

Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами

© В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, А.Н. Ковалев*, Ф.И. Маняхин*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия.

* Московский институт стали и сплавов,
117936 Москва, Россия

(Получена 25 июля 1998 г. Принята к печати 28 июля 1998 г.)

Исследованы спектры люминесценции светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами в диапазоне токов $J = 0.15 \text{ мкА} - 150 \text{ мА}$. Сравнительно большой квантовый выход излучения при низких J ($J_{\text{max}} = 0.5 \div 1 \text{ мА}$) обусловлен малой вероятностью безызлучательного туннельного тока. Вольт-амперные характеристики $J(V)$ исследованы при $J = 10^{-12} - 10^{-1} \text{ А}$; они аппроксимированы функцией $V = \varphi_k + mkT[\ln(J/J_0) + (J/J_1)^{0.5}] + J \cdot R_s$. Часть $V \sim (J/J_1)^{0.5}$ и измерения динамической емкости свидетельствуют о влиянии i -слоев, прилегающих к активному слою. Спектры описаны моделью двумерной плотности состояний с экспоненциальными хвостами в МКЯ. По коротковолновому спаду спектра голубых диодов определено повышение T при увеличении J : $T = 360 - 370 \text{ К}$ при $J = 80 - 100 \text{ мА}$. В зеленых светодиодах обнаружена полоса при 2.7–2.8 эВ, проявляющаяся при больших J ; предлагается объяснение этой полосы разделением фаз с различным содержанием In в InGaIn.

1. Введение

Проблемы механизмов рекомбинации в светодиодах (СД) на основе сложных гетероструктур типа InGaIn/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами остаются недостаточно понятными, несмотря на громадные успехи технологических разработок голубых и зеленых СД. В [1–6] были исследованы спектры спонтанной люминесценции и электрические свойства СД с одиночными квантовыми ямами (ОКЯ) InGaIn [7, 8]. Модель учитывающая хвосты плотности состояний, обусловленные флуктуациями концентрации In и границами в двумерных (2Д) структурах, хорошо описывала спектры. Большие электрические поля обуславливают туннельные эффекты в этих структурах [3–5, 9, 10].

В дискуссии на 2-й Международной конференции по нитридным полупроводникам [11] была показана важность выделения фаз в обогащенных In слоях гетероструктур. Нам неизвестны работы, в которых спектры люминесценции анализировались бы по модели, учитывающей выделение фаз. В этой дискуссии, а также в [12, 13], была показана важность пьезоэлектрических эффектов в этих гетероструктурах.

В настоящей работе исследованы спектры люминесценции и электрические свойства СД на основе гетероструктур типа InGaIn/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ) [14, 15], которые были переданы в МГУ д-ром М. Койке (компания Тойода Госей). Представлялось интересным выяснить возможность описания спектров СД моделью, учитывающей хвосты плотности состояний в 2Д структурах. Важно было понять, проявляются ли в них туннельные эффекты, и исследовать распределение зарядов и электрических полей в структурах и рассмотреть их влияние на люминесценцию.

2. Методика экспериментов

Были исследованы образцы голубых и зеленых СД на основе гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}/\text{GaN}$ [14, 15]. Структуры были выращены методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировых подложках с буферным слоем AlN (30 нм). Базовый слой n -GaN (4–5 мкм) был легирован Si, на нем выращен активный слой — $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ (5 периодов МКЯ, период < 8 нм). Покрывающий МКЯ слой p - $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ (50 нм) и верхний слой p -GaN (0.5 мкм) были легированы Mg. Содержание In в квантовых ямах варьировалось; величина x определяла спектральную область люминесценции, голубую ($x \approx 0.2$) или зеленую ($x \approx 0.4$).

Спектры удалось исследовать при малых постоянных токах от $J = 0.1 \text{ мкА}$ (при комнатной температуре). Спектры при больших токах, до $J = 200 \text{ мА}$, исследовались в импульсном режиме (50 Гц, 5 мкс).

3. Экспериментальные результаты

3.1. Спектры люминесценции светодиодов при постоянных токах

Были исследованы спектры 10 голубых и 10 зеленых СД при комнатной температуре. Спектральные максимумы при 10 мА были в интервале $\hbar\omega_{\text{max}} = 2.64 + 2.67 \text{ эВ}$ ($\lambda_{\text{max}} = 465 \div 467 \text{ нм}$) для голубых и $\hbar\omega_{\text{max}} = 2.35 \div 2.37 \text{ эВ}$ ($\lambda_{\text{max}} = 465 \div 467 \text{ нм}$) для зеленых СД. Ширина спектров на половине интенсивности была $\Delta(\hbar\omega)_{1/2} \approx 0.21 \div 0.23 \text{ эВ}$ ($\Delta(\lambda)_{1/2} = 36 \div 38 \text{ нм}$). Спектры характерных СД в широком интервале токов показаны на рис. 1, 2. Для голубого СД показаны спектры от $\approx 0.15 \text{ мкА}$ (рис. 1), для зеленого — от $\approx 0.5 \text{ мкА}$ (рис. 2). По-видимому, в литературе не было публикаций спектров СД на основе

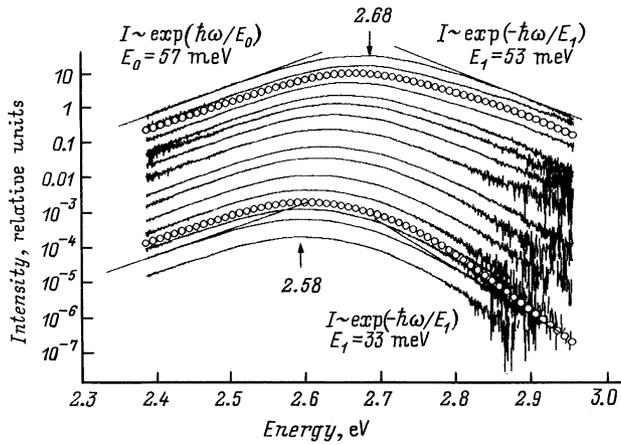


Рис. 1. Спектры люминесценции голубого светодиода при комнатной температуре при изменении тока от 0.5 мкА (нижняя кривая) до 50 мА (верхняя кривая). Светлыми кружками показана аппроксимация спектров по формуле (2) при $J = 5$ мкА и 10 мА.

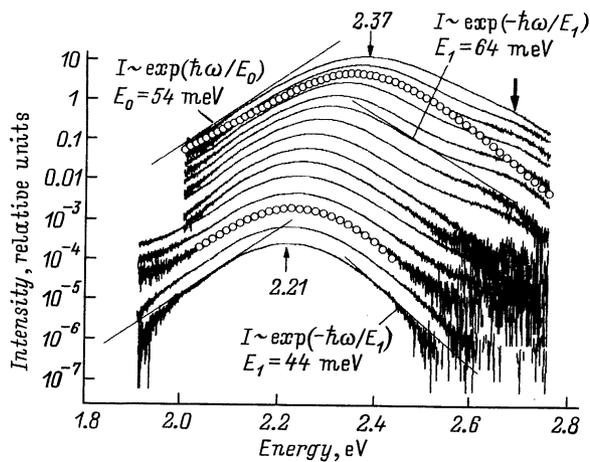


Рис. 2. Спектры люминесценции зеленого светодиода при комнатной температуре при изменении тока; цифры от 1 мкА (нижняя кривая) до 50 мА (верхняя кривая). Светлыми кружками показана аппроксимация спектров по формуле (2) при $J = 5$ мкА и 10 мА.

GaN до таких малых токов при комнатной температуре. Максимумы спектров голубых СД сдвигаются с током в интервале $\hbar\omega_{\max} = 2.57 \div 2.67$ эВ, в отличие от голубых диодов с ОКЯ, в которых максимум основной полосы не изменялся с J [1–3]. В спектрах не наблюдалось отдельной полосы в желтозеленой области, описанной в случае голубых СД с ОКЯ как туннельное излучение [3–6]. Максимумы спектров зеленых СД сдвигаются в интервале $\hbar\omega_{\max} = 2.2 \div 2.45$ эВ, более широком, чем в зеленых СД с ОКЯ [1–3]. Длинноволновая часть спектров имеет экспоненциальный спад: $I \sim \exp(\hbar\omega/E_0)$. Параметр E_0 в показателе имел значения $E_0 \approx 40 \div 60$ эВ для голубых и зеленых СД и при изменении тока в широких пределах изменялся, в отличие от СД с

ОКЯ [1–3]. В коротковолновой части спектры спадают также экспоненциально: $I \sim \exp(-\hbar\omega/E_1)$. Параметр E_1 был $E_1 = 40 \div 45$ мэВ для голубых и $E_1 > 50$ мэВ для зеленых СД, т.е. заметно отличался от kT . В зеленых СД была обнаружена полоса, проявляющаяся как плечо на коротковолновом спаде спектра в области $\hbar\omega = 2.7 \div 2.8$ эВ (рис. 2).

3.2. Зависимость спектров от температуры

Параметр E_1 в спектрах голубых СД был пропорционален температуре, как показали измерения в интервале $T = 220 \div 300$ К: $E_1 = m \cdot kT$, $m = 1.4 \div 1.7$. Спектры голубых СД при больших токах ($J = 20 \div 150$ мА) показаны на рис. 3. Максимумы спектров в режиме постоянного тока начинали сдвигаться в длинноволновую область при $J > 40$ мА (рис. 3, а); параметр коротковолнового спада E_1 увеличивался при этом сдвиге максимумов. Максимумы спектров в режиме импульсных токов (50 Гц, 5 мкс) продолжали сдвигаться с током в сторону больших энергий, и параметр E_1 не изменялся (рис. 3, б). Эти факты следует объяснить нагревом светодиодов при больших постоянных токах.

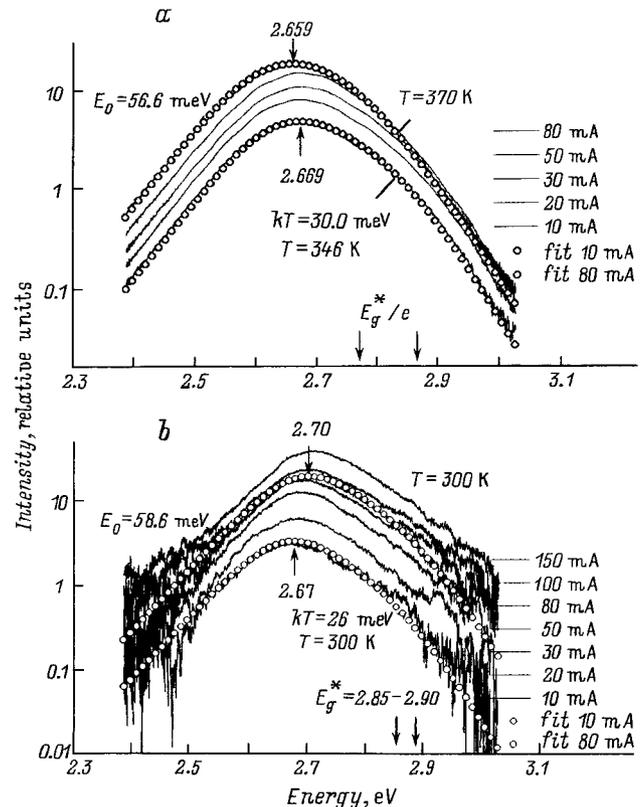


Рис. 3. Спектры люминесценции голубого светодиода при больших токах; а — в режиме постоянного тока; б — в режиме импульсного тока (50 Гц, 5 мкс). Светлыми кружками показана аппроксимация спектров по формуле (2) при $J = 10$ и 80 мА. а — $J = 10, 20, 30, 50, 80$ мА; б — $J = 10, 20, 30, 50, 80, 100, 150$ мА.

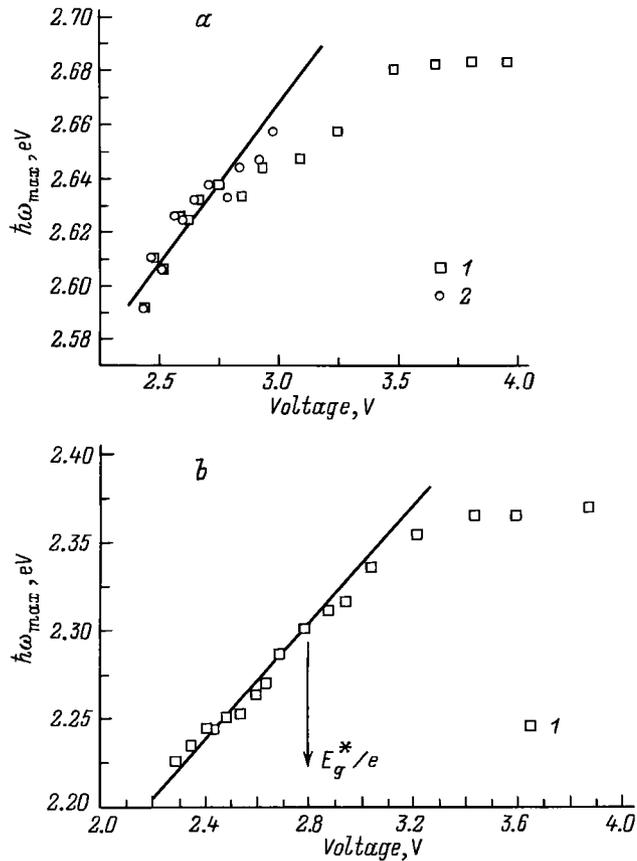


Рис. 4. Зависимость максимума в спектрах излучения голубого (а) и зеленого (б) СД от тока и напряжения на диоде (в режиме постоянного тока). а: 1 — $\hbar\omega_{\max}(V = U + JR_s)$, 2 — $\hbar\omega_{\max}(U)$; б: 1 — $\hbar\omega_{\max}(V = U + JR_s)$; сплошные линии — подгонка $\hbar\omega_{\max}(U)$.

3.3. Сдвиг спектров с увеличением напряжения

Зависимость $\hbar\omega_{\max}$ от энергии eV (V — напряжение) показана на рис. 4. В довольно большом интервале эта зависимость линейна, но наклон зависимости много меньше единицы (в отличие от максимума полосы туннельного излучения в диодах с ОКЯ [3–6]). Этот сдвиг следует объяснить заполнением хвоста плотности состояний, обусловленного флуктуациями потенциала и электрическими полями в активном слое с МКЯ.

3.4. Вольт-амперные характеристики

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) $J(V)$ голубого и зеленого диода показаны на рис. 5. При малых токах, $J < 10^{-7}$ А при 300 К, ток растет экспоненциально с энергией в показателе $E_J \approx 150$ мэВ, эта часть характеристики объясняется туннельной компонентой тока. Туннельная компонента в этих диодах на 3–4 десятичных порядка меньше, чем в СД с ОКЯ [2–5]. Затем в интервале напряжений $V = 2.3$ – 2.7 В наблюдается резкий экспоненциальный рост, соответствующий инжекции в

активную область. При больших токах, $J > 20$ мА, ток почти линейно растет с напряжением, что обусловлено последовательным сопротивлением R_s контактных областей.

Аппроксимация характеристик с хорошей точностью удалась тогда, когда, кроме последовательного сопротивления R_s , в формулу для $J(V)$ был включен квадратичный член, $J \sim (V - V_1)^2$, соответствующий моделям двойной инжекции. ВАХ в области $J > 10^{-4}$ А была

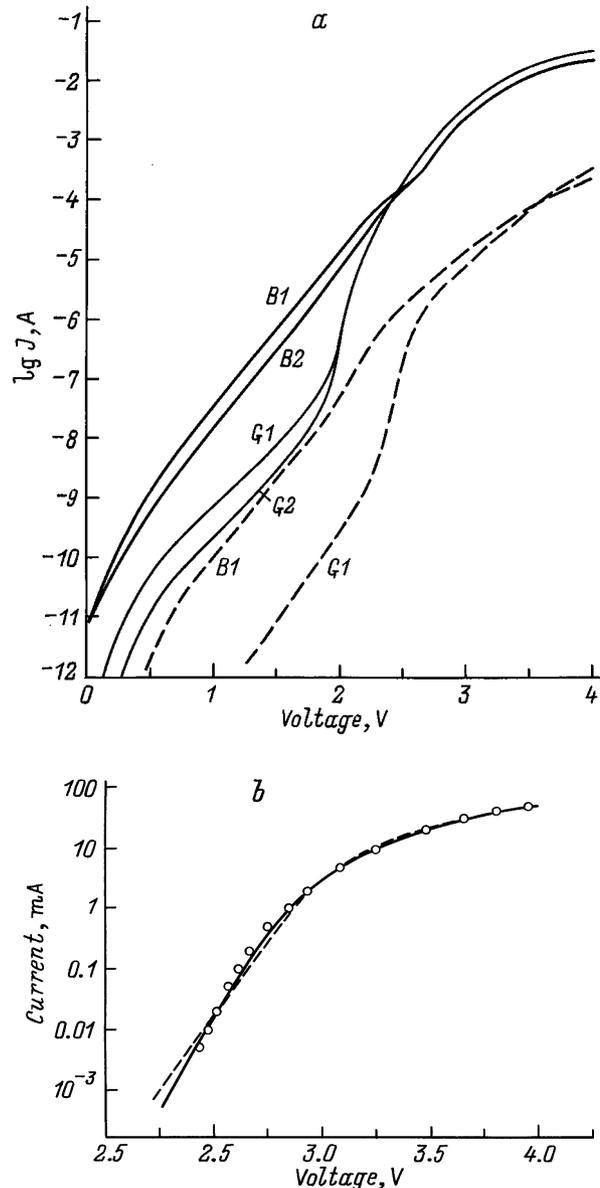


Рис. 5. а — вольт-амперные характеристики голубых (B) и зеленых (G) светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с одиночными (1) и множественными (2) квантовыми ямами при комнатной температуре (сплошные кривые) и при 80 К (штриховые кривые); б — аппроксимация ВАХ по формуле (1): штриховая линия — $J(V) = J_0 e^{\phi k/E_J} e^{(V - JR_s)/E_J}$, сплошная линия — с учетом члена $(V - V_1)^2$, точки — эксперимент.

приближена уравнением

$$V = \varphi_k + E_J [\ln(J/J_0) + (J/J_1)^{0.5}] + J \cdot R_s \quad (1)$$

с подгоночными параметрами φ_k (контактный потенциал), E_J (параметр инжекционной экспоненты, $E_J = c \cdot kT$, $c = 1 \div 2$), J_0 (ток насыщения), J_1 , R_s . Результаты подгонки показаны на рис. 5. Часть ВАХ — $V = E_J(J/J_1)^{0.5}$ — играет существенную роль между инжекционным ростом и линейной частью характеристики, т.е. в интервале $J = 2 \div 30$ мА, соответствующем рабочим токам диодов. При понижении T до 80 К ВАХ сдвигалась в область больших напряжений, наклон туннельной экспоненты оставался неизменным; роль квадратичного члена и R_s увеличивалась так, что инжекционная экспонента не проявлялась так резко, как это можно было бы ожидать.

3.5. Квантовый выход люминесценции

На рис. 6 показана зависимость интегральной интенсивности излучения Φ [фотон/с] и внешнего квантового выхода излучения $\eta_e = e\Phi/J$ от тока для характерных зеленых и голубых диодов; η_e измерялся по методике [16]. Величина η_e достигает максимума в области сравнительно малых J , соответствующих началу инжекционного участка ВАХ. Величина η_e падает логарифмически с ростом J при больших токах (линейно — от V).

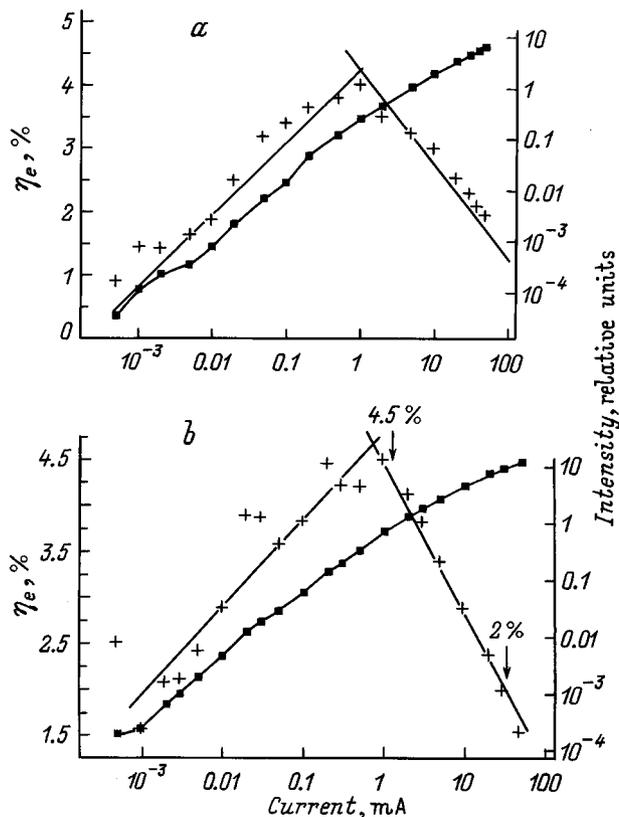


Рис. 6. Зависимость интегральной интенсивности (квадраты) и внешнего квантового выхода (крестики) излучения от тока для голубого (а) и зеленого (б) светодиодов.

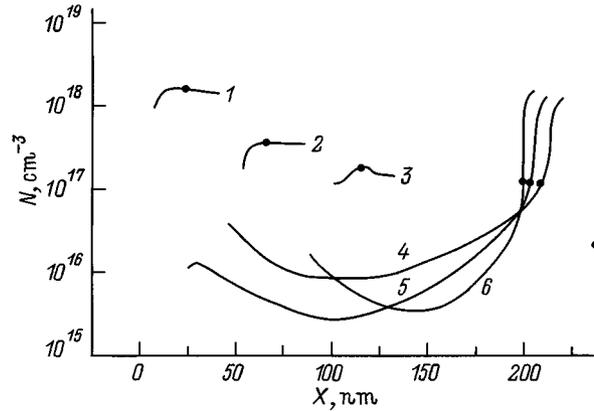


Рис. 7. Распределение концентрации заряженных центров в зависимости от координаты (начало координат соответствует границе n -области); точки — значения N , соответствующие отсутствию внешнего напряжения на диоде. Голубые (1, 3) и зеленые (2, 4–6) светодиоды с одиночной (1, 2) и множественными (3–6) квантовыми ямами.

3.6. Распределение заряженных центров

Распределение концентрации заряженных центров в p -области структур показано на рис. 7 (см. методику измерений динамической емкости в [17]). На рисунке сравниваются распределения зарядов для СД с ОКЯ и МКЯ. Диоды с ОКЯ [1–5] имеют меньшую толщину области пространственного заряда, в обоих случаях толщина области пространственного заряда для зеленых СД больше, чем для голубых. Это соответствует слабому проявлению туннельных эффектов в диодах с МКЯ. По-видимому, введение больших концентраций In в активную область структур затрудняет сильное легирование p -областей и способствует образованию компенсированных областей, прилегающих к активному слою.

4. Обсуждение результатов

4.1. Аппроксимация спектров

Спектры были описаны моделью, применявшейся для СД с ОКЯ [1–6]. В модели предполагается, что излучательная рекомбинация идет между электронами и дырками, инжектируемыми в квантовые ямы; напряжение на активном слое U близко к контактной разности потенциалов: $U \approx \varphi_k < V$.

Оптические переходы идут между состояниями $E_{(c)}$ и $E_{(v)}$ в хвостах плотности, обусловленных флуктуациями потенциала в 2D-структуре. Предполагается, что плотность состояний имеет вид

$$N^{2D}(\hbar\omega - E_g^{\text{eff}}) \sim \left[1 + \exp(-\hbar\omega - E_g^{\text{eff}}/E_0)\right]^{-1}. \quad (2)$$

Здесь E_g^{eff} — эффективная ширина запрещенной зоны: $E_g^{\text{eff}} = E_c^* - E_v^*$. Спектральная интенсивность пропор-

Параметры аппроксимации спектров голубого диода по формуле (3), точность значений указывается количеством знаков после запятой

J, mA	$U, \text{В}$	$\hbar\omega_{\text{max}}, \text{мэВ}$	$E_0, \text{мэВ}$	m	$\Delta F_n, \text{эВ}$	$E_g^{\text{eff}}, \text{эВ}$
50	3.108	2.683	65.07	1.375	-0.171	2.903
20	3.049	2.680	61.45	1.327	-0.196	2.920
10	2.982	2.657	60.42	1.321	-0.183	2.905
5	2.921	2.647	59.61	1.331	-0.167	2.870
2	2.841	2.644	58.74	1.342	-0.140	2.821
1	2.787	2.633	59.80	1.339	-0.140	2.809
0.5	2.712	2.637	58.41	1.368	-0.129	2.801
0.2	2.644	2.632	54.61	1.469	-0.152	2.846
0.1	2.602	2.624	45.75	1.576	-0.115	2.807
0.05	2.564	2.626	40.27	1.440	-0.112	2.781
0.02	2.512	2.606	36.97	1.384	-0.111	2.751
0.01	2.471	2.610	36.74	1.358	-0.112	2.743

циональна функции заполнения состояний вблизи E_c^* и E_v^* , функции зависят от квази-уровней Ферми F_n и F_p , $F_n - F_p = eU$ (детали в [5]):

$$I(\hbar\omega) \sim N^{2D}(\hbar\omega - E_g^{\text{eff}})f_c(\hbar\omega, m, kT, F_n) \times (1 - f_v(\hbar\omega, m, kT, F_p));$$

$$1 < m < 2. \quad (3)$$

На рис. 1, 2 показано, как эта функция аппроксимирует спектры, а в таблице приведены параметры для одного голубого СД. Из них следует, что механизмы рекомбинации изменяются при изменении тока в широких интервалах. В некотором интервале J изменение $\hbar\omega_{\text{max}}$ можно описать изменением F_n — при неизменных E_g^{eff} и $E_1 = m \cdot kT$. Это свидетельствует в пользу модели переходов в хвостах плотности состояний при случайных флуктуациях потенциала.

Однако интервал J , в котором возможно такое описание, ограничен. Более подробный анализ параметров для серии СД и их зависимость от случайных и направленных (в частности, пьезоэлектрических) полей будут проведены в будущем. Здесь заметим, что параметр $E_1 = m \cdot kT$ заметно увеличивается с J . Это обусловлено нагревом СД при $J > 10 \text{ mA}$. Аппроксимация показана на рис. 3. Сдвиг спектров в импульсном режиме можно описать без изменения E_1 , а в постоянном — без изменения m , при изменении T (рис. 3, а). Смещение $\hbar\omega_{\text{max}}$ при больших J соответствует формуле Варшни: $E_g^{\text{eff}}(T) = E(0) - \alpha T^2/(\beta + T)$; параметры: $E(0) = 3.07 \text{ эВ}$; $\alpha = 12.8 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$; $\beta = 1190 \text{ К}$ (см. [18]).

4.2. Новая спектральная полоса

Коротковолновый спад основной линии изменяется с J и из-за влияния другой спектральной полосы. Она проявляется четко для спектров зеленых СД и, близко к уровню шумов, для голубых СД (рис. 1, 2). Можно

предположить, что она является следствием крупномасштабных неоднородностей — разделения фаз с разным содержанием In в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. В дискуссии [11] модели рекомбинации в хвостах плотности состояний и в "квантовых точках", возникающих из-за неоднородного распределения In, обсуждались как альтернативные. По видимому, наши результаты показывают, что реализуются обе эти возможности. Предположение надо проверить, сопоставив спектры люминесценции с данными электронной микроскопии и вторичной ионной эмиссии о структуре слоев МКЯ.

4.3. Роль компенсированных областей и максимум квантового выхода

Вопрос о максимуме η_e в зависимости от тока представляется важным. Он связан с числом квантовых ям и особенностями распределения зарядов в разных гетероструктурах. Максимум η_e объясняется тем, что при малых J сказываются туннельные безызлучательные каналы рекомбинации. При увеличении J электроны, инжектируемые в слой МКЯ, его заполняют; это — область экспоненциального роста J и максимума η_e . При дальнейшем увеличении J электроны частично перетекают в прилегающий i -слой (см. аналогичную модель в [19]), они вытягиваются туда электрическим полем. Об этом свидетельствует квадратичный член ВАХ.

5. Заключение

1. Исследованы спектры электролюминесценции светодиодов на основе гетероструктур InGaIn/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами вплоть до малых токов порядка 10^{-7} A . Сдвиг максимума спектров в интервале $2.57 \div 2.67 \text{ эВ}$ для голубых и $2.2 \div 2.4 \text{ эВ}$ для зеленых СД с увеличением V обусловлен заполнением хвоста плотности состояний в МКЯ.

2. Модель излучательной рекомбинации в $2D$ структуре с экспоненциальным хвостом плотности состояний хорошо описывает спектры с небольшим числом подгрупповых параметров. Изменение параметров свидетельствует об изменении механизмов рекомбинации с током. При больших токах обнаружена ранее не наблюдавшаяся полоса на коротковолновом хвосте спектров. Предположено, что она обусловлена выпадением фаз с разным содержанием In в ямах InGaIn.

3. Туннельная компонента тока в диодах с МКЯ на 3–4 порядка меньше, чем в аналогичных диодах с ОКЯ. ВАХ светодиодов имеют участок, который описывается двойной инжекцией в i -слои, прилегающие к МКЯ. Это подтверждается видом распределения заряженных центров в структурах.

4. Квантовый выход излучения имеет максимум в зависимости от тока при малых J ($J \approx 0.5 \div 1 \cdot 10^{-3} \text{ A}$). Падение η_e при $J > 1 \text{ mA}$ можно объяснить перетеканием электронов через активный слой и вытягиванием их электрическим полем в i -слои структуры.

Авторы выражают глубокую благодарность д-ру М. Койке (Компании Тойода Госей) за диоды, присланные в МГУ. Авторы благодарны С.С. Мамакину за помощь в экспериментах.

А.Э. Юнович и В.Е. Кудряшов благодарны Соросовской Образовательной программе за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] K.G. Zolina, V.E. Kudryashov, A.N. Turkin, A.E. Yunovich, S. Nakamura. MRS Int. J. of Nitride Semic. Res., 1/11; <http://nsr.mij.mrs.org/1/11>.
- [2] K.G. Zolina, V.E. Kudryashov, A.N. Turkin, A.E. Yunovich, S. Nakamura. Refer. Rep. J. of Eur. Ceram. Soc., 17, 2033 (1997).
- [3] К.Г. Золина, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. ФТП, **31**, 1055 (1997).
- [4] A.E. Yunovich, A.N. Kovalev, V.E. Kudryashov, F.I. Manyakhin, A.N. Turkin, K.G. Zolina. MRS Symp. Proc., **449**, 1167 (1997).
- [5] В.Е. Кудряшов, К.Г. Золина, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. ФТП, **31**, 1304 (1997).
- [6] A.E. Yunovich, V.E. Kudryashov, A.N. Turkin, K.G. Zolina, A.N. Kovalev, F.I. Manyakhin. Proc. 2nd Symposium on III-V Nitride Materials and Processes, 97–34 of Electrochem. Soc., NJ, 83 (1998).
- [7] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama. Jpn. J. Appl. Phys., **34**, pt. 2, L797 (1995).
- [8] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, T. Mukai. Jpn. J. Appl. Phys., **34**, pt. 2, L1332 (1995).
- [9] F.I. Manyakhin, A.N. Kovalev, V.E. Kudryashov, A.N. Turkin, A.E. Yunovich. MRS Int. J. of Nitride Semic. Res., 2/11; <http://nsr.mij.org/2/11>.
- [10] Ф.И. Маняхин, А.Н. Ковалев, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. ФТП, **32**, 63 (1998).
- [11] 2nd Int. Conf. on Nitride Semiconductors, Tokushima, Japan (1997).
- [12] T. Takeuchi, S. Sota, M. Katsuragawa, M. Komari, H. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki. Jpn. J. Appl. Phys., **36**, pt. 2, L382(1997).
- [13] A. Hangleiter, S. Heppel, J.S. Im, H. Kollmer, J. Off. EGW-3, 1998, Abstr. 52-I.
- [14] H. Sakai, T. Koide, H. Suzauki, M. Yamaguchi, S. Yamasaki, M. Koike, H. Amano, I. Akasaki. Jpn. J. Appl. Phys., **34**, pt. 2, L1429 (1995).
- [15] M. Koike, N. Koide, S. Asami, J. Umezaki, S. Nagai, S. Yamasaki, N. Shibata, H. Amano, I. Akasaki. Proc. of SPIE-Int. Soc. Opt. Eng., 3002 (1997).
- [16] А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. Письма ЖТФ, **22** (23), 82 (1996).
- [17] Ф.И. Маняхин, А.Н. Ковалев, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. ФТП, **32**, 63 (1998).
- [18] A.V. Dmitriev, A.I. Oruzhenikov. MRS Int. J. of Nitride Semic. Res., 1/46; <http://nsr.mij.mrs.org/1/46>.
- [19] K. Domen, R. Soejima, A. Kuramata, T. Tanahashi. MRS Int. J. of Nitride Semic. Res., 3/2; <http://nsr.mij.mrs.org/3/2>.

Редактор В.В. Чалдышев

Luminescent and electrical properties of InGaN/AlGaN/GaN light-emitting diodes with multiple quantum wells

V.E. Kudryashov, A.N. Turkin, A.E. Yunovich, A.N. Kovalev*, F.I. Manyakhin*

M.V. Lomonosov Moscow State University,
Department of Physics,
119899 Moscow; Russia

* Moscow Institute of Steel and Alloys,
119899 Moscow; Russia

Abstract Luminescence spectra of LEDs with MQWs were studied at currents $J = 0.15 \mu\text{A} - 150 \text{ mA}$. A comparatively high quantum efficiency at low J (maximum at $J_m \approx 0.5 \div 1.0 \text{ mA}$) is caused by a low probability of nonradiative tunnel component of the current J . Curves $J(V)$ were measured in the range $J = 10^{-12} - 10^{-1} \text{ A}$; at $J > 10^{-3} \text{ A}$; they can be approximated by a combination of four parts: $V = \varphi_k + mkT \cdot [\ln(J/J_0) + (J/J_1)^{0.5}] + J \cdot R_s$. The part $V \sim (J/J_1)^{0.5}$ is the evidence of a double-injection into the i — layers nearby the MQW layer. The presence of such layers is confirmed by dynamic capacitance measurements. An overflow of current carriers through the MQW to the adjacent layers cause a lowering of the quantum efficiency at high currents. The model of a joint 2D-density of states with exponential tails in MQWs fits the spectra. The high energy tail allows an estimation of the temperature of the active layer: $T = 360 - 370 \text{ K}$ at $J = 80 - 100 \text{ mA}$. A new band was detected at high currents; it can be caused by nonuniformity of In content in the active MQW layers. E-mail: yunovich@scon175.phys.msu.su