы зерен, дефекты упаковки, а также примесные комплексы. Плотность электрически активных дефектов в той или иной степени зависит от примесей, пассивирующих оборванные связи, и особенностей технологии роста.

Наряду с глубокими состояниями в слоях GaIn существуют также мелкие локализованные состояния электронов и дырок, формирующих экспоненциально спадающие хвосты плотности состояний зоны проводимости и валентной зоны с характерной урбаховской энергией  $E_U = 50$  мэВ [16].

Выскажем некоторые соображения о механизме протекания туннельного тока, полагая, что в запрещенной зоне  $p$ -Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>N, как и в  $p$ -GaIn, существуют глубокие дефектные состояния. Из-за большой эффективной массы дырок электронная компонента туннельного тока должна преобладать над дырочной.

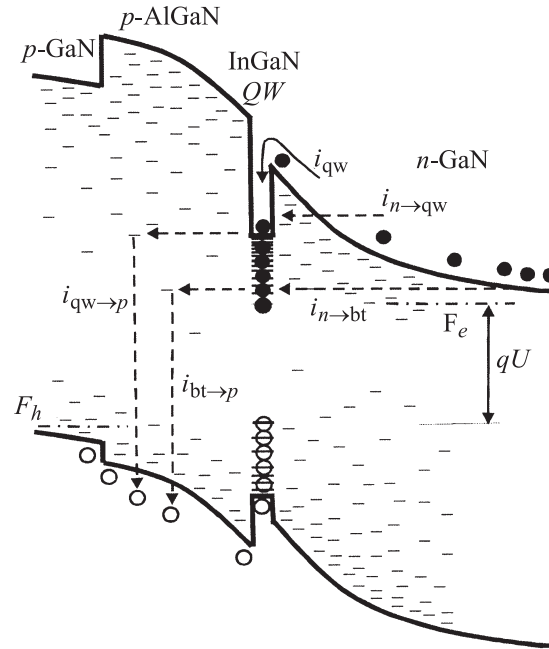


Рис. 4. Энергетическая зонная диаграмма  $p$ - $n$ -структуры с AlGaIn/InGaIn/GaN-квантовой ямой.

Туннельно-рекомбинационный ток через глубокие уровни в обедненной  $p$ -области ограничивается плотностью термически активированных дырок. Туннельный электронный ток и термоактивационный дырочный ток текут последовательно, и полный ток может быть ограничен любым из этих токов. На рис. 4 показано влияние дефектов в обедненной  $p$ -области на протекание туннельных компонент электронного тока в структуре.

В области малых напряжений (область I на рис. 2) плотность дырок в обедненной  $p$ -области мала, и ток структуры ограничивается электронным туннельным током утечки в нейтральную  $p$ -область. Уменьшение тока утечки при понижении температуры приводит к увеличению квантовой эффективности при малых напряжениях и токах (рис. 1, *a*–*b*).

В области средних напряжений (область II) плотность дырок в обедненной  $p$ -области возрастает с напряжением и становится существенным туннельно-рекомбинационный ток в области объемного заряда (ток  $i_{qw \to p}$  на рис. 4). Поскольку термоактивационный инжекционный ток  $i_{qw}$  растет с напряжением быстрее, чем туннельный ток утечки  $i_{qw \to p}$ , эффективность инжекции в квантовую яму быстро нарастает с напряжением.

При увеличении прямого смещения (область III) край зоны проводимости в  $n$ -GaIn достигает дна квантовой ямы, и туннельная компонента тока в квантовую яму увеличивается (ток  $i_{n \to qw}$  на рис. 4). Но по мере того как электронный квазиуровень Ферми  $F_e$  сканирует распределение состояний дефектов в обедненной  $p$ -области и плотность уровней на  $F_e$  увеличивается, туннельный ток утечки  $i_{qw \to p}$  также должен увеличиваться. Это при-

водит к уменьшению наклона  $\log I-V$ -характеристики с напряжением в области III, а также может приводить и к падению эффективности.

#### 4.2. Влияние дефектов в барьерных слоях на внутреннюю квантовую эффективность и падение эффективности с током

Внутренняя квантовая эффективность ( $\eta_{\text{int}}$ ) определяется отношением безызлучательного ( $\tau_{n/r}$ ) и излучательного ( $\tau_r$ ) времен жизни носителей заряда в квантовой яме, и при  $\tau_r \gg \tau_{n/r}$  эффективность  $\eta_{\text{int}} = \tau_{n/r}/\tau_r$ .

Высокая квантовая эффективность квантовых ям InGaN/GaN связывается с локализацией носителей, вызванной неоднородными композиционными флуктуациями ширины запрещенной зоны InGaN, подавляющими латеральную подвижность и препятствующими захвату носителей безызлучательными рекомбинационными центрами.

Плотность состояний флуктуационных хвостов в квантовой яме InGaN/GaN экспоненциально возрастает с приближением энергии локализации,  $\varepsilon = hv$ , к порогу подвижности  $E_{me}$  (эффективной ширине запрещенной зоны InGaN):  $\rho(hv) = \rho_0(1 + \exp(E_{me} - hv)/E_U)^{-1}$ , где  $E_U$  — энергия локализации, эквивалентная урбаховской [20]. Для  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N/GaN}$ -квантовых ям, излучающих на длине волны 465 нм,  $E_U = 61$  мэВ,  $E_{me} = 2.89$  эВ [20,13].

Безызлучательное время жизни локализованных в хвостах носителей ( $\tau_{n/r}^*$ ) уменьшается при  $\varepsilon \rightarrow E_{me}$ , так как при этом плотность состояний растет и увеличивается вероятность туннелирования носителей по этим состояниям, что уменьшает изолированность мелких состояний в плоскости квантовой ямы [21–23]. Это приводит к уменьшению интенсивности излучения с энергией фотонов на высокоэнергетичном крыле спектра [21–23].

Туннелирование носителей, локализованных в хвостах плотности состояний квантовой ямы, на глубокие незаполненные состояния дефектов в барьерных слоях также должно приводить к уменьшению безызлучательного времени жизни, зависящему от приложенного напряжения.

Как уже отмечалось выше, максимальная эффективность при различных температурах наблюдается при напряжении  $U_{\text{max}} \approx 2.9$  В (рис. 2). Так как  $E_{me} = 2.89$  эВ [7], что близко к величине  $qU_{\text{max}} = 2.9$  эВ, эффективность начинает падать с напряжением, когда электронный и дырочный квазиуровни Ферми достигают соответственно дна зоны проводимости и потолка валентной зоны активного слоя InGaN и их разность  $\Delta F \equiv F_e - F_h = qU \approx E_{me}$ . Вблизи напряжения  $U_{\text{max}} = 2.9$  В наблюдается и уменьшение наклона  $\log I-V$ -характеристики, свидетельствующее о том, что в области напряжений  $U > U_{\text{max}}$  туннелирование все в большей степени контролирует ток структуры.

Туннельный ток пропорционален произведению прозрачности потенциального барьера, плотности началь-

ных состояний (заселенных уровней) в квантовой яме и плотности конечных состояний (незаселенных глубоких уровней в барьерах). С ростом прямого смещения и приближением квазиуровней Ферми к краям зон величина туннельного тока изменяется в результате увеличения прозрачности барьера для туннелирования, а также плотности начальных и конечных состояний.

При  $qU < E_{me}$  носители могут туннелировать из состояний хвоста в InGaN, излучающих фотоны с энергиями  $hv > \Delta F \equiv F_e - F_h = qU$ , через барьеры в  $n$ - и  $p$ -области (т.е. в направлении обратного тока), что приводит к уменьшению времени жизни. Вблизи  $qU = F_e - F_h \approx hv$  становится возможной туннельная инжекция носителей в состояния хвоста из разрешенных зон барьерных слоев (ток  $i_{n \rightarrow bt}$  на рис. 4). Но при этом возрастает плотность локализованных состояний на квазиуровнях Ферми в барьерах, и вероятность туннелирования из состояний хвоста в InGaN и из квантовой ямы в направлении прямого тока также возрастает. При  $qU \equiv F_e - F_h > hv$  туннельная утечка из состояний хвоста на состояния дефектов в барьерах (ток  $i_{bt \rightarrow p}$  на рис. 4) должна приводить к уменьшению времени жизни локализованных носителей.

Время жизни локализованных носителей ( $\tau_{bt}$ ), излучающих фотоны с энергией  $hv$ , при напряжении  $U > hv/q$  можно записать в следующей форме:

$$\tau_{bt}(hv) = \left[ \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{n/r}^*} + \frac{1}{\tau_{bt \rightarrow p}^*(U)} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где  $\tau_r$ ,  $\tau_{n/r}^*$ ,  $\tau_{bt \rightarrow p}^* = qnd/J_{bt \rightarrow p}$  — времена жизни локализованных носителей, связанные с излучательной рекомбинацией, безызлучательной рекомбинацией в квантовой яме и туннелированием на состояния дефектов в барьерном слое соответственно ( $J_{bt \rightarrow p}$  — плотность соответствующего туннельно-рекомбинационного тока,  $n$  — плотность локализованных носителей,  $d$  — ширина ямы,  $q$  — элементарный заряд).

Так как  $\eta_{hv} \propto \tau_{bt}/\tau_r$ , при  $\tau_r > \tau_{bt}$  время жизни  $\tau_{bt}$  определяется меньшим из характерных времен в формуле (1).

Глубоко локализованные носители имеют наибольшее время безызлучательной рекомбинации в квантовой яме  $\tau_{n/r}^*$ . При увеличении напряжения их время жизни уменьшается из-за увеличения туннельной утечки на состояния дефектов в барьерах и соответственно уменьшения времени  $\tau_{bt \rightarrow p}^*$ . Это приводит к наблюдаемому при увеличении напряжения уменьшению спектральной эффективности излучения фотонов с энергиями  $hv < hv_{\text{max}}$  (рис. 3, а, кривые 1–3).

Для слабо локализованных носителей, у которых характерное время  $\tau_{n/r}^*$  мало, уменьшение времени  $\tau_{bt \rightarrow p}^*$  при увеличении напряжения не столь существенно сказывается на времени жизни. В результате спектральная эффективность излучения фотонов с энергиями  $hv > hv_{\text{max}}$  продолжает лишь более медленно расти с напряжением (рис. 3, а, кривые 4–6).

Таким образом, падение эффективности с ростом тока накачки обусловлено уменьшением времени жизни глубоко локализованных носителей в хвостах плотности состояний активного слоя InGaN. Уменьшение времени жизни вызвано тем, что с ростом напряжения все большая часть инжектированных носителей туннельно просачивается на состояния дефектов в барьерных слоях и рекомбинирует безызлучательно.

#### 4.3. Влияние туннелирования из квантовой ямы на голубой сдвиг спектра излучения

Голубой сдвиг спектра излучения структур с InGaN/GaN-квантовыми ямами с ростом прямого напряжения в литературе связывают с постепенным заполнением состояний хвоста в активном слое InGaN, по мере того как квазиуровни Ферми приближаются к порогу подвижности в слое InGaN [14].

Как обсуждалось выше, при напряжениях  $U > U_{\max} = 2.9$  В спектральная эффективность излучения мелких состояний хвоста в InGaN увеличивается с напряжением, тогда как спектральная эффективность излучения глубоких состояний уменьшается (рис. 3, а). В результате при одинаковой плотности носителей на мелких и глубоких состояниях хвоста при больших напряжениях  $U = 3.9$  В (например, состояний, излучающих фотоны с энергиями 2.69 и 2.6 эВ, как следует из кривых 3 и 4 соответственно) плотность носителей на глубоких уровнях больше, чем на мелких, в широкой области напряжений  $U = 2.4\text{--}3.2$  В. При этом квазиуровни Ферми приближаются к краям зон на  $\sim 800$  мэВ, что намного превышает ширину спектра на половине высоты, равную  $\text{FWHM} = 120$  мэВ. Эти результаты трудно объяснить в рамках модели постепенного „равновесного“ заполнения состояний хвостов по мере приближения квазиуровней Ферми к краям зон в слое InGaN.

В рамках предложенной в работе модели голубой сдвиг спектра и уширение высокоэнергетического крыла спектра, наблюдающиеся при  $U > U_{\max} = 2.9$  В, объясняются уменьшением спектральной эффективности излучения состояний с энергией  $h\nu < h\nu_{\max}$  в результате увеличения вероятности туннелирования носителей в барьерные слои с ростом прямого напряжения.

## 5. Заключение

Проведенное в работе исследование квантовой эффективности светодиодных структур с квантовой ямой  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/\text{GaN}$  показало, что туннельные переходы носителей из квантовой ямы на глубокие энергетические уровни дефектов внутри запрещенных зон барьерных слоев приводят к уменьшению времени жизни инжектированных в квантовую яму носителей и падению внутренней квантовой эффективности с ростом плотности тока.

Падение эффективности наблюдается при напряжении  $U \approx E_{me}/q$ , когда электронный и дырочный квазиуровни Ферми приближаются к краям зон в активном слое InGaN, а плотность незаселенных состояний на квазиуровнях Ферми в обедненной области барьерных слоев  $p\text{-Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$  и  $n\text{-GaN}$  экспоненциально растет с напряжением. При этом туннельная компонента тока в квантовую яму увеличивается, но увеличивается и вероятность туннелирования носителей из квантовой ямы в барьеры, что приводит к уменьшению времени жизни носителей в квантовой яме. В результате с ростом напряжения туннельная утечка носителей нарастает быстрее тока накачки в квантовую яму и эффективность падает. Туннелирование в барьеры наиболее значительно сказывается на времени жизни носителей, глубоко локализованных в хвостах плотности состояний, что приводит к уменьшению спектральной эффективности излучения на низкоэнергетичном крыле спектра.

Таким образом, результаты работы позволили показать, что падение эффективности с ростом тока, наблюдающееся у светодиодов на основе GaN, связано с присутствием дефектов в барьерных слоях квантовой ямы и их электрической и рекомбинационной активностью. Для увеличения эффективности при высоких плотностях тока необходима оптимизация технологии роста и дизайна структур с целью минимизации плотности дефектов в барьерных слоях. Дефекты в барьерных слоях, которые формируют глубокие уровни в запрещенных зонах, могут возникать в результате геттерирования мелких примесей структурными дефектами, при пассивации оборванных связей примесями, а также при образовании примесных комплексов.

## Список литературы

- [1] *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes*, ed. by S. Nakamura, S.F. Chichibu (London–N.Y., Taylor & Francis, 2000).
- [2] T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, 3976 (1999).
- [3] P.G. Eliseev, M. Osin'ski, H. Li, I.V. Akimova. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3838 (1999).
- [4] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 141 101 (2007).
- [5] M.H. Kim, M.F. Schubert, Q. Dai, J.K. Kim, E.F. Schubert, J. Piprek, Y. Park. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 183 507 (2007).
- [6] J. Hader, J.V. Moloney, B. Pasenow, S.W. Koch, M. Sabathil, N. Linder, S. Lutgen. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 261 103 (2008).
- [7] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, T. Mukai. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, L1332 (1995).
- [8] N.F. Gardner, G.O. Muller, Y.C. Shen, G. Chen, S. Watanabe, W. Gotz, M.R. Krames. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 243 506 (2007).
- [9] K.T. Delaney, P. Rinke, C.G. Van de Walle. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 191 109 (2009).
- [10] H. Morkoç. *Nitride Semiconductors and Devices* (Springer, 1999).

- [11] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник* (М., Мир, 1975).
- [12] Н.И. Бочкарева, Е.А. Zhirnov, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **39**, 627 (2005).
- [13] Н.И. Бочкарева, Д.В. Тархин, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.С. Леликов, И.А. Мартынов, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **41**, 88 (2007).
- [14] H.C. Casey, Jr., J. Muth, S. Krishnankutty, J.M. Zavada. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2867 (1996).
- [15] P. Perlin, M. Osinski, P.G. Eliseev, V.A. Smagley, J. Mu, M. Banas, P. Sartori. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1680 (1996).
- [16] C.H. Qiu, C. Hoggatt, W. Melton, M.W. Leksono, J.I. Pankove. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2712 (1995).
- [17] L. Balagurov, P.J. Chong. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 43 (1996).
- [18] S. Nakamura, G. Fasol. *The Blue Laser Diode: GaN Based Light Emitters and Lasers* (Springer, 1998).
- [19] A. Hori, D. Yasunaga, A. Satake, K. Fujiwara. *J. Appl. Phys.*, **93**, 3152 (2003).
- [20] R.W. Martin, P.G. Middleton, E.P. O'Donnell, W. Van der Stricht. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 263 (1999).
- [21] C. Gourdon, P. Lavallard. *Phys. Status Solidi B*, **153**, 641 (1989).
- [22] Y. Narukawa, Y. Kawakami, S. Fujita, S. Nakamura. *Phys. Rev. B*, **55**, R1938 (1997).
- [23] S.F. Chichibu, H. Marchand, M.S. Minsky, S. Keller, P.T. Fini, J.P. Ibbetson, S.B. Fleischer, J.S. Speck, J.E. Bowers, E. Hu, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, T. Deguchi, T. Sota, S. Nakamura. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1460 (1999).

Редактор Л.В. Беляков

## Mechanism of efficiency droop in GaN light-emitting diodes

*N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov\*, R.I. Gorbunov, A.S. Zubrilov, Y.S. Lelikov, F.E. Latyshev<sup>+</sup>, Y.T. Rebane, A.I. Tsyuk\*, Y.G. Shreter*

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia  
\* St. Petersburg State Polytechnical University,  
194251 St. Petersburg, Russia  
\* Fock Institute of Physics,  
St. Petersburg State University,  
198504 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The quantum efficiency of GaN-based light-emitting diode structures is investigated at various temperatures and biases. It was found that decrease of efficiency with increase of current density was observed simultaneously with increase of tunnel component of current through light-emitting diode and approaching of Fermi quasilevels to mobility edge in InGaN active layer.

It was shown that internal quantum efficiency droop with increasing current density is related to leakage of charge carriers from quantum well. The leakage is caused by tunnel transitions from band-tail states of quantum well on localized energy levels of defects in the forbidden energy bands of barrier layers.