

# Спектры и квантовый выход излучения светодиодов с квантовыми ямами на основе гетероструктур из GaN — зависимость от тока и напряжения\*

© В.Е. Кудряшов, С.С. Мамакин, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович<sup>¶</sup>, А.Н. Ковалев<sup>+</sup>, Ф.И. Маняхин<sup>+</sup>

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет),  
119899 Москва, Россия

<sup>+</sup> Московский институт стали и сплавов,  
117936 Москва, Россия

(Получена 27 ноября 2000 г. Принята к печати 29 ноября 2000 г.)

Исследованы квантовый выход и спектры люминесценции светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами в диапазоне токов  $J = 10^{-6} - 10^{-1}$  А. Светодиоды фирмы Hewlett Packard имели небольшой разброс квантового выхода излучения ( $\pm 15\%$ ) при рабочих токах ( $J \approx 10$  мА). Различия связаны с разной зависимостью интенсивности излучения от тока и напряжения вследствие различия распределения заряженных центров в области пространственного заряда структур и разной роли туннельной компоненты тока при малых напряжениях. При  $J \lesssim 100$  мкА в диодах с малой толщиной области пространственного заряда ( $\lesssim 120$  нм) обнаружена полоса туннельного излучения, энергетическое положение максимума которой  $\hbar\omega_{\max} = 1.92 - 2.05$  эВ соответствует напряжению. Положение основного максимума  $\hbar\omega_{\max} = 2.35 - 2.36$  эВ в спектрах при малых токах ( $J = 0.05 - 0.5$  мА) не зависит от напряжения и объясняется излучательными переходами в локализованных состояниях. Спектральная полоса сдвигается с током при  $J > 1$  мА ( $\hbar\omega_{\max} = 2.36 - 2.52$  эВ); форма полосы описана в модели заполнения хвостов двумерной плотности состояний, обусловленных флуктуациями потенциала. Рассчитана энергетическая диаграмма структуры с множественными квантовыми ямами, которая объясняет 4 параметра модели рекомбинации в хвостах двумерной плотности состояний.

## 1. Введение

Проблемы механизмов рекомбинации в светодиодах (СД) на основе сложных гетероструктур типа InGaIn/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами [1] подробно обсуждались в работах [2–6], а также в работах [7–9]. В [2–5] были исследованы СД с одиночными и множественными квантовыми ямами (ОКЯ и МКЯ), присланные из лабораторий фирм Nichia и Toyota Gosei.

В настоящей статье изложены результаты исследований зеленых СД с МКЯ из лаборатории фирмы Hewlett Packard. Было интересно исследовать спектры излучения, вольт-амперные характеристики (ВАХ) и динамические вольт-фарадные характеристики (ВФХ) в широком диапазоне токов  $J$  с целью установить корреляцию между квантовым выходом излучения при рабочих токах ( $J \approx 10$  мА), распределением заряженных центров в области пространственного заряда и ролью туннельной компоненты тока.

Для обсуждения результатов и количественного анализа формы спектров оказалось необходимым рассчитать энергетическую диаграмму гетероструктур типа InGaIn/AlGaIn/GaN с МКЯ и использовать различные модели излучательной рекомбинации, в частности модель рекомбинации в двумерных (2D) структурах с хвостами плотности состояний.

\* Работа частично доложена на 3-м Всероссийском совещании "Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы" (М., МГУ, 1999), на 3-й Международной конференции по нитридным полупроводникам (ICNS-3, Montpellier, 1999) и на 4-м Европейском совещании по нитриду галлия (EGW-4, Nottingham, 2000).

<sup>¶</sup> E-mail: yunovich@scn175.phys.msu.su

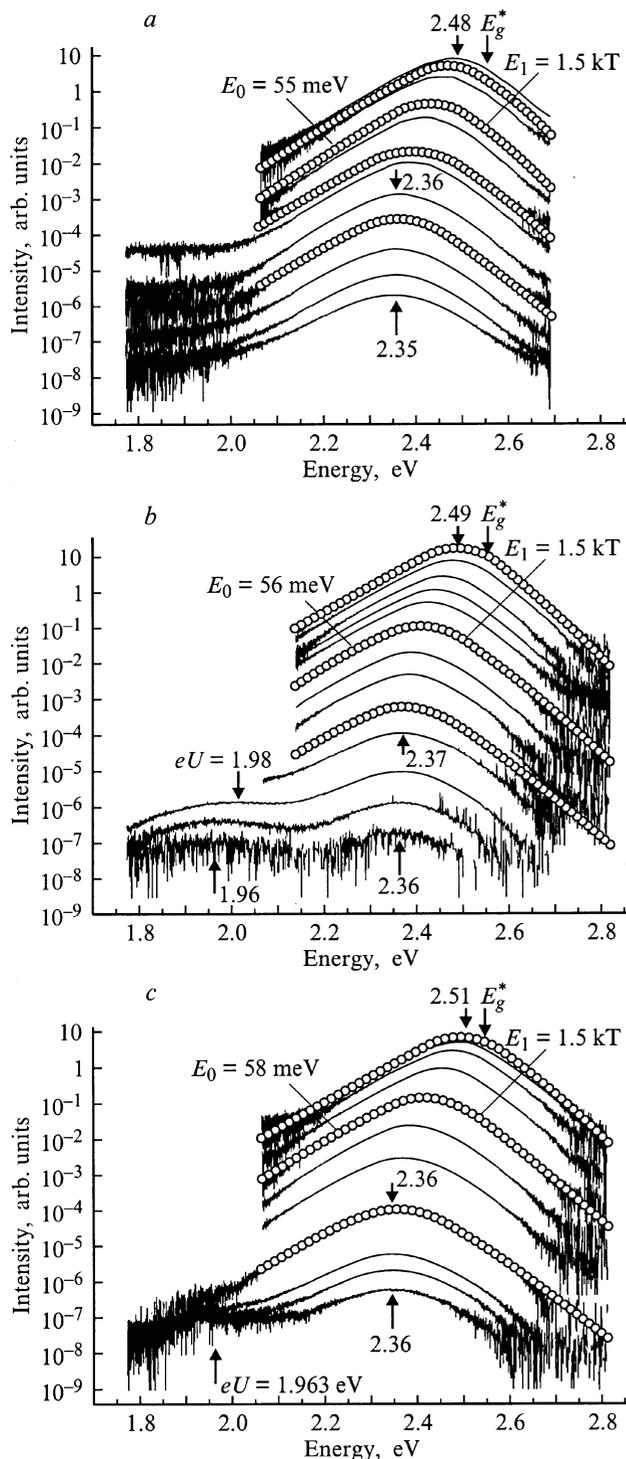
## 2. Методика эксперимента

Были исследованы образцы зеленых СД на основе гетероструктур In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/Al<sub>y</sub>Ga<sub>1-y</sub>N/GaN [6], выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировых подложках. Активным слоем в структурах были МКЯ In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN ( $x \approx 0.30 - 0.35$ , 5 периодов, период  $< 8$  нм). Образцы были разделены на 3 группы по 20 штук в каждой, различающиеся по силе света при токе  $J = 10$  мА ( $\pm 10\%$ ): 1.2 кд ( $Q$ ), 1.0 кд ( $N$ ) и 0.9 кд ( $P$ ). Было исследовано несколько СД из каждой группы; подробные данные при комнатной температуре в диапазоне токов  $J = 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-2}$  А получены для 2 СД из каждой группы. Методика измерений спектров люминесценции и электрических свойств описана в работах [2,4]. Внешний квантовый выход излучения  $\eta_e(J)$  и коэффициент полезного действия  $\eta_p(J)$  СД определялись из измерений мощности излучения.

## 3. Экспериментальные результаты

### 3.1. Спектры люминесценции светодиодов при постоянных токах

Спектры излучения СД ( $Q$ ,  $N$ ,  $P$ ) при комнатной температуре имели максимумы в интервале энергий  $\hbar\omega_{\max} = 2.35 - 2.52$  эВ и ширину на половине высоты  $\Delta\hbar\omega_{1/2} \approx 0.21 - 0.23$  эВ (по шкале длин волн  $\Delta\lambda_{1/2} = 36 - 38$  нм) (рис. 1). Для СД типа  $Q$  спектры показаны для токов от  $J \approx 1.25$  мкА (1,  $a$ ), для  $N$  — от 20 мкА (1,  $b$ ), для  $P$  — от 60 мкА (1,  $c$ ).



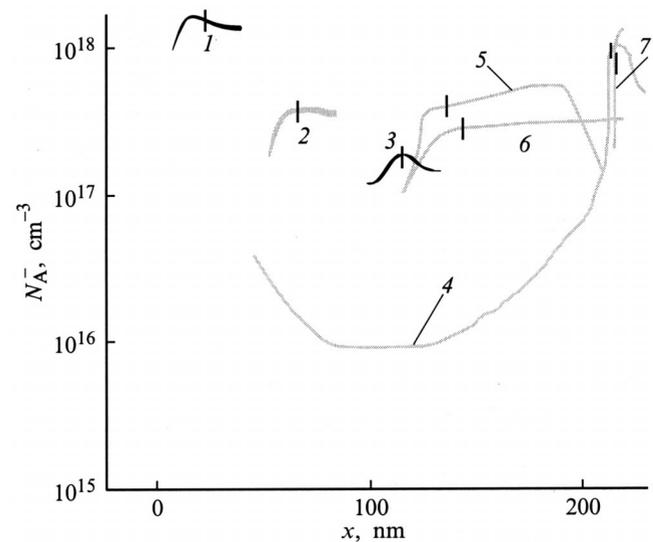
**Рис. 1.** Спектры электролюминесценции СД с множественными квантовыми ямами типов  $Q$  (a),  $N$  (b),  $P$  (c) и их аппроксимация (точки). a: спектры (снизу вверх) соответствуют токам  $J = 1.25, 2.5, 5, 10, 20, 50$  мкА,  $0.1, 0.5, 1, 5, 10, 20$  мА, аппроксимация —  $J = 10$  мкА,  $0.1, 1, 10$  мА. b: спектры (снизу вверх) соответствуют токам  $J = 20, 30, 50, 100$  мкА,  $0.15, 0.2, 0.3, 0.5, 1, 2, 3, 5, 10, 15$  мА, аппроксимация —  $J = 0.15, 1, 15$  мА. c: спектры (снизу вверх) соответствуют токам  $J = 60, 80$  мкА,  $0.1, 0.2, 0.5, 1, 2, 5, 10, 15, 20$  мА, аппроксимация —  $J = 0.2, 2, 20$  мА. Стрелками показаны характерные значения энергий, обсуждаемые в тексте.

В зависимости от  $J$  в спектрах можно выделить три области. Спектральные максимумы сдвигаются с напряжением при больших токах ( $J > 1$  мА,  $\hbar\omega_{\max} = 2.35\text{--}2.52$  эВ). Это наблюдалось и ранее для зеленых СД с ОКЯ и МКЯ [2–6]. Эта основная полоса в спектрах описывается в модели излучательной рекомбинации в хвостах 2D плотности состояний, обусловленных флуктуациями потенциала [2–6]. В области  $0.1 < J < 1$  мА максимумы не зависели от тока,  $\hbar\omega_{\max} = 2.35\text{--}2.36$  эВ.

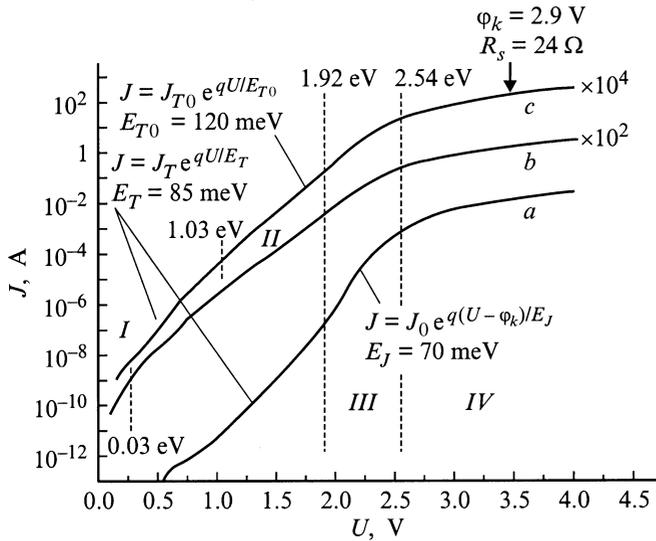
В области малых токов интенсивности излучения для диодов из разных групп отличаются на два-три порядка. При  $J < 70$  мкА для диодов  $N$  и  $P$  была обнаружена слабая спектральная полоса, положение максимума которой сдвигается приблизительно так же, как и напряжение на диоде,  $\hbar\omega_{\max} = 1.92\text{--}2.04$  эВ. Эта полоса аналогична исследованной ранее полосе туннельного излучения для голубых светодиодов с ОКЯ в области  $\hbar\omega_{\max} = 2.1\text{--}2.3$  эВ [3].

### 3.2. Вольт-амперные характеристики и распределение зарядов в структуре

Распределение концентрации заряженных акцепторных центров ( $N_A^-$ ) в зависимости от расстояния ( $x$ ) показано на рис. 2 для диодов  $Q$ ,  $N$  и  $P$  (на рисунке слева от  $x = 0$  —  $n$ -область). Оно было определено из измерений динамической емкости (см. методику в [5]). Распределение зарядов показывает существование в гетероструктуре компенсированной области и областей пространственного заряда, что важно для последующего обсуждения (п. 4.1.1). Компенсированная область ( $80\text{--}150$  Å) больше, чем в диодах с ОКЯ [2,3]. Ширина



**Рис. 2.** Распределение заряженных центров в зависимости от расстояния  $N_A^-(x)$  в  $p$ -области светодиодов: 1, 2 — голубой и зеленый СД с ОКЯ (Nichia); 3, 4 — голубой и зеленый СД с МКЯ (Toyota Gosei); 5, 6, 7 — зеленые СД с МКЯ  $N$ ,  $P$ ,  $Q$  (Hewlett Packard).



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики СД *Q* (*a*), *P* (*b*), *N* (*c*). Для кривых *b* и *c* шкала ординат смещена соответственно на 2 и 4 десятичных порядка. Вертикальными линиями отмечены характерные значения напряжений, обсуждаемые в тексте.

компенсированной области для диодов *N* и *P* при нулевом напряжении,  $U = 0$ , ( $\lesssim 120 \text{ \AA}$ ) меньше, чем для диодов *Q* ( $\sim 200 \text{ \AA}$ ). Диоды разных серий различаются и концентрацией заряженной примеси в *p*-области:  $2 \cdot 10^{17}$ ,  $5 \cdot 10^{17}$  и  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  для образцов *P*, *N* и *Q* соответственно. Распределение зарядов для СД *Q* близко к данным для зеленых СД фирмы Toyota Gosei [5].

Вольт-амперные характеристики СД из трех групп (*Q*, *N*, *P*) представлены на рис. 3. На кривых можно выделить четыре области, разграниченные особыми точками по напряжению  $U$ . В области  $U = 1.92\text{--}2.54 \text{ В}$  (область III) во всех трех типах СД доминирует инжекционный механизм; ВАХ имеет наклон  $E_J = dU/d(\ln J) \approx 70\text{--}80 \text{ мэВ}$ . Выше по напряжению лежит область IV, в которой сказывается последовательное сопротивление  $R_s \approx 20 \text{ Ом}$ . Область II туннельной излучательной рекомбинации присутствует в СД *N* от 1.03 до 1.92 В и в СД *P* в более широком диапазоне, от 0.3 В (доли нА) до 1.92 В; наклон ВАХ здесь равен  $E_{T0} \approx 120 \text{ мэВ}$ . В СД *Q* туннельная излучательная полоса не проявляется из-за более широкой компенсированной области (рис. 1, *a*, 2). При меньших токах лежит область I туннельной безызлучательной рекомбинации; в этой области ВАХ имеет одинаковый наклон  $E_T \approx 85 \text{ мэВ}$  для всех типов СД.

### 3.3. Квантовый выход излучения в зависимости от напряжения и тока

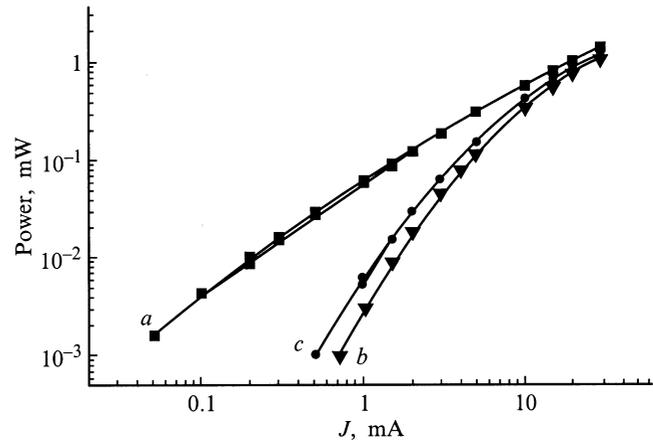
На рис. 4 показана зависимость мощности излучения от тока для трех СД (*Q*, *N* и *P*), а на рис. 5 — определенные из этих данных зависимости коэффициента полезного действия,  $\eta_p(J) = \eta_e(J)\hbar\omega_{\max}/\text{эВ}$ , от тока. Эта зависимость немонотонна и максимум  $\eta_p$  приходится

на напряжение  $U = 2.6\text{--}3.2 \text{ В}$ . Следует заметить, что максимум  $\eta_p$  для СД *Q* больше ( $\eta_{\max} = 1.8\text{--}2.4\%$ ) и имеет место при меньших токах ( $J \approx 0.5\text{--}1.0 \text{ мА}$ ), чем для СД *N* и *P* ( $J \approx 8\text{--}12 \text{ мА}$ ;  $\eta_{\max} = 1.2\text{--}1.4\%$ ). Связь  $\eta_e(J)$  с параметрами описания спектров обсуждается далее (см. п. 4.4).

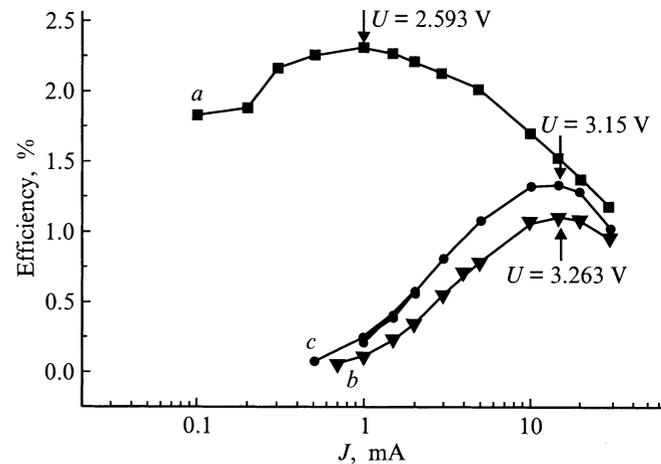
## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. Энергетическая диаграмма гетероструктур

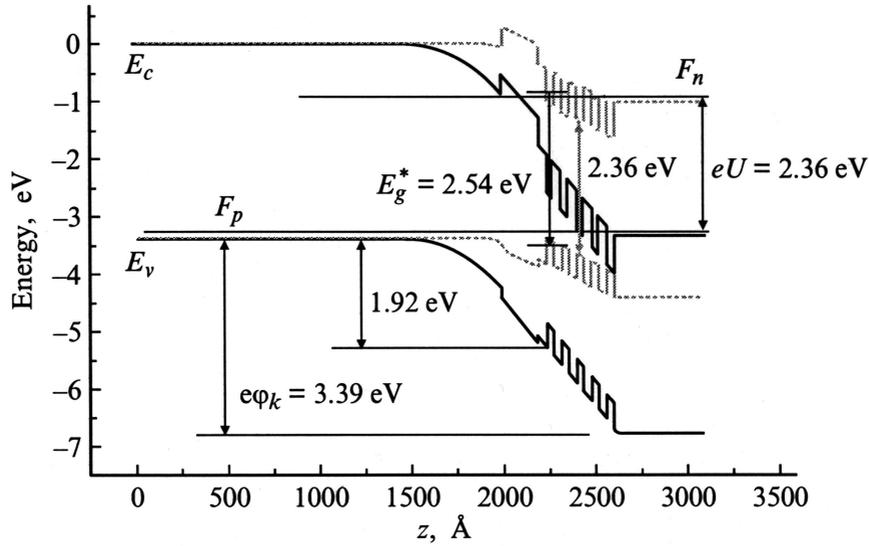
Работы [7,8] показали, что гетероструктуры могут быть сильно неоднородными, особенно это относится к распределению In в квантовой яме. В слоях InGaN может происходить разделение твердого раствора на фазы с различным содержанием In. Такая неоднородность может приводить к флуктуациям потенциала и ширины запрещенной зоны по плоскости квантовой ямы (микрон неоднородности) или к возникновению "квантовых точек", "квантовых островков" или сегментированных квантовых ям (макрон неоднородности).



**Рис. 4.** Мощность излучения СД *Q* (*a*), *P* (*b*), *N* (*c*) в зависимости от тока.



**Рис. 5.** Коэффициент полезного действия СД *Q* (*a*), *P* (*b*), *N* (*c*) в зависимости от тока.



**Рис. 6.** Энергетическая диаграмма гетероструктуры AlGaIn/GaN с квантовыми ямами. Пунктирная линия — диаграмма при прямом напряжении  $U = 2.36$  В. Стрелками показаны характерные значения энергий, обсуждаемые в тексте.

Спектры электролюминесценции СД хорошо описывались двумерной моделью, в которой были учтены флуктуации потенциала [2–6]. Поэтому для расчета энергетической диаграммы гетероструктуры мы будем использовать двумерную модель. Флуктуации потенциала оценим варьированием параметров двумерной модели (и таким образом учтем существенную роль микронеоднородностей).

**4.1.1. Распределение потенциалов.** Падение потенциала в  $p$ – $n$ -переходе было рассчитано в предположении, что в структуре имеются три области [4–6]: области пространственного заряда со стороны  $p$ - и  $n$ -слоев, компенсированная  $i$ -область постоянного электрического поля  $E_{\max}$  между ними. Предполагалось, что концентрации заряженных доноров  $\text{Si}^+$  и акцепторов  $\text{Mg}^-$  в областях пространственного заряда постоянны.

Падения потенциалов  $\varphi_n$  и  $\varphi_p$  в  $n$ - и  $p$ -области в таком предположении обратно пропорциональны концентрациям доноров ( $N_d^+ \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и акцепторов ( $N_a^- \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ):  $\varphi_n/\varphi_p = N_a^-/N_d^+$ . Поскольку  $N_d^+ \gg N_a^-$ , большая часть контактного потенциала  $\varphi_k$  падает в  $p$ -области. Величина  $\varphi_p$  соответствует барьеру в слоях  $p$ -GaN/ $p$ -AlGaIn, который необходимо преодолеть дыркам, чтобы попасть в активную область с квантовыми ямами (рис. 6).

Строгий расчет должен принимать во внимание изменение с потенциалом (соответственно с расстоянием) степени заполнения акцепторных состояний дырками, поскольку энергия ионизации Mg в GaN достаточно велика:  $\Delta E_A(\text{Mg}) = 0.22$  эВ [1]. В наших расчетах эффективная энергия ионизации акцепторов была выбрана так ( $E_A^* = 0.08$  эВ), чтобы рассчитанная величина  $N_a^-$

совпала с экспериментально полученной из измерений емкости  $N_a^- \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

**4.1.2. Разрывы зон на гетерограницах.** Ширина запрещенной зоны тройных соединений  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  и  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$  может быть вычислена по соотношениям [9]:

$$\begin{aligned} E_g(\text{InGaIn}) &= xE_g(\text{InN}) + (1-x)E_g(\text{GaN}) \\ &\quad - b(\text{InGaIn})x(1-x), \\ E_g(\text{AlGaIn}) &= yE_g(\text{AlN}) + (1-y)E_g(\text{GaN}) \\ &\quad - b(\text{AlGaIn})y(1-y), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $E_g(\text{GaN}) = 3.4$  эВ,  $E_g(\text{InN}) = 1.9$  эВ,  $E_g(\text{AlN}) = 6.22$  эВ — ширина запрещенной зоны бинарных соединений;  $x$  и  $y$  — молярное содержание соответственно In и Al в тройных твердых растворах;  $b(\text{InGaIn}) = 3$  эВ и  $b(\text{AlGaIn}) = 0.5$  эВ — параметры параболического прогиба зависимостей  $E_g(x)$ ,  $E_g(y)$ . Мы используем значения  $b$ , наиболее близко описывающие последние экспериментальные данные работы [9].

Соотношения между разрывами зоны проводимости и валентной зоны на гетерограницах, приводимые в литературе, противоречивы. Расчеты проведены в предположении, что разрывы зоны проводимости  $\Delta E_c$  и валентной зоны  $\Delta E_v$  на гетерограницах GaN с твердыми растворами  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ ,  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  —  $\Delta E_c(\text{GaN/AlGaIn})$ ,  $\Delta E_c(\text{GaN/InGaIn})$ ,  $\Delta E_v(\text{GaN/AlGaIn})$ ,  $\Delta E_v(\text{GaN/InGaIn})$  — можно рассчитать по данным [10] для гетерограниц AlN/GaN и GaN/InN:

$$\begin{aligned} \Delta E_v(\text{GaN/AlGaIn})/\Delta E_c(\text{GaN/AlGaIn}) &= 0.3/0.7, \\ \Delta E_v(\text{GaN/InGaIn})/\Delta E_c(\text{GaN/InGaIn}) &= 0.4/0.6. \end{aligned} \quad (2)$$

Разрывы зоны проводимости и валентной зоны на гетерограницах GaN/InGaN и GaN/AlGaN

$E_g(\text{GaN}), \text{эВ}$	$x$	$E_g(\text{InGaN}), \text{эВ}$	$\Delta E_g(\text{GaN/InGaN}), \text{эВ}$	$\Delta E_v(\text{GaN/InGaN}), \text{эВ}$	$\Delta E_c(\text{GaN/InGaN}), \text{эВ}$
3.40	0.2	2.62	0.78	0.312	0.468
	0.3	2.32	1.08	0.432	0.648

$E_g(\text{GaN}), \text{эВ}$	$y$	$E_g(\text{AlGaN}), \text{эВ}$	$\Delta E_g(\text{GaN/AlGaN}), \text{эВ}$	$\Delta E_v(\text{GaN/AlGaN}), \text{эВ}$	$\Delta E_c(\text{GaN/AlGaN}), \text{эВ}$
3.40	0.2	3.884	0.484	0.145	0.339

При этом разрывы запрещенных зон на гетерограницах  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N/GaN}$  и  $\text{GaN/In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  соответственно равны:

$$\begin{aligned} & \Delta E_c(\text{GaN/AlGaN}) + \Delta E_v(\text{GaN/AlGaN}) \\ &= \Delta E_g(\text{GaN/AlGaN}) = E_g(\text{AlGaN}) - E_g(\text{GaN}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \Delta E_c(\text{GaN/InGaN}) + \Delta E_v(\text{GaN/InGaN}) \\ &= \Delta E_g(\text{GaN/InGaN}) = E_g(\text{GaN}) - E_g(\text{InGaN}). \quad (3) \end{aligned}$$

Принято также, что разрывы зон не зависят от порядка следования материалов, т.е.  $\Delta E_{c,v}(\text{AlGaN/GaN}) = \Delta E_{c,v}(\text{GaN/AlGaN})$ ,  $\Delta E_{c,v}(\text{GaN/InGaN}) = \Delta E_{c,v}(\text{InGaN/GaN})$ . Вообще говоря, разрывы зон зависят от последовательности материалов в гетероструктуре [10]. Мы пренебрежем этим для твердых растворов с небольшим содержанием Al ( $y = 0.1-0.2$ ) и In ( $x = 0.1-0.3$ ) и, следовательно, со сравнительно небольшими разрывами:  $\Delta E_g(\text{GaN/InGaN}) = 0.78-1.08 \text{ эВ}$ ,  $\Delta E_g(\text{GaN/AlGaN}) = 0.484 \text{ эВ}$ . Результаты расчетов представлены в таблице.

#### 4.1.3. Эффективная ширина запрещенной зоны.

Активная зона гетероструктуры состоит из одной или нескольких квантовых ям InGaN (в нашем расчете — 5), разделенных барьерами GaN; ширина запрещенной зоны рассчитывалась по формулам (1).

Соответственно, для СД при комнатной температуре ( $x = 0.2-0.35$ ,  $T = 300 \text{ К}$ )  $E_g(\text{InGaN}) = 2.32-2.62 \text{ эВ}$  (см. таблицу, рис. 6). Величина эффективной ширины запрещенной зоны  $E_g^*$ , кроме зависимости  $E_g(x, T)$ , зависит от положения первых уровней размерного квантования для электронов и дырок в ямах  $\Delta E_{c1}$  и  $\Delta E_{v1}$ , от изменений энергий вследствие деформации  $\Delta E_p$ , от пьезоэлектрических полей  $\Delta E_{pe}$ , от случайных полей заряженных примесей  $\Delta E_{DA}$  и от кулоновского взаимодействия электронов и дырок  $\Delta E_{exc}$  [2]:

$$\begin{aligned} E_g^* &= E_g(\text{InGaN}) + \Delta E_{c1} + \Delta E_{v1} + \Delta E_p \\ &+ \Delta E_{pe} + \Delta E_{DA} - \Delta E_{exc}. \quad (4) \end{aligned}$$

Уровни размерного квантования для электронов и дырок в ямах InGaN, разделенных барьерами GaN, можно получить решением уравнения Шредингера в одномерной модели. Множественность квантовых ям приводит к размытию уровней в минизоны. При ширине барьеров  $D_b > 35 \text{ \AA}$  минизоны имеют ширину менее  $1.5 \text{ мэВ}$ . С этой погрешностью возможно использовать значения  $E_g^*$  из решения уравнений для одиночной прямоугольной квантовой ямы. Вообще говоря, форма ямы изменяется пьезоэлектрическими полями [11], анализ этого влияния здесь не проводится. Зависимости  $E_g^*$  от ширины ямы  $D_w$  для  $x = 0.25, 0.30$  и  $0.35$ , рассчитанные по формулам (4), приведены на рис. 7. Для  $x = 0.3$  и ширины ям  $D_w = 30 \text{ \AA}$  уровни размерного квантования электронов находятся на расстоянии  $\Delta E_{c1} = 0.17 \text{ эВ}$  от дна зоны проводимости. Уровни размерного квантования для дырок, вследствие сравнительно больших эффективных масс, выше края валентной зоны  $E_v$  на величину  $\Delta E_{v1} = 0.08 \text{ эВ}$ ; в активном слое МКЯ  $E_g^* = 2.52-2.54 \text{ эВ}$ .

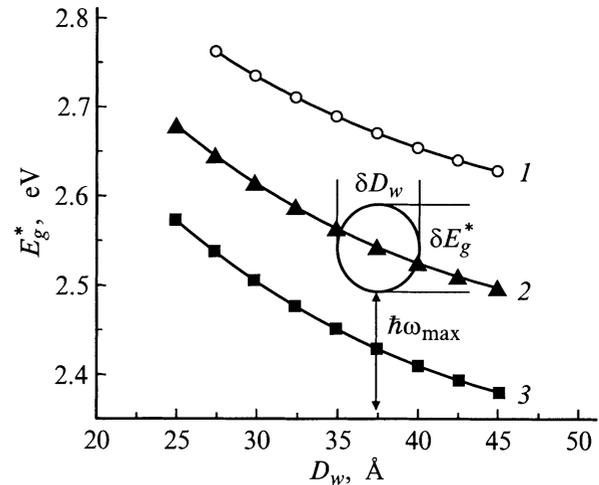


Рис. 7. Зависимость эффективной ширины запрещенной зоны  $E_g^*$  от ширины квантовой ямы  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  согласно расчету по формуле (4) с учетом первых трех членов —  $E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N})$ ;  $\Delta E_{c1}$ ,  $\Delta E_{v1}$ . 1 —  $x = 0.25$ , 2 —  $x = 0.30$ , 3 —  $x = 0.35$ . Эллипс соответствует флуктуациям величин  $E_g^*$ ,  $D_w$ ; стрелкой показано положение максимума движущейся спектральной полосы  $\hbar\omega_{\text{max}}$ .

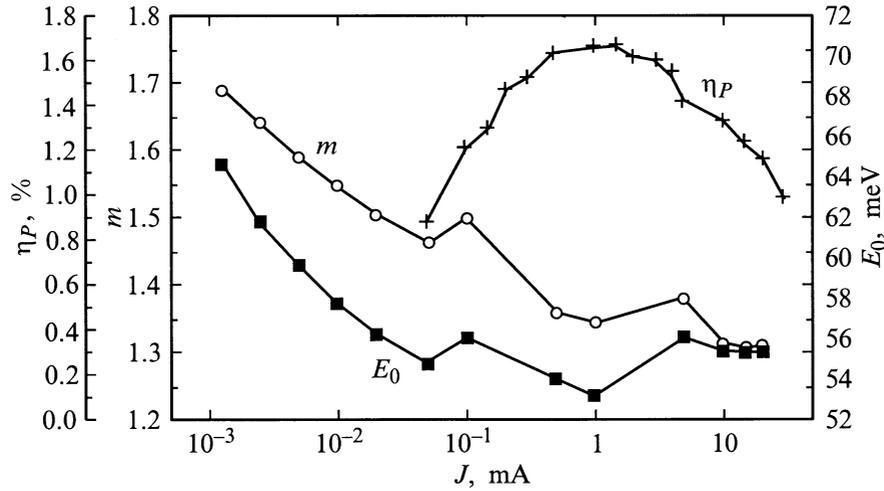


Рис. 8. Корреляция зависимости коэффициента полезного действия  $\eta_P$  от тока  $J$  с параметрами модели описания спектров  $E_0, m$  для СД  $Q$  (образец  $Q11$ ).

Флуктуации эффективной ширины запрещенной зоны  $\delta E_g^*$  обуславливаются в основном флуктуациями содержания индия  $\delta x$  и размытием уровней размерного квантования за счет флуктуаций ширины ямы  $\delta D_w$  — см. (1), (4):

$$\delta E_g^* = \sqrt{\left(\frac{\partial E_g^*}{\partial D_w} \delta D_w\right)^2 + \left(\frac{\partial E_g^*}{\partial x} \delta x\right)^2}. \quad (5)$$

Исходя из (1) и рис. 7 получаем для зависимости  $E_g^*(x, D_w)$  в точке  $x = 0.3$ ,  $D_w = 35 \text{ \AA}$  наклоны  $\partial E_g^*/\partial D_w = 9.26 \text{ мЭВ/\AA}$ ,  $\partial E_g^*/\partial x = 2.377 \text{ эВ}$ .

Флуктуации ширины ямы  $\delta D_w$  определяются шероховатостью гетерограниц и мерой их является постоянная решетки  $a_{\parallel} = 5.185 \text{ \AA}$  [1]. Для  $\delta D_w = a_{\parallel}$  имеем  $\delta E_g^* = 48 \text{ мЭВ}$ . Для  $\delta x = 1\%$  получаем  $\delta E_g^* = 24 \text{ мЭВ}$  и среднестатистические флуктуации ширины запрещенной зоны  $\delta E_g^* = 53 \text{ мЭВ}$ .

#### 4.2. Модель рекомбинации в хвостах 2D плотности состояний

Модель рекомбинации в хвостах 2D плотности состояний подробно обсуждалась в [4]. Она предполагает, что спектральная интенсивность излучения пропорциональна комбинации 2D плотности состояний вблизи краев зон, имеющих хвосты плотности состояний ( $N^{2D}$ ), и функциям заполнения состояний  $f_c$  и  $f_v$ :

$$I(\hbar\omega) \propto N^{2D}(\hbar\omega - E_g^*) \cdot f_c(\hbar\omega, kT, F_n) \times [1 - f_v(\hbar\omega, kT, F_p)],$$

$$N^{2D} \propto [1 + \exp(\hbar\omega - E_g^*)/E_0]^{-1}. \quad (6)$$

Формула (6) хорошо описывает спектры СД на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами [2–6], но имеет 6 параметров.

В области рабочих токов функция заполнения электронных состояний  $f_c(\hbar\omega, kT, F_n)$  вблизи  $E_c$  близка к 1. Принимая такое упрощение, получаем 4-параметрическую модель описания формы спектров. Важно, что параметры энергетической диаграммы (п. 4.1) дают ясный физический смысл параметрам в формулах (6).

1)  $E_g^* = 2.5\text{--}2.7 \text{ эВ}$  — эффективная ширина запрещенной зоны, соответствующая расстоянию между уровнями размерного квантования в ямах;

2)  $E_0 = 50\text{--}60 \text{ мЭВ}$  — показатель экспоненциального спада комбинированной 2D плотности состояний; его величина соответствует флуктуациям:  $E_0 \approx \delta E_g^*$ ;

3)  $E_1 = mkT = 1.35\text{--}1.55kT$  — показатель экспоненты с коротковолновой стороны, характеризующий функции заполнения электронов и дырок;

4)  $\Delta F_p = F_p - E_v$  — положение квазиуровня Ферми для дырок.

Результаты аппроксимации спектров электролюминесценции на основе этой модели представлены на рис. 1.

#### 4.3. Сдвиг максимума основной полосы с током

Расстояние между дном зоны проводимости и толчком валентной зоны в квантовых ямах  $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  равно  $2.36\text{--}2.40 \text{ эВ}$ . Оно соответствует максимуму "стоящей" спектральной полосы. Пока приложенное к активной области напряжение  $U$  таково, что  $\Delta F = F_n - F_p = eU < 2.36 \text{ эВ}$ , излучательная рекомбинация идет между локализованными уровнями в хвосте плотности состояний вблизи краев зон  $E_c$  и  $E_v$ . При больших напряжениях,  $eU > 2.36 \text{ эВ}$ , (и при соответствующих токах) локализованные уровни оказываются заполненными. Спектральный максимум основной полосы сдвигается по мере повышения тока линейно с напряжением и с положением квазиуровня

Ферми для дырок — с изменением  $\Delta F_p$  заполняются делокализованные состояния в хвосте валентной зоны. В области напряжений  $U = 2.36\text{--}2.95$  В ток  $J$  коррелирует с положением квазиуровня Ферми для дырок  $\Delta F_p$ , полученным из формы спектров:  $J \propto \exp(\Delta F_p/kT)$ . Это объясняется тем, что 4-параметрическая модель описания спектров включает в себя функцию распределения для дырок (предполагается, что  $f_c(\hbar\omega, kT, F_n) = 1$ ). Таким образом, ток пропорционален концентрации дырок, инжектированных в активную область,

$$\delta p = N_v^{2D} \exp(\Delta F_p/kT). \quad (7)$$

#### 4.4. Квантовый выход излучения

Параметры описания формы спектров  $E_0$  и  $E_1 = mkT$  слабо изменяются с изменением тока:  $E_0$  — от 56 до 63 мэВ;  $m$  — от 1.35 до 1.55. На рис. 8 изображены зависимости  $E_0$ ,  $m$  и  $\eta_p$  от тока для одного из СД Q. Видно, что максимум  $\eta_p$  соответствует минимуму  $E_0$ ,  $E_1 = mkT$ . Небольшие изменения  $E_0$  и  $E_1$  свидетельствуют об изменении относительной роли механизмов излучательной рекомбинации — происходит она между локализованными или делокализованными состояниями. Преобладает ток через микрообласти с характерным значением флуктуаций потенциала  $E_0$ , эти области могут изменяться в некоторых пределах с изменением  $J$  и  $U$ . Рост  $E_1$  при повышении тока может свидетельствовать также о нагреве структуры [12]. Максимум квантового выхода достигается на границе областей ВАХ с инжекционным и туннельным механизмами рекомбинации при  $U = 2.54$  В. Максимум квантового выхода соответствует тем меньшему току, чем меньшую роль играют туннельные эффекты.

#### 5. Заключение

1. Небольшие различия ( $\pm 10\%$ ) квантового выхода излучения СД на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с МКЯ связаны с различиями распределения эффективных заряженных центров в области пространственного заряда и с разной ролью туннельной компоненты тока при малых напряжениях.

2. Значения характерных энергий в спектрах излучения и напряжений на ВАХ зеленых СД соответствуют: началу туннельного излучения ( $\hbar\omega = eU = 1.90 \pm 0.05$  эВ), максимуму ”стоящей” полосы ( $\hbar\omega_{\max} = 2.36 \pm 0.01$  эВ), эффективной ширине запрещенной зоны для ”движущейся” полосы ( $E_g^* = 2.54 \pm 0.01$  эВ) и контактной разности потенциалов в численном описании ВАХ ( $U = 2.9\text{--}3.1$  В).

3. Расчет энергетической диаграммы показывает, что величина  $eU = 1.90 \pm 0.05$  эВ соответствует барьеру для перехода дырок из  $p$ -области в активную область. Величины  $2.36 \pm 0.01$  и  $2.54 \pm 0.01$  эВ соответствуют энергии  $E_c - E_v$  и эффективной ширине запрещенной зоны в квантовых ямах InGaIn.

4. Феноменологическая модель количественно описывает спектры СД. Физический смысл 4 параметров:  $E_g^*$  — эффективная ширина запрещенной зоны;  $E_0 = 50\text{--}60$  мэВ соответствует флуктуациям величины  $E_g^*$ ;  $E_1 = mkT = 1.35\text{--}1.55kT$ ; параметр  $\Delta F_p$  — квазиуровень Ферми для дырок.

5. Стоящая полоса люминесценции с максимумом при 2.36 эВ соответствует рекомбинации между локальными состояниями вблизи краев зон в квантовых ямах, движущаяся — рекомбинации между делокализованными состояниями.

6. Максимум зависимости коэффициента полезного действия от тока коррелирует с минимумами зависимостей параметров  $E_0$  и  $E_1$  от тока. Он определяется конкуренцией инжекционного и туннельного токов.

Авторы выражают благодарность д-ру П. Мартину (лаборатория фирмы Hewlett Packard) за предоставление образцов светодиодов; О.А. Шустину и Л.С. Ловинскому за помощь в измерениях мощности излучения.

#### Список литературы

- [1] S. Nakamura, G. Fasol. *The Blue Laser Diode* (Springer, Berlin, 1999).
- [2] К.Г. Золина, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. ФТП, **31** (9), 1055 (1997).
- [3] В.Е. Кудряшов, К.Г. Золина, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. ФТП, **31** (11), 1304 (1997).
- [4] Ф.И. Маняхин, А.Н. Ковалев, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. ФТП, **32** (1), 63 (1998).
- [5] В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин. ФТП, **33** (4), 445 (1999).
- [6] A.E. Yunovich, V.E. Kudryashov, S.S. Mamakin, A.N. Turkin, A.N. Kovalev, F.I. Manyakhin. Phys. St. Sol. (a), **176** (1), 125 (1999).
- [7] S.F. Chichibu, S.P. DenBaars, K. Wada, M. Aritta, T. Sota, S. Nakamura et al. Mater. Sci. Eng. B, **59**, 298 (1999).
- [8] P.G. Eliseev, P. Perlin, J. Lee, M. Osinski. Appl. Phys. Lett., **71** (5), 569 (1997).
- [9] B. Monemar, J.P. Bergman, J. Dalfors, G. Pozina, B.E. Sernelius, P.O. Holtz, H. Amano, I. Akasaki. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res., **4**, 16 (1999).
- [10] F. Bernardini, V. Fiorentini. Phys. Rev. B, **57** (16), R9427 (1998).
- [11] A. Hangleiter, J.S. Im, H. Kollmer, O. Gfroerer, J. Off, F. Scholz. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res., **4S11**, G6.20 (1999).
- [12] V. Schwegler, S.S. Schad, C. Kirchner, M. Seybouth, M. Kamp, K.J. Ebeling, V.E. Kudryashov, A.N. Turkin, A.E. Yunovich, U. Stempele, A. Link, W. Limmler, R. Sauer. Phys. St. Sol. (a), **176**, 783 (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

## Spectra and quantum efficiency of light-emitting diodes based on GaN heterostructures with quantum wells – dependence on current and voltage

V.E. Kudryashov, S.S. Mamakin, A.N. Turkin,  
A.E. Yunovich, A.N. Kovalev<sup>+</sup>, F.I. Manyakhin<sup>+</sup>

Moscow State Lomonosov University,  
119899 Moscow, Russia

<sup>+</sup> Moscow Institute of Steel and Alloys,  
117235 Moscow, Russia

**Abstract** Spectra and quantum efficiency  $\eta_e$  of green LEDs based on heterostructures InGaN/AlGaIn/GaN with multiple quantum wells have been studied at currents  $J = 10^{-6} - 10^{-1}$  A. Minor differences in  $\eta_e$  (of  $\pm 10\%$  at  $J \approx 10$  mA) are caused by sufficiently different distribution of effective charges in the space charge regions as well as by different role of the tunnel component of  $J$  at low voltages. A tunnel radiation band is revealed in the long wavelength range (1.93–2.03 eV) in the LEDs with a thin space charge region ( $w \leq 120$  nm). Maximum of tunnel band corresponds to the voltage ( $\hbar\omega_{\max} = 1.92 - 2.05$  eV). The main peak in spectra at low  $J$  ( $\hbar\omega_{\max} = 2.35 - 2.36$  eV) does not depend on the voltage and is explained by radiative transitions in localized states. At  $J > 1$  mA the spectral band shifts with  $J$  ( $\hbar\omega_{\max} = 2.36 - 2.52$  eV). The model of 2D structures with band tails describes satisfactory the band form with 4 fitting parameters. The band tails are due to microscopic potential fluctuations. The energy diagram of the heterostructure with MQW is calculated; it explains parameters of 2D-tail's model.