

# Туннельно-рекомбинационные токи и эффективность электролюминесценции InGaN/GaN светодиодов

© Н.И. Бочкарева<sup>¶</sup>, Е.А. Zhirnov\*, А.А. Ефремов<sup>+</sup>, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.Г. Шретер

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

\* Department of Physics, Bath University, UK

<sup>+</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
194251 Санкт-Петербург, Россия

(Получено 29 июня 2004 г. Принята к печати 12 июля 2004 г.)

Механизм инжекционных потерь в светодиодах  $p$ -GaN/InGaN/ $n$ -GaN с квантовой ямой анализируется с помощью измерений температурных и токовых зависимостей внешней квантовой эффективности в области температур 77–300 К, а также измерений переходных токов. Результаты интерпретируются на основе туннельно-рекомбинационной модели избыточного тока, включающей туннелирование электронов сквозь потенциальный барьер в  $n$ -GaN и термическую активацию дырок над барьером в  $p$ -GaN. При малых прямых напряжениях доминирует захват электронов на состояния гетерограницы InGaN/ $p$ -GaN. Избыточный ток резко увеличивается с напряжением при росте плотности дырок на границе InGaN/ $p$ -GaN и рекомбинации их с захваченными электронами. Туннельно-рекомбинационный ток ограничивает инжекцию носителей заряда в квантовую яму и является причиной снижения эффективности при высоких плотностях тока и низких температурах. Пиннинг уровня Ферми связывается с декорированием гетерограниц, границ зерен и дислокаций примесными комплексами.

## 1. Введение

Одной из проблем при изготовлении светодиодов на основе GaN является увеличение квантового выхода электролюминесценции при высоких уровнях инжекции. Обычно в светодиодах максимальная внешняя квантовая эффективность наблюдается при небольших токах, 0,1–1 мА, и при рабочем токе 20 мА она заметно падает [1]. Аномальное уменьшение эффективности электролюминесценции наблюдалось также при температурах ниже 150 К для токов инжекции  $J > 100$  мкА [2–4], тогда как эффективность фотолюминесценции при охлаждении возрастала [3].

В литературе существуют различные точки зрения относительно механизмов ограничения квантового выхода и потерь на безызлучательную рекомбинацию в светодиодах на основе GaN. Падение эффективности с ростом уровня инжекции объясняется, например, уменьшением захвата носителей заряда в квантовую яму InGaN и инжекцией электронов в  $p$ -GaN „над“ квантовой ямой [1]. В качестве возможных причин уменьшения эффективности GaN-светодиодов при охлаждении обсуждались захват носителей заряда в хвосты плотности состояний [2] или на локализованные состояния [3], а также увеличение скорости дрейфа инжектированных в  $p$ -GaN электронов, вызванное вымораживанием дырок и увеличением электрического поля в  $p$ -GaN [4].

В данной работе для анализа механизма инжекционных потерь в GaN-светодиодах проведены температурные измерения тока и эффективности электролюминесценции в области температур  $T = 77$ –300 К, а также измерения переходных токов. Обнаружено, что аномальное уменьшение эффективности при охлаждении

наблюдается только в области больших токов,  $J \gtrsim 1$  мА. Напротив, в области малых токов,  $J \lesssim 50$  мкА, эффективность увеличивается при понижении температуры.

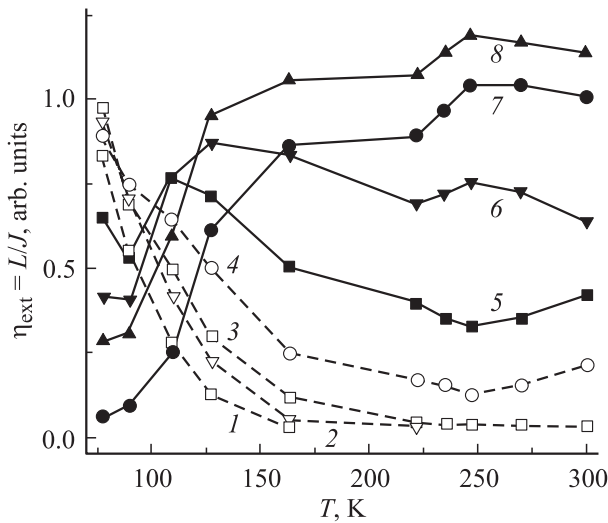
Результаты измерений интерпретируются на основе туннельно-рекомбинационной модели протекания тока через гетероструктуру. Модель включает туннелирование электронов сквозь потенциальный барьер в  $n$ -GaN, их захват на локализованные состояния гетерограницы InGaN/ $p$ -GaN и рекомбинацию с дырками, термически активированными над барьером в  $p$ -GaN. При малых напряжениях доминирует захват электронов. Туннельно-рекомбинационный ток резко увеличивается при росте плотности дырок на гетерогранице с напряжением. Пиннинг уровня Ферми на гетерогранице с высокой плотностью состояний ограничивает инжекцию носителей заряда в квантовую яму и является основной причиной снижения эффективности при больших токах и низких температурах. Наиболее вероятными источниками глубоких состояний, ответственных за пиннинг уровня Ферми на гетерогранице InGaN/GaN, представляются примесные комплексы на гетерогранице и дислокациях.

## 2. Эксперимент

Исследовались голубые светодиоды  $p$ -GaN/InGaN/ $n$ -GaN с квантовой ямой в  $p$ - $i$ - $n$ -структуре с активным слоем  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  толщиной 30 Å, изготовленные методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD). Детали структуры светодиода приведены в [5].

Вольт-амперные ( $J$ - $U$ ) и вольт-яркостные ( $L$ - $U$ ) характеристики изучены в области температур  $T = 77$ –300 К. Проведены также измерения температурных зависимостей емкости,  $C(T)$ , тока,  $J(T)$ , и эффективности электролюминесценции,  $\eta_{\text{ext}}(T)$ .

<sup>¶</sup> E-mail: n.bochkareva@mail.ioffe.ru



**Рис. 1.** Температурные зависимости эффективности электролюминесценции голубого светодиода при постоянном прямом токе.  $J, \text{mA}$ : 1 —  $4 \cdot 10^{-4}$ , 2 —  $10^{-3}$ , 3 —  $2 \cdot 10^{-3}$ , 4 —  $10^{-2}$ , 5 —  $3 \cdot 10^{-2}$ , 6 — 0.1, 7 — 0.4, 8 — 20.

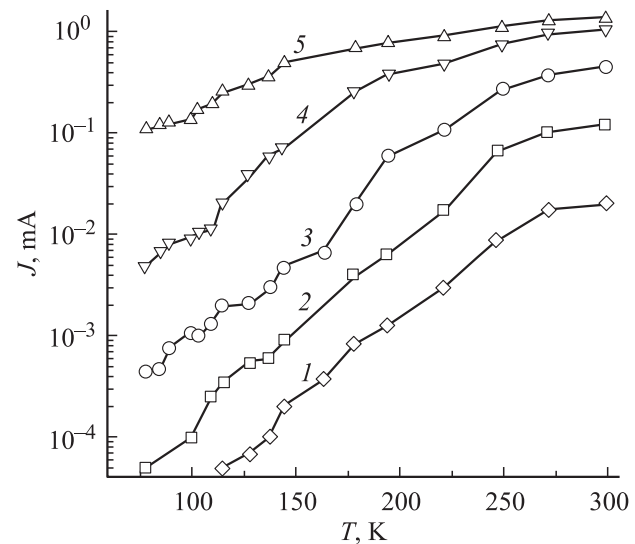
Переходные токи светодиодов исследовались в режиме прямоугольных импульсов прямого напряжения с амплитудой 0.3–3.2 В, длительностью 1–100 мкс и частотой следования 1 кГц. Начальный ток задавался включенными последовательно с диодом сопротивлениями: ограничивающим ток сопротивлением  $R_1 = 1 \text{ кОм}$  и сопротивлением нагрузки  $R_2 = 100 \text{ Ом}$ . Напряжение на сопротивлении нагрузки, пропорциональное переходному току, анализировалось бокскаринтегратором ВС1-280. Кинетика переходного тока в интервале времени 10 нс — 30 мкс после фронта импульса и зависимости переходного тока при постоянной задержке от импульсного напряжения смещения измерялись стробированием импульсов напряжения на нагрузочном сопротивлении при длительности строба 10–400 нс с накоплением числа  $n$  импульсов для улучшения отношения сигнал/шум ( $n = 8–128$ ).

**Температурные зависимости эффективности электролюминесценции.** На рис. 1 приведены температурные зависимости эффективности излучения светодиода  $\eta_{\text{ext}} = L/J$ , измеренные при различных токах светодиода. При токах 0.4–10 мкА эффективность увеличивается с понижением температуры. Наиболее значительное увеличение эффективности наблюдается при охлаждении ниже  $\sim 150 \text{ К}$ . При увеличении тока наблюдается противоположная тенденция: эффективность уменьшается при охлаждении, причем при  $T < 150 \text{ К}$  наблюдается наиболее значительное падение эффективности, некоторое ее уменьшение заметно также при  $\sim 250 \text{ К}$ . В районе температур 150 и 250 К в области токов  $J \sim 100 \text{ мкА}$  кривые  $\eta_{\text{ext}}(T)$  имеют максимумы.

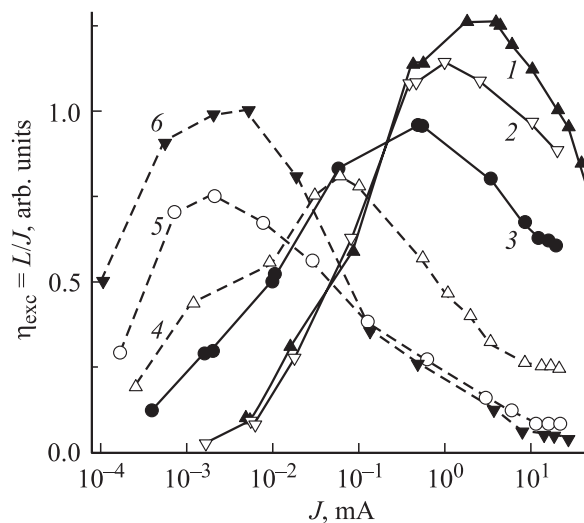
**Температурные зависимости тока.** На рис. 2 приведены температурные зависимости прямого тока светодиода. На кривых  $\lg J(T)$  видны ступени в области тех же температур, что и ступени на зависимостях  $\eta_{\text{ext}}(T)$ :

в районе 150 и 250 К. С ростом напряжения область слабой температурной зависимости тока расширяется в область низких температур.

**Зависимости эффективности электролюминесценции от тока.** На рис. 3 представлены токовые зависимости эффективности электролюминесценции. При комнатной температуре кривая  $\eta_{\text{ext}}(J)$  имеет максимум вблизи 2–4 мА. При понижении температуры максимум кривой  $\eta_{\text{ext}}(J)$  сдвигается в область меньших токов. Таким образом, наблюдается тенденция: эффективность при низких температурах при больших токах приближается к величине эффективности при комнатной температуре при малых токах.



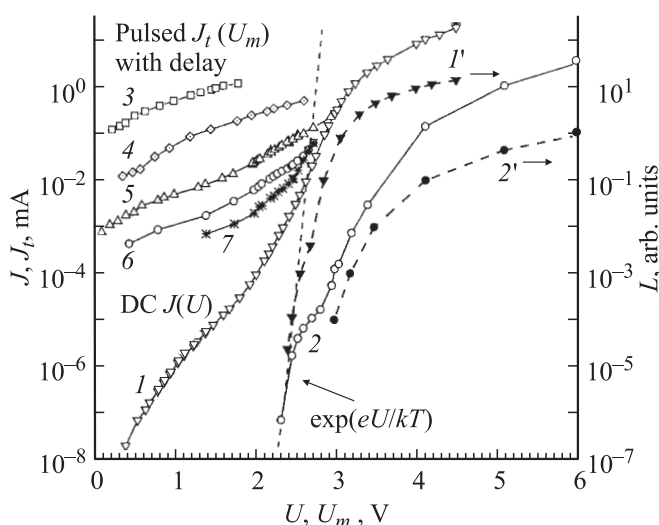
**Рис. 2.** Температурные зависимости прямого тока светодиода при постоянном напряжении.  $U, \text{В}$ : 1 — 2.7, 2 — 2.9, 3 — 3.12, 4 — 3.5, 5 — 4.05.



**Рис. 3.** Зависимости эффективности электролюминесценции голубого светодиода от прямого тока при различных температурах.  $T, \text{К}$ : 1 — 300, 2 — 222, 3 — 128, 4 — 110, 5 — 90, 6 — 78.

**Вольт-амперные и вольт-яркостные характеристики на постоянном напряжении.** На рис. 4 приведены  $J-U$  и  $L-U$ -характеристики. Прямые  $J-U$ -характеристики исследованных светодиодов, измеренные на постоянном напряжении (кривые 1, 2), близки к наблюдавшимся ранее для голубых светодиодов на основе GaN [6–8]. В работах [6–8] сделан вывод о доминировании туннелирования в механизме прохождения тока. Прямая  $J-U$ -характеристика светодиода в логарифмическом масштабе  $\lg J(U)$  при комнатной температуре (кривая 1) имеет характерное плечо в области напряжений  $\sim (1-2.3)$  В и токов 1 нА–1 мкА, которое обычно связывается в барьерных структурах на основе GaN с влиянием большого количества дислокаций и дефектов [8].

При 300 К резкий рост электролюминесценции наблюдается при напряжении „включения“  $U_{EL} \approx 2.4$  В (кривая 1'). Интенсивность электролюминесценции на начальном участке кривой  $\lg L(U)$  при токах  $J \lesssim 1$  мА, т.е. меньших тока, соответствующего максимуму на кривой  $\eta_{ext}(J)$ , может быть аппроксимирована экспонентой  $L \propto \exp(U/U_t)$ , где  $U_t = 26-52$  мВ. При напряжениях  $U < U_{EL}$  в светодиоде протекает ток, не дающий вклада в электролюминесценцию. Этот избыточный ток ( $\sim 2$  мкА при 2.4 В) линейно зависит от напряжения при малых напряжениях; при  $U \gtrsim 2$  В может быть аппроксимирован как  $J \propto \exp(U/U_t)$ , где  $U_t > 140$  мВ. В области токов  $\sim (1-20)$  мА наклон кривых  $\lg J(U)$  и  $\lg L(U)$  постепенно уменьшается, причем наклон кривых  $\lg L(U)$  становится меньше наклона кривых  $\lg J(U)$ , отражая уменьшение эффективности с током. Таким образом, максимальная квантовая эффективность соответствует наибольшему наклону кривой  $\lg J(U)$ . Подобная тенденция наблюдается и при низких температурах (кривые 2, 2').



**Рис. 4.** Вольт-амперные характеристики голубого светодиода при постоянном (1, 2), импульсном (3–7) напряжении и зависимости интенсивности излучения  $L$  от постоянного напряжения (1', 2') при  $T = 300$  (1, 3–7, 1') и 78 К (2, 2'). Время задержки, мкс: 3 — 0.05, 4 — 0.25, 5 — 1, 6 — 2, 7 — 4.

**Импульсные и высокочастотные вольт-амперные характеристики.** Зависимости величины переходного тока, измеренного с временами задержки 50 нс–4 мкс после фронта прямоугольных импульсов напряжения длительностью 1–100 мкс, от амплитуды импульса,  $J_t(U_m)$ , представлены на рис. 4 (кривые 3–7). Переходный ток при  $U_m \lesssim 2.3$  В по величине на несколько порядков превосходит постоянный ток, но приближается к постоянному в области рабочих токов. Кинетика переходного тока характеризуется растянутой экспонентой [5]. Перегибы на кривых  $\lg J(U)$ ,  $\lg J_t(U_m)$  наблюдаются в области одних и тех же напряжений. Отметим также, что зависимости активной компоненты малосигнального тока светодиода на частотах 1 МГц и 100 кГц от постоянного напряжения смещения, полученные с помощью измерений вольт-контактных характеристик, имеют подобный характер.

### 3. Обсуждение результатов

#### 3.1. Туннелирование и инжекция в светодиоде

**Избыточный туннельно-рекомбинационный ток при малых напряжениях,  $U < U_{EL}$ .** Основным механизмом прохождения тока в диодных структурах с квантовыми ямами InGaN считается туннелирование [6–8].

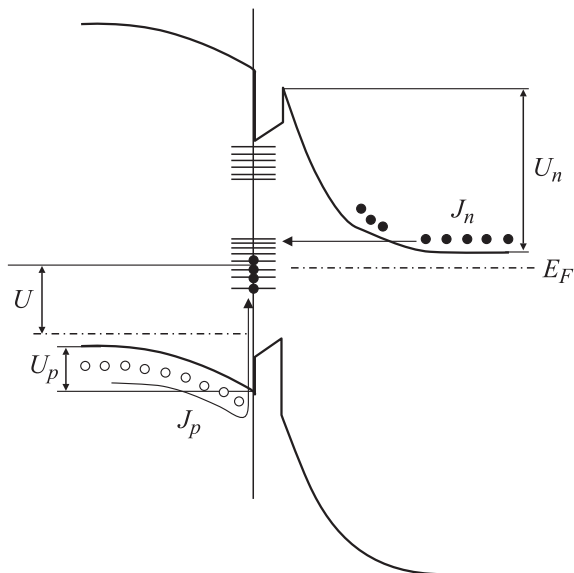
Для случая однородного распределения состояний по энергии в запрещенной зоне и рекомбинации в нейтральной области туннельно-рекомбинационный ток при прямом смещении  $p-n$ -перехода может быть записан как

$$J_{t-r} = J_0 \exp[(U - U_{bi})/U_t], \quad (1)$$

где  $U_{bi}$  — встроенное напряжение  $p-n$ -перехода,  $U_t \propto [N_a N_d / (N_a + N_d)]^{1/2}$ ,  $N_a$  и  $N_d$  — концентрации акцепторов в  $p$ -области и доноров в  $n$ -области соответственно [9].

Туннельный ток, наблюдающийся в исследованных диодах при малых напряжениях, резко растет вблизи напряжения „включения“  $U_{EL} \approx 2.4$  В. Избыточный ток при  $U < U_{EL}$ , не генерирующий свет, может быть связан с тем, что носители заряда минуют квантовую яму в пространстве энергий, туннелируя под квантовой ямой к гетерогранице InGaN/ $p$ -GaN с высокой плотностью состояний (рис. 5). Выраженные ступени на температурной зависимости тока при постоянном прямом напряжении (рис. 2) предполагают неоднородное распределение граничных состояний в запрещенной зоне и указывают на две группы состояний. Заметим, что причиной избыточного тока может быть также туннелирование по границам зерен.

В исследованных светодиодах  $n$ -GaIn легирован сильнее ( $N_d = 10^{18}$  см $^{-3}$ ), чем  $p$ -GaIn ( $N_a = 2 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ ). Учитывая большую эффективную массу дырок в GaN  $m_h = 2.2m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона) [10], можно предложить туннельно-рекомбинационную модель прохождения тока через гетероструктуру, включающую туннелирование электронов сквозь потенциальный



**Рис. 5.** Зонная схема светодиода.  $E_F$  — уровень Ферми,  $U_p$ ,  $U_n$  — потенциальные барьеры для дырок в  $p$ -области и электронов в  $n$ -области,  $J_n$  — туннельный ток электронов в  $n$ -области,  $J_p$  — термоактивационный ток электронов в  $p$ -области,  $U$  — прямое смещение.

барьер в  $n$ -GaN ( $J_n$  на рис. 5) и термическую активацию дырок над потенциальным барьером в  $p$ -GaN ( $J_p$  на рис. 5).

**Импульсные и статические вольт-амперные характеристики при  $U < U_{EL}$ .** Вид вольт-амперных характеристик, наблюдающихся для постоянного и переходного токов, подтверждает рассматриваемую модель. Как видно из рис. 4, характер нелинейности этих характеристик подобен, что типично для случая, когда захват носителей заряда играет определяющую роль при токопереносе.

Спад тока со временем после снижения барьера импульсным напряжением в начальный момент импульса при  $t = 0$  может быть вызван захватом электронов в незанятые локализованные состояния на внутренних поверхностях: на гетерогранице InGaN/GaN, на границах зерен и дислокациях в  $n$ -GaN. При малых прямых напряжениях рост отрицательного заряда на граничных состояниях,  $Q_i$ , компенсирует первоначальное понижение барьера для электронов.

**Туннельно-рекомбинационный ток при  $U > U_{EL}$ . Пиннинг уровня Ферми на гетерогранице InGaN/GaN и подавление инжекции в квантовую яму InGaN.** Увеличение прямого смещения должно приводить к постепенному насыщению центров захвата и увеличению инжекционного тока в квантовую яму. Сравнение зависимостей  $J(U)$  и  $J_i(U_m)$  позволяет сделать вывод о том, что ловушки на гетерогранице полностью заполняются при напряжении предельного заполнения ловушек  $U_{TFL} \approx 3$  В. Действительно, как видно из рис. 4, вблизи этого напряжения величина постоянного тока постепенно увеличивается до уровня импульсного тока. В этой области напряжений  $U \approx U_{TFL}$  наблюдается и

максимальная квантовая эффективность электролюминесценции.

При излучательной рекомбинации зона-зона рекомбинационный ток в  $p-i-n$ -структуре  $J \propto \exp(qU/kT)$  [11]. При комнатной температуре зависимость интенсивности света от напряжения (рис. 4, кривая  $I'$ ) близка к зависимости такого вида лишь при малых напряжениях ( $U \lesssim 2.7$  В). С ростом напряжения наклон кривых  $\lg L(U)$ , как и кривых  $\lg J(U)$ , уменьшается. При этом  $\partial \lg L/\partial U < \partial \lg J/\partial U$  и интенсивность света отстает от тока.

При  $U > U_{TFL}$  наблюдается уменьшение эффективности электролюминесценции, которое естественно связать с ограничением инжекции носителей заряда в квантовую яму при рекомбинации дырок с электронами, захваченными на локализованные состояния на гетерогранице. С ростом концентрации дырок на гетерогранице вновь начинают доминировать туннелирование и рекомбинация на гетерогранице, в результате доля компоненты инжекционного тока в квантовую яму в полном токе уменьшается. Учитывая, что

$$U_{bi} - U = U_n + U_p,$$

где  $U_n$  и  $U_p$  — высота потенциального барьера в  $n$ - и  $p$ -области соответственно, и согласно требованиям нейтральности  $Q_i = Q_n - Q_p$ , где  $Q_i$ ,  $Q_n = (2q\epsilon N_d N_n)^{1/2}$  и  $Q_p = (2q\epsilon N_a U_p)^{1/2}$  — заряд состояний на гетерогранице, заряд ионизованных примесей в обедненных  $n$ - и  $p$ -областях соответственно, легко получить для  $U_n$  и  $U_p$  при  $N_d \gg N_a$ :

$$U_n \approx \frac{Q_i^2}{2q\epsilon N_d}, \quad U_p \approx U_{bi} - \frac{Q_i^2}{2q\epsilon N_d} - U.$$

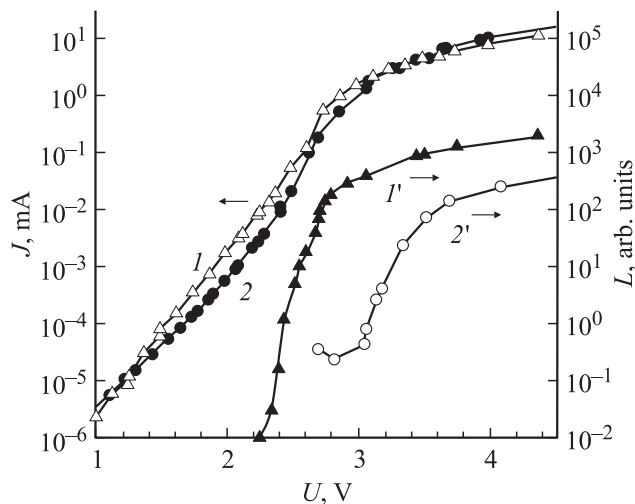
При доминировании рекомбинации на гетерогранице туннельный ток электронов  $J_n$  сквозь потенциальный барьер в  $n$ -GaN равен току дырок ( $J_p$ ), термически активированных над барьером в  $p$ -GaN. Учитывая (1), можно записать

$$J_{0r} \exp\left(-\frac{\alpha Q_i^2}{U_i}\right) = J_{0p} \exp\left[-\frac{q(U_{bi} - \alpha Q_i^2 - U)}{kT}\right], \quad (2)$$

где  $J_{0r}$ ,  $J_{0p}$  — плотности токов насыщения для барьеров в  $n$ - и  $p$ -области соответственно,  $\alpha = (2q\epsilon N_d)^{-1}$ . При  $U_i \gg kT/q$  получаем высоту барьера для электронов в  $n$ -области:

$$U_n \approx U_{bi} - \frac{kT}{q} \ln \frac{J_{0p}}{J_{0r}} - U. \quad (3)$$

В результате при  $U > U_{TFL}$  и  $U_i \gg kT/q$  практически все приращение напряжения падает на  $n$ -GaN. При этом рост плотности дырок на границе с напряжением замедляется. Отметим, что в отсутствие высокой плотности состояний на гетерогранице InGaN/GaN и токе гетероструктуры  $J \propto \exp(qU/kT)$  напряжение падало бы в основном на  $p$ -области вследствие более низкого уровня легирования, пока плотность дырок на границе  $p_i \propto \exp(qU/kT)$  не сравнялась бы с плотностью



**Рис. 6.** Вольт-амперные характеристики (1, 2) и зависимости интенсивности излучения от постоянного напряжения ( $I'$ ,  $2'$ ) голубых (1,  $I'$ ) и фиолетовых (2,  $2'$ ) светодиодов.

электронов на границе  $n_i$  [11]. Дальнейшее приращение напряжения распределялось бы между  $p$ - и  $n$ -областями поровну и  $J \propto p_i n_i \propto \exp(qU/kT)$  [11]. Рост туннельно-рекомбинационного тока,  $J_{t-r}$ , сопровождается более медленным ростом инжекционного тока, генерирующего свет. Используя (2) и (3), получаем для  $J_{t-r}$ :

$$J_{t-r} = J_{0r} (J_{0p}/J_{0r})^{kT/U_t} \exp\left(\frac{U_{bi} - U}{U_t}\right). \quad (4)$$

В результате снижения эффективности инжекции с ростом прямого напряжения при  $U > U_{TFL}$  эффективность электролюминесценции  $\eta_{ext}(J)$ , проходя через максимум при относительно малых токах,  $\sim (1-3)$  мА, значительно уменьшается при рабочих токах  $\sim 20$  мА.

Подтверждением влияния туннельно-рекомбинационных токов на интенсивность электролюминесценции являются следующие экспериментальные факты. В голубых диодах с большими избыточными токами ( $J > 0.1-0.2$  мА при 2.6 В) уменьшение квантовой эффективности начинается при меньших напряжениях и сопровождается насыщением интенсивности электролюминесценции, как иллюстрирует рис. 6, где приведены  $J-U$ - и  $L-U$ -характеристики такого диода.

Особенно ярко проявляется связь туннельно-рекомбинационного тока с квантовой эффективностью при больших напряжениях в фиолетовых диодах (длина волны максимума излучения  $\lambda_{max} \approx 400$  нм). В этих диодах из-за большей ширины запрещенной зоны в  $In_x Ga_{1-x} N$  напряжение, необходимое для генерации света (при доминировании туннельного механизма токопереноса  $U_{EL} \approx hv - (\mu_n + \mu_p)$ ,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  — энергии уровня Ферми  $E_F$  в  $n$ - и  $p$ -GaN соответственно), должно быть больше, чем в голубых светодиодах ( $\lambda_{max} = 465$  нм), на  $\Delta hv/q \approx 0.44$  В ( $\Delta hv$  — разность энергий квантов). Для фиолетовых диодов наблюдается сдвиг кривых  $\lg L(U)$

в область больших напряжений (см. рис. 6, кривая  $2'$ ), но для двух светодиодов наблюдаются близкие  $J-U$ -характеристики (ср. кривые 1 и 2). В этих диодах величина избыточного тока достигает 1–2 мА при  $U = 3-3.1$  В (кривая 2), что приводит даже к уменьшению интенсивности света с напряжением при токах  $< 1$  мА.

С понижением температуры туннельно-рекомбинационный ток при малых напряжениях уменьшается в результате уменьшения плотности дырок на гетерогранице InGaN/ $p$ -GaN и эффективность увеличивается, приближаясь к максимальной при  $U = U_{TFL}$ . Так как ловушки полностью заполнены, при дальнейшем росте напряжения практически все приращение напряжения падает на  $p$ -области в соответствии с уровнями легирования  $p$ - и  $n$ -GaN и плотность свободных и захваченных на гетерогранице дырок быстро растет с напряжением. Однако падение эффективности с ростом тока начинается уже при малых токах, так как при небольшом уменьшении  $U_n$  устанавливается равенство токов дырок и электронов, как это следует из (3), и практически все приращение напряжения вновь начинает падать на  $n$ -области. В результате инжекционный ток при увеличении смещения в области  $U > U_{TFL}$  подавляется. С повышением температуры плотность свободных и захваченных дырок на гетерогранице InGaN/GaN увеличивается и требуется более значительное уменьшение барьера для электронов  $U_n$ , чтобы уравновесить ток дырок с током электронов на состоянии гетерограницы. В результате при повышении температуры падение эффективности происходит при больших токах.

### 3.2. Возможные причины инжекционных потерь в светодиоде

Вероятной причиной туннельно-рекомбинационного тока на гетерогранице, подавляющего инжекцию, может быть сегрегация остаточных примесей. Так, известна сегрегация кислорода и водорода на протяженных дефектах в GaN [12,13]. Кислород является донором в объемном GaN, но создает глубокие акцепторные состояния на дислокациях в GaN, образуя комплексы с вакансиями галлия [14]. Известна способность кислород-водородных центров в объеме и на внешних и внутренних поверхностях твердых тел к захвату дырок при низких температурах. Это является движущей силой ступенчатых температурных изменений поверхностного изгиба зон и работы выхода в полупроводниках. Так, можно отметить общие закономерности в температурном поведении поверхностного изгиба зон в районе 220–250 и 150 К в Ge [15], Si [16] и GaAs [17], положительного встроенного заряда в окисле в полевых транзисторах на основе Si/SiO<sub>2</sub> [18], работы выхода металлов [19].

Отметим, что аналогичные закономерности температурного поведения емкости в диодах Шоттки на  $p$ -GaN наблюдались в [20] и связывались авторами с остаточным содержанием водорода после активационного отжига слоя  $p$ -GaN. Отметим, что в голубых светодиодах нами ранее также наблюдались подобные температурные зависимости емкости [8]. Такие закономерности

видны и в температурных зависимостях тока светодиода (рис. 2). Это позволяет связать поведение температурных зависимостей тока и квантовой эффективности  $\eta_{\text{ext}}(T)$  с изменением в районе температур 150 и 250 К зарядового состояния Н- и О-содержащих комплексов, ответственных за температурный ход уровня Ферми на гетерогранице InGaN/GaN.

#### 4. Заключение

Обнаружено, что температурное поведение эффективности электролюминесценции при малых и больших токах имеет противоположный характер. Аномальное уменьшение эффективности при охлаждении наблюдается для токов  $J \gtrsim 1$  мА, при токах  $J \lesssim 50$  мкА эффективность растет при температурах ниже 150 К. Это позволило связать температурные и токовые зависимости эффективности с туннельно-рекомбинационным механизмом избыточного тока, включающим туннелирование электронов сквозь потенциальный барьер в *n*-GaN, и термическую активацию дырок над барьером в *p*-GaN. При малых прямых напряжениях, как показали исследования переходных токов, доминирует захват электронов; при напряжениях, больших напряжения предельного заполнения ловушек, — интенсивная безызлучательная рекомбинация, ограничивающая рост с напряжением плотности дырок на гетерогранице. При комнатной температуре рост рекомбинационного тока опережает инжекционный ток, в результате эффективность мала при малых токах и увеличивается при охлаждении. Так как при охлаждении плотность свободных и захваченных дырок на гетерогранице InGaN/GaN уменьшается, для уравнивания потока дырок требуется меньший ток электронов, в результате чего туннельно-рекомбинационный ток является основной составляющей полного тока уже при малых токах светодиода, приводя к уменьшению квантовой эффективности.

#### Список литературы

- [1] T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura. Jap. J. Appl. Phys., **38**, 3976 (1999).
- [2] A. Hori, D. Yasunaga, A. Satake, K. Fujiwara. Appl. Phys. Lett., **79**, 3723 (2001).
- [3] X.A. Cao, S.F. LeBoeuf, L.B. Rowland, C.H. Yan, H. Liu. Appl. Phys. Lett., **82**, 3614 (2003).
- [4] I.A. Pope, P.M. Smowton, P. Blood, J.D. Thomson, M.J. Kappers, C.J. Humphreys. Appl. Phys. Lett., **82**, 2755 (2003).
- [5] Y.T. Rebane, N.I. Bochkareva, V.E. Bougrov, D.V. Tarkhin, Y.G. Shreter, E.A. Gironov, S.I. Stepanov, W.N. Wang, P.T. Chang, P.J. Wang. Proc. SPIE, **4996**, 113 (2003).
- [6] H.C. Casey, jr., J. Muth, S. Krishnankutty, J.M. Zavada, Appl. Phys. Lett., **68**, 2867 (1996).
- [7] P. Perlin, M. Osinski, P.G. Eliseev, V.A. Smagley, J. Mu, M. Banas, P. Sartori. Appl. Phys. Lett., **69**, 1680 (1996).
- [8] H. Morkoc. *Nitride Semiconductors and Devices* (Springer Verlag, Berlin-Heidelberg, 1999).
- [9] J.A. DelAlamo, R.M. Swanson. IEEE Electron Dev. Lett., **EDL-7**, 629 (1986).
- [10] J.S. Im, A. Moritz, F. Steuber, V. Harle, F. Scholz, A. Hangleiter. Appl. Phys. Lett., **70**, 631 (1997).
- [11] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965).
- [12] K.S.A. Butcher, H. Timmers, Afifuddin, P.P.-T. Chen, T.D.M. Weijers, E.M. Goldys, T.L. Tanslay, R.G. Elliman, J.A. Freitas, jr. J. Appl. Phys., **92**, 3397 (2002).
- [13] I. Arslan, N.D. Browning. Phys. Rev. Lett., **91**, 165 501 (2003).
- [14] J. Elsner, R. Jones, M.I. Heggie, P.K. Sitch, M. Haugk, Th. Frauenheim, S. Oberg, P.R. Briddon. Phys. Rev. B, **58**, 12 571 (1998).
- [15] А.В. Ржанов. *Электронные процессы на поверхности полупроводников* (М., Наука, 1971).
- [16] С.И. Кириллова, М.Д. Моин, В.Е. Примаченко, С.В. Свечников, В.А. Чернобай. ФТП, **26**, 1399 (1992).
- [17] Ю.В. Дубровский, С.В. Морозов. Поверхность. Физика, химия, математика, № 9, 143 (1987).
- [18] D.L. Griscom. Phys. Rev. B, **40**, 4224 (1989).
- [19] A. Spitzer, A. Rotz, H. Luth. Surf. Sci., **152/153**, 543 (1989).
- [20] J.W. Huang, T.F. Kuech, H. Lu, I. Bhat. Appl. Phys. Lett., **68**, 2392 (1996).

Редактор Л.В. Шаронова

#### Tunnel-recombination currents and efficiency of electroluminescence in InGaN/GaN light-emitting diodes

N.I. Bochkareva, E.A. Zhirnov\*, A.A. Efremov<sup>†</sup>, Y.T. Rebane, R.I. Gorbunov, Y.G. Shreter

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

\* Department of Physics, Bath University,  
Bath BA2 7AY, UK

<sup>†</sup> St. Petersburg State Polytechnical University,  
194251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The mechanism of injection losses in light-emitting diodes with a *p*-GaN/InGaN/*n*-GaN quantum well is being analyzed using measurements of temperature and current dependencies of external quantum efficiency in the temperature range 77–300 K as well as transient current measurements. Results are interpreted on the base of tunneling-recombination model of excess current, involving tunneling of electrons through the potential barrier in *n*-GaN and the thermal activation of holes over the barrier in *p*-GaN. At low forward bias the capture of electrons in the interface states dominates. The excess current rises when both the hole density at the InGaN interface and the rate of their recombination with trapped electrons increase with the bias. The charge carrier injection in the quantum well is suppressed due to the tunnel-recombination current resulting in a decreased efficiency at high current densities and low temperatures. The Fermi-level pinning is associated with the decoration of interfaces, grain boundaries and dislocations by impurity complexes.