

# Влияние электрического поля на интенсивность и спектр излучения квантовых ям InGaN/GaN

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

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

\* Научно-исследовательский институт физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета,  
198504 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 20 апреля 2009 г. Принята к печати 24 апреля 2009 г.)

Проведены сравнительные исследования фотолюминесценции из квантовых ям при приложении прямого напряжения и электролюминесценции в структурах  $p$ -GaN/InGaN/ $n$ -GaN. Показано, что при приложении прямого напряжения наблюдается характерный красный сдвиг пика спектра, а также уширение линии фотолюминесценции и одновременное возгорание фотолюминесценции, связанные с уменьшением поля в области объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода и подавлением туннельной утечки носителей заряда из хвостов плотности состояний активного слоя InGaN. Анализ полученных результатов показал существенное влияние туннелирования на квантовый выход и позволил оценить внутреннюю квантовую эффективность структур. Показано, что неравновесное заполнение хвостов плотности состояний квантовых ям InGaN/GaN зависит от способа инжекции и контролируется захватом носителей, инжектированных в квантовую яму, при оптической инжекции и туннелированием носителей „под“ квантовой ямой при электрической инжекции.

PACS: 73.40.Kp, 73.63.Hs, 78.55.Cr, 78.60.Fi, 78.67.De, 85.60.Jb

## 1. Введение

Исследования фотолюминесценции из квантовых ям InGaN/GaN в нитридных  $p$ - $n$ -структурах исключительно плодотворны при изучении механизмов излучения из квантовых ям [1,2], при исследовании приборных структур, а также при определении внутренней квантовой эффективности структур [3–5].

Отличительной особенностью квантовых ям InGaN/GaN, выращенных на полярной  $c$ -плоскости, является теоретически показанная возможность существования в них сильного внутреннего пьезоэлектрического поля  $F_p$ , вследствие больших величин пьезоэлектрических констант в нитридах III группы [1,6]. Уменьшение перекрытия волновых функций электрона и дырки в этом поле приводит к ослаблению интенсивности излучения и красному сдвигу пика спектра излучения вследствие квантово-размерного эффекта Штарка [1,6,7]. Так, с увеличением внутреннего поля в квантовой яме при приложении прямого напряжения к  $p$ - $n$ -структуре связывают красный сдвиг спектра фотолюминесценции с прямым напряжением [1,6–9], а его экранированием инжектированными носителями объясняют голубой сдвиг спектра электролюминесценции [2]. Однако экспериментальные результаты не всегда укладываются в рамки этих представлений, как например поведение сдвига спектра фотолюминесценции при обратных смещениях [2]. Так, голубой сдвиг спектра излучения с прямым напряжением наблюдается и при больших уровнях возбуждения, когда пьезоэлектрическое поле должно быть заэкранировано [10]. В то же время имеется расхождение между расчетными и экспериментальными

величинами пьезоэлектрических полей и поляризационных зарядов [2,6,11]. Это связывается с тем, что теоретические расчеты делаются в приближении совершенных изолирующих кристаллов [1,6], а в реальных легированных слоях InGaN присутствуют композиционные неоднородности, а также заряженные точечные и структурные дефекты, в той или иной степени экранирующие пьезоэлектрическое поле [12]. При этом для объяснения экспериментальных результатов возникает необходимость привлечения модели заполнения хвостов плотности состояний в активном слое InGaN [2,13,14].

Известно, что при возбуждении фотолюминесценции в  $p$ - $n$ -структурах с квантовыми ямами генерируется фотонапряжение [15–17], связываемое с туннелированием фотоносителей из квантовой ямы [15–17] или „перетеканием“ фотоносителей „над“ квантовой ямой [10]. Однако при исследованиях фотолюминесценции не рассматривалась возможность влияния туннельной „утечки“ фотоносителей из квантовой ямы на интенсивность и спектр излучения. На величину туннельной утечки влияют как дефекты самих квантовых ям, так и электрическое поле в области объемного заряда  $p$ - $n$ -структур,  $F_j$ . Уменьшение поля  $F_j$  при прямом смещении должно приводить к большему подавлению туннелирования из глубоко локализованных состояний хвостов, чем из состояний с меньшей энергией локализации, что может приводить к красному сдвигу спектра фотолюминесценции даже в случае полного экранирования поляризационного поля.

Кроме того, генерируемое фотонапряжение может существенным образом повлиять и на результаты измерения внутренней квантовой эффективности  $\eta_{\text{int}}$  методом фотолюминесценции, в котором сравниваются интенсивности фотолюминесценции при низкой и ком-

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

натной температуре и принимается, что при низкой температуре  $\eta_{\text{int}} = 1$ . Величина фотонапряжения уже при достаточно низком уровне возбуждения может превысить пороговое напряжение электролюминесценции. При этом интенсивность излучения оказывается зависящей от эффективности электрической инжекции и от ее зависимостей от напряжения и температуры, что необходимо учитывать при определении внутренней квантовой эффективности.

Цель данной работы — изучить особенности фото- и электролюминесценции квантовых ям InGaN/GaN при изменении электрического поля в области объемного заряда  $p$ - $n$ -структур. Изменяя поле  $F_j$  приложением прямого смещения и измеряя фототок, можно оценить влияние туннельной утечки на интенсивность, спектр и внутренний квантовый выход излучения из структур с квантовыми ямами InGaN/GaN.

В данной работе впервые показано, что характерный красный сдвиг спектра и возгорание фотолуминесценции, а также увеличение ширины линии при приложении прямого напряжения связаны с уменьшением электрического поля в области объемного заряда и подавлением туннельной утечки носителей из квантовой ямы. Полученные результаты позволяют точнее измерять внутреннюю квантовую эффективность структур с квантовыми ямами InGaN/GaN и оценивать степень дефективности нитридных структур.

## 2. Эксперимент

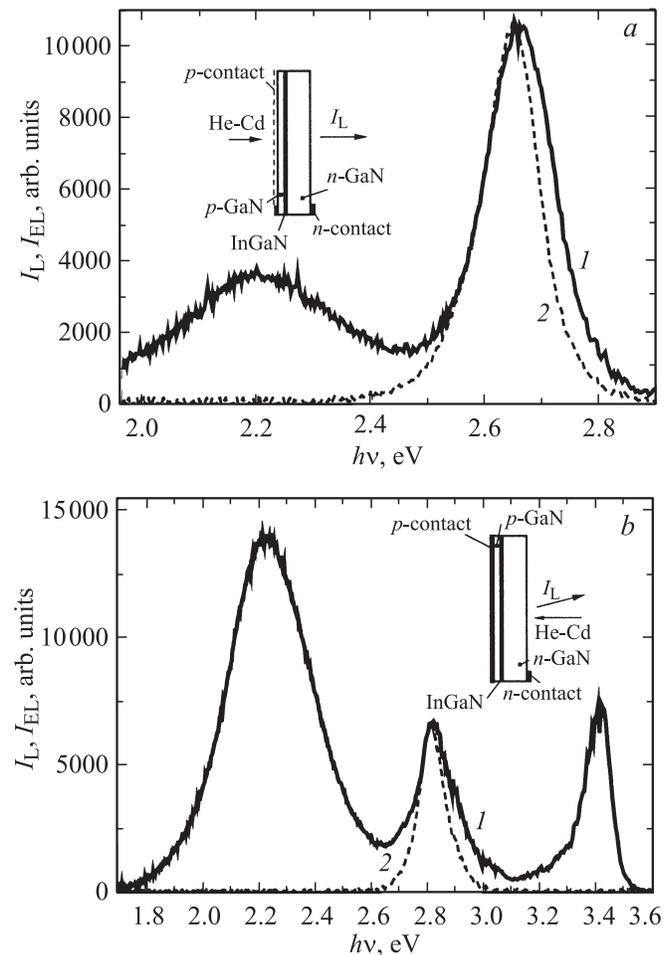
Исследовались структуры  $p$ -GaN/In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>N/ $n$ -GaN с активным слоем In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>N толщиной 30 Å, изготовленные методом MOCVD на сапфировой подложке и излучающие на длине волны 456 нм [18]. Структуры площадью  $6 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup> содержали полупрозрачный контакт Ni/Au к слою  $p$ -GaN и Al/Ti-контакт к слою  $n$ -GaN. Максимальная внешняя квантовая эффективность составила  $\eta_{\text{max}} = 11\%$  при токе  $i = 1$  мА и падала до 7% при номинальном токе  $i = 20$  мА. Фотолуминесценция возбуждалась He–Cd-лазером на длине волны  $\lambda = 325$  нм через полупрозрачный  $p$ -контакт и слой  $p$ -GaN и детектировалась со стороны слоя  $n$ -GaN. Интенсивность возбуждения составляла 1 Вт/см<sup>2</sup>.

Ряд измерений проводился также на коммерческих вертикальных  $p$ - $n$ -структурах с InGaN/GaN-квантовой ямой, излучающих на длине волны 440 нм и изготовленных методом флип-чип на кремниевых платах с удаленной сапфировой подложкой и отражающим  $p$ -контактом. Площадь структур 1 мм<sup>2</sup>. Максимальная квантовая эффективность составляла  $\eta_{\text{max}} = 18\%$  при токе 4 мА и падала до 13% при номинальном токе  $i = 300$  мА. Так как флип-чип структура со стороны слоя  $p$ -GaN содержит отражающий металлизированный контакт, фотолуминесценция возбуждалась при освещении лазером слоя  $n$ -GaN и детектировалась также со стороны слоя  $n$ -GaN.

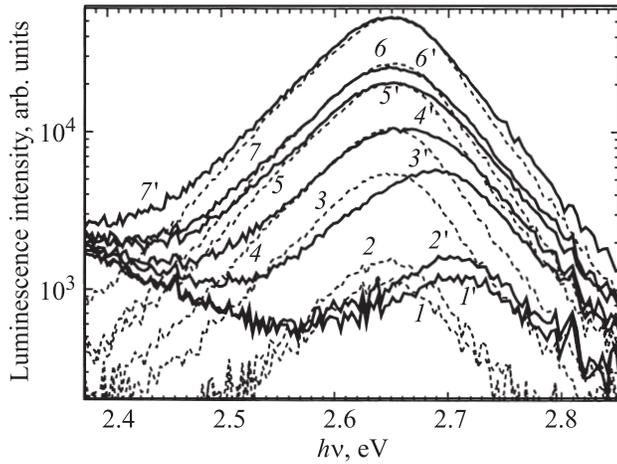
Спектры люминесценции измерялись с помощью спектрометра Avantes-2048. Прямое напряжение задавалось с помощью источника напряжения Keithley 238, им же производились измерения величины прямого тока и фототока.

## 3. Результаты эксперимента

В  $p$ - $n$ -структурах, выращенных на сапфировой подложке, электролюминесценция наблюдается при прямых напряжениях выше порогового напряжения  $U_t = 2.3$  В. Спектр электролюминесценции состоит из одной полосы в голубой области спектра с энергией 2.72 эВ, ширина которой на половине высоты составляет  $\gamma = 220$  мэВ (рис. 1, *a*). При возбуждении лазером помимо голубой фотолуминесценции из квантовой ямы InGaN/GaN наблюдается хорошо известная желтая фотолуминесценция в области 2.2 эВ, связываемая с  $V_{\text{Ga}}$  в слоях



**Рис. 1.** *a* — спектры люминесценции структуры на сапфировой подложке, измеренные при возбуждении лазерным излучением (1) и в его отсутствие (2), и схема измерений.  $U, \text{В}$ : 1 — 2.36, 2 — 2.42. *b* — спектры люминесценции флип-чип структуры, измеренные при возбуждении лазерным излучением (1) и в его отсутствие (2), и схема измерений.  $U, \text{В}$ : 1 — 2.63, 2 — 2.914.

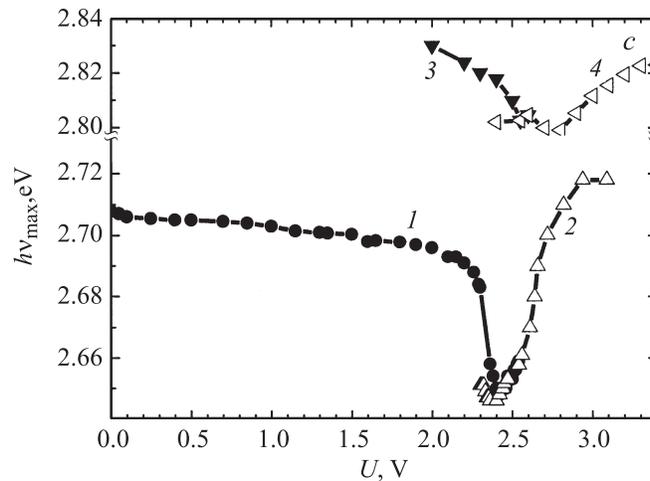
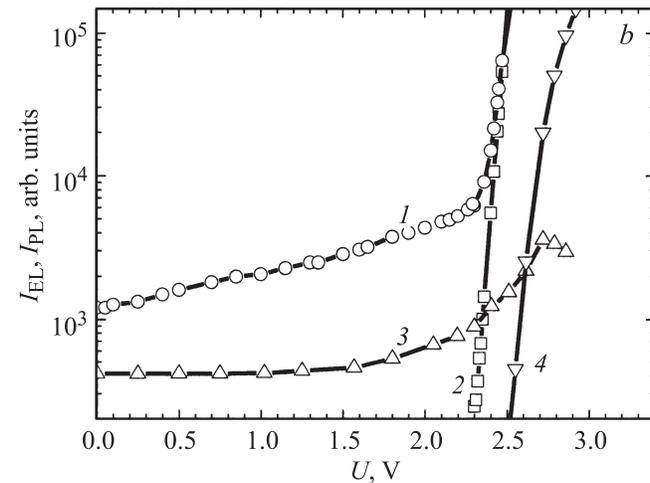
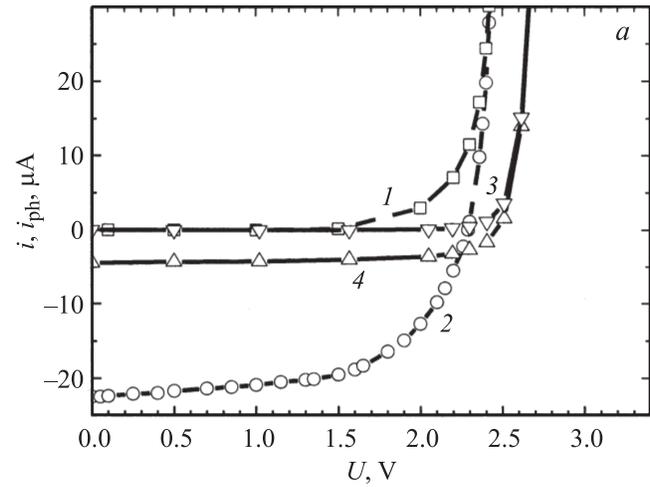


**Рис. 2.** Спектры голубой люминесценции квантовой ямы InGaN/GaN в структуре на сапфировой подложке, измеренные при различных прямых напряжениях при возбуждении лазерным излучением ( $I'$ – $7'$ ) (штриховые линии) и в его отсутствие ( $I$ – $7$ ) (сплошные линии).  $U$ , В: 1 – 2.35, 2 – 2.36, 3 – 2.4, 4 – 2.42, 5 – 2.44, 6 – 2.45, 7 – 2.47;  $I'$  – 0.05,  $2'$  – 0.55,  $3'$  – 2.26,  $4'$  – 2.36,  $5'$  – 2.4,  $6'$  – 2.41,  $7'$  – 2.44.

GaN. Прямое смещение не влияет на интенсивность и спектральное положение желтой полосы. Интенсивность голубой полосы растет с прямым смещением. При напряжениях  $U > U_i$  наблюдается голубая электролюминесценция, а лазерное возбуждение приводит к увеличению интенсивности голубой полосы.

Серии спектров излучения структур при различных прямых смещениях измерялись при лазерном возбуждении и в его отсутствие. На рис. 2 представлены несколько спектров электролюминесценции (кривые  $I$ – $7$ ) и несколько спектров, выбранных из измеренной при лазерном возбуждении серии, но полученных при меньших напряжениях (кривые  $I'$ – $7'$ ). Из рис. 2 видно, что при одной и той же интенсивности излучения спектры, измеренные при лазерном возбуждении, сдвинуты и уширены на 30–70 мэВ в область высоких энергий.

В флип-чип  $p$ – $n$ -структурах при электрической накачке наблюдается синяя электролюминесценция в области 2.81 эВ (рис. 1,  $b$ ). При возбуждении лазером в спектре излучения помимо синей полосы с пиком при 2.81 эВ наблюдается желтая полоса (2.22 эВ), а также ультрафиолетовая полоса в области 3.2–3.5 эВ с пиком при 3.41 эВ, формируемая межзонной и близкраевой люминесценцией слоя  $n$ -GaN (рис. 1,  $b$ ). В результате большой величины коэффициента поглощения  $\alpha$  и толщины слоя  $n$ -GaN,  $L_n$ , а также малой диффузионной длины в GaN,  $L_d < L_n$  и  $\alpha L_n > 1$ , и уровень оптической инжекции в квантовую яму понижен. В результате пик излучения из квантовой ямы искажен наложением соседнего пика желтой фотолюминесценции. Тем не менее анализ спектров флип-чип структур показал, что при оптической накачке также наблюдается уширение синей полосы в коротковолновую область на 40–50 мэВ.



**Рис. 3.**  $a$  — вольт-амперные характеристики структуры на сапфировой подложке (1, 2) и флип-чип структуры (3, 4), измеренные при возбуждении лазерным излучением (2, 4) и в его отсутствие (1, 3).  $b$  — зависимости интенсивности фотолюминесценции (1, 3) и электролюминесценции (2, 4) квантовой ямы InGaN/GaN в структуре на сапфировой подложке (1, 2) и флип-чип структуре (3, 4) от прямого напряжения.  $c$  — зависимости спектрального положения пиков фотолюминесценции (1, 3) и электролюминесценции (2, 4) квантовой ямы InGaN/GaN в структуре на сапфировой подложке (1, 2) и флип-чип структуре (3, 4) от прямого напряжения.

При возбуждении фотолюминесценции в исследуемых структурах и замкнутой внешней цепи наблюдается фототок короткого замыкания. На рис. 3, *a* представлены зависимости тока от прямого напряжения для структуры на сапфировой подложке (кривые 1, 2) и для флип-чип структуры (кривые 3, 4), измеренные при воздействии лазерного излучения (кривые 2, 4) и в его отсутствие (кривые 1, 3). Как видно из рис. 3, *a*, с увеличением прямого напряжения фототок уменьшается.

На рис. 3, *b* представлены зависимости интенсивности излучения из квантовой ямы от прямого напряжения для структуры на сапфировой подложке и для флип-чип структуры. Рост интенсивности электролюминесценции  $I_{EL}$  с напряжением иллюстрируют кривые 2 и 4. Кривые 1 и 3 иллюстрируют рост интенсивности фотолюминесценции  $I_{PL}$  с напряжением, причем при напряжениях выше порогового интенсивность фотолюминесценции  $I_{PL}$  определяется как увеличение интенсивности люминесценции в результате лазерного возбуждения:  $I_{PL} = I_L - I_{EL}$  (где  $I_L$  — интенсивность люминесценции при прямом смещении и возбуждении лазером).

На рис. 3, *c* представлены зависимости спектрального положения пика спектров излучения из квантовой ямы InGaN/GaN от прямого напряжения, измеренные при лазерном возбуждении и в его отсутствие, для структуры на сапфировой подложке (кривые 1 и 2) и для флип-чип структуры (кривые 3 и 4). Из рис. 3, *c* (кривая 1) видно, что в области напряжений  $U = 0 - 2.42$  эВ наблюдается немонотонный красный сдвиг пика спектра фотолюминесценции с напряжением, составляющий  $\Delta h\nu_{max} = 60$  мэВ. Вблизи порогового напряжения наблюдается также небольшой красный сдвиг пика спектра электролюминесценции с напряжением, составляющий  $\Delta h\nu_{max} = 10$  мэВ. Тем не менее вблизи  $U_t = 2.3$  В пик спектра люминесценции при возбуждении лазером сдвинут на 10–30 мэВ в область высоких энергий по сравнению с пиком спектра электролюминесценции.

При дальнейшем повышении напряжения  $U > 2.42$  эВ наблюдается голубой сдвиг обоих спектров, их спектральное положение сближается. Спектральное положение пика электролюминесценции достигает положения пика фотолюминесценции в короткозамкнутой цепи ( $h\nu_{max} = 2.708$  эВ) только при  $U = 2.85$  В и прямых токах  $i \cong 2$  мА, когда интенсивность электролюминесценции на 4 порядка превышает интенсивность фотолюминесценции при  $U = 0$  В. В то же время спектральное положение коротковолнового крыла этих пиков сближается лишь при токе 10 мА.

Аналогичное изменение спектрального положения пиков излучения при оптической и электрической инжекции с напряжением наблюдается и в флип-чип структурах, однако спектральные сдвиги пиков с напряжением меньше. Красный сдвиг пика фотолюминесценции с напряжением в области  $U = 2 - 2.6$  В составляет  $\Delta h\nu_{max} = 26$  мэВ, а голубой сдвиг пика электролюминесценции составляет  $\Delta h\nu_{max} = 21$  мэВ при изменении

напряжения от порогового значения  $U_t = 2.51$  В до  $U = 3.4$  В при токе 300 мА.

## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. Возгорание фотолюминесценции в результате уменьшения туннельного фототока из квантовой ямы при прямых смещениях

При возбуждении фотолюминесценции электронно-дырочные пары, генерируемые излучением лазера в слое *p*-GaN в структуре с сапфировой подложкой или в слое *n*-GaN в флип-чип структуре, термализуются и захватываются в квантовые ямы структуры InGaN/GaN, вызывая фотолюминесценцию. Одновременно во внешней цепи наблюдается протекание фототока. Рассмотрим более подробно природу фототока в наших структурах.

В идеальном *p*–*n*-гомопереходе фототок  $i_{ph}$  не зависит от прямого напряжения и равен фототоку короткого замыкания  $i_{ph}(U) = i_{sc}$ . При освещении в разомкнутой внешней цепи возникает фотоэдс, равная напряжению, при котором прямой ток уравнивает фототок  $i = i_{ph}$ . В исследуемых структурах с сапфировой подложкой  $i = i_{sc} = 22.5$  мкА при напряжении 2.4 В и величина фотоэдс разомкнутой цепи при  $i_{ph}(U) = i_{sc}$  составила бы  $U_{oc} = 2.4$  В. Однако, как видно из рис. 3, *a*, величина фототока слабо уменьшается с напряжением в области  $U < U_t$ , а вблизи  $U \approx U_t$  наблюдается резкое уменьшение фототока. В результате величина фотоэдс разомкнутой цепи составляет лишь  $U_{oc} = 2.29$  В. Уменьшение фототока сопровождается ростом интенсивности фотолюминесценции (рис. 3, *a* и *b*). Рассмотрим это явление подробнее.

Электрическое поле, способное разделить фотоносители, существует при прямых смещениях *p*–*n* структуры вплоть до почти полного спрямления зон, т. е. до смещения  $U = (E_g - E_{fin} + E_{fp} - kT)/q$ , близкого к величине  $U = E_g/q = 3.42$  В, где  $q$  — заряд электрона;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны GaN;  $E_{fin}$ ,  $E_{fp}$  — уровни Ферми в нейтральной области слоев *n*-GaN и *p*-GaN соответственно. Резкое уменьшение фототока вблизи порогового напряжения  $U_t = 2.3$  В, когда резко возрастает уровень электрической инжекции в квантовую яму, указывает на то, что фототок, так же, как и фотолюминесценция, определяется носителями заряда, термализованными и захваченными в квантовую яму, а не носителями, которые разделяясь в электрическом поле *p*–*n* структуры, „перетекают“ над квантовой ямой.

Спектральные характеристики фототока подтверждают этот вывод. Фототок в исследуемых структурах наблюдается при освещении светом с энергиями квантов  $h\nu \leq h\nu_{max}$  [17]. Спектральные характеристики фототока отражают Стоксов сдвиг между поглощением и излучением из флукуационных хвостов плотности состояний в активном слое InGaN [2,15,17]. Кроме того, величина фототока из квантовой ямы InGaN/GaN слабо меняется

при низких температурах [17], что свидетельствует о малой роли термической активации над барьерами в зоне проводимости слоя  $n$ -GaN и валентной зоне слоя  $p$ -GaN по сравнению с туннелированием через эти барьеры. Действительно, вероятность туннелирования  $T$  через барьер высотой  $\Delta E$  экспоненциально уменьшается при уменьшении электрического поля  $F_J$  [19]

$$T \propto \exp(-\alpha \Delta E^{3/2}/F_J), \quad (1)$$

где  $\alpha = 4(2m^*)^{1/2}3qh$  ( $m^*$  — эффективная масса,  $h$  — постоянная Планка). Электрическое поле в области объемного заряда уменьшается с прямым смещением и в приближении симметричного  $p$ - $n$ -перехода изменяется как  $F_J = (qN/2\varepsilon)^{1/2}(U_{bi} - U)^{1/2}$  ( $U_{bi}$  — встроенное напряжение  $p$ - $n$ -структуры,  $N$  — концентрация доноров в слое  $n$ -GaN и акцепторов в слое  $p$ -GaN,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость). Таким образом, мы приходим к выводу, что наблюдаемое уменьшение фототока и увеличение интенсивности фотолуминесценции с напряжением, близкое к экспоненциальному, в области напряжений  $U < U_t$  обусловлено подавлением туннельной утечки из квантовой ямы.

## 4.2. Оценка внутреннего квантового выхода

Как известно, внешняя квантовая эффективность определяется произведением трех факторов:  $\eta = \eta_{\text{int}} \cdot \eta_{\text{inj}} \cdot \eta_{\text{ext}}$ , где  $\eta_{\text{int}}$  — внутренняя квантовая эффективность, определяющаяся числом квантов света, генерированных одной инжектированной в квантовую яму электронно-дырочной парой,  $\eta_{\text{inj}}$  — эффективность инжекции, равная числу инжектированных в квантовую яму электронно-дырочных пар при протекании во внешней цепи одного электрона, и  $\eta_{\text{ext}}$  — эффективность экстракции света из структуры.

Для оценки  $\eta_{\text{int}}$  при комнатной температуре часто используют измерения интенсивности фотолуминесценции при низкой температуре, полагая, что безызлучательная рекомбинация в квантовых ямах является единственным механизмом, конкурирующим с излучательной рекомбинацией, и при низкой температуре излучательная рекомбинация доминирует и  $\eta_{\text{int}} = 1$ . При этом не учитываются потери носителей заряда, связанные с фототоком из квантовой ямы. Между тем учет этих потерь может существенным образом повлиять на результаты оценки  $\eta_{\text{int}}$ . При разомкнутой внешней цепи фототок уравнивается прямым током, равным фототоку по величине. При низком уровне возбуждения генерируемое фотонапряжение мало  $U_{\text{oc}} < U_t$ , ток электрической инжекции ничтожно мал, фототок уравнивается током утечки и компенсация потери носителей заряда из квантовой ямы отсутствует. При увеличении уровня возбуждения  $U_{\text{oc}} > U_t$ , но при этом прямой ток лишь частично компенсирует туннельную утечку носителей заряда из квантовой ямы, так как  $\eta_{\text{inj}} < 1$ . В результате интенсивность фотолуминесценции оказывается

зависящей от эффективности электрической инжекции и от ее зависимостей от напряжения и температуры, а эффективность фотолуминесценции определяется эффективностью электрической инжекции, имеющей максимум при невысоком уровне инжекции. Отметим, что колоколообразные зависимости эффективности фотолуминесценции от интенсивности возбуждения ранее наблюдались в структурах с InGaN/GaN-квантовыми ямами [3,20]. Все вышесказанное делает оценки  $\eta_{\text{int}}$ , сделанные этим методом, слишком неопределенными.

Наблюдаемое нами возгорание фотолуминесценции при прямом смещении может быть использовано для корректной оценки внутренней квантовой эффективности.

В результате прекращения фототока из квантовой ямы при некотором прямом смещении  $U^*$  уровень оптической инжекции увеличивается на  $G = i_{\text{sc}}/q$  и интенсивность фотолуминесценции увеличивается на  $\Delta I_{\text{PL}}(i_{\text{sc}}) \equiv I_{\text{PL}}(U^*) - I_{\text{PL}}(0)$ , при этом  $\eta_{\text{int}} = q\Delta I_{\text{PL}}(i_{\text{sc}})/i_{\text{sc}}$ . Измеряя величину внешней квантовой эффективности электролюминесценции  $\eta_{\text{EL}}(i_{\text{sc}}) = qI_{\text{EL}}(i_{\text{sc}})/i_{\text{sc}}$  при  $i = i_{\text{sc}}$  или ток  $i^*$ , при котором  $I_{\text{EL}}(i^*) = \Delta I_{\text{PL}}(i_{\text{sc}})$ , и величину  $\eta_{\text{EL}}(i^*) = I_{\text{EL}}(i^*)/i^*$  при этом токе, получаем  $\eta_{\text{int}} = (\Delta I_{\text{PL}}(i_{\text{sc}})/I_{\text{EL}}(i_{\text{sc}})) \cdot \eta_{\text{EL}}(i_{\text{sc}})$  или  $\eta_{\text{int}} = \eta_{\text{EL}}(i^*) \cdot (i^*/i_{\text{sc}})$  соответственно.

Как следует из рис. 3, в структуре с сапфировой подложкой интенсивность фотолуминесценции, наблюдающаяся при  $U^* = 2.54$  В в результате увеличения интенсивности возбуждения на  $i_{\text{sc}}/q$  ( $i_{\text{sc}} = 22.5$  мкА), более чем на порядок превышает интенсивность электролюминесценции при протекании прямого тока  $i = i_{\text{sc}}$  из-за больших инжекционных потерь при малых прямых токах. Такая же интенсивность электролюминесценции наблюдается при токе  $i = 70$  мкА. Максимальная внешняя квантовая эффективность электролюминесценции наблюдается в данной структуре при токе  $i = 1$  мА и составляет  $\eta_{\text{max}} = 11\%$ . При токе  $i = 70$  мкА  $\eta_{\text{EL}} = 0.36\eta_{\text{max}}$ . Отсюда внутренняя квантовая эффективность структуры составляет  $\eta_{\text{int}} = \eta_{\text{int}} = \eta_{\text{EL}}(i^*) \cdot (i^*/i_{\text{sc}}) = (0.36 \cdot 70/22.5) \eta_{\text{max}} = 1.12 \eta_{\text{max}} = 12.3\%$ . Для флип-чип структуры ( $\eta_{\text{max}} = 18\%$ ) аналогичные оценки дают  $\eta_{\text{int}} = 1.21 \eta_{\text{max}} = 22\%$ .

## 4.3. Влияние туннелирования на спектральный сдвиг и ширину полосы излучения

### 4.3.1. Область малых прямых напряжений $U < U_t$ .

Красный сдвиг спектра фотолуминесценции из квантовых ям InGaN/GaN с приложенным прямым напряжением часто связывают с проявлением квантово-размерного эффекта Штарка [1,6,7].

Несколько экспериментальных фактов, наблюдаемых в данной работе, трудно объяснить в рамках модели сильного пьезоэлектрического поля  $F_p$  в активном слое InGaN. Например, красный сдвиг спектра фотолуминесценции с напряжением сопровождается увеличением интенсивности фотолуминесценции (рис. 3, *b* и *c*), тогда

как в случае существования сильного пьезоэлектрического поля уменьшение перекрытия волновых функций электрона и дырки, вызывающее красный сдвиг спектра, должно сопровождаться и уменьшением интенсивности фотолюминесценции с прямым смещением.

Противоречит модели пьезоэлектрического поля в активном слое и наблюдающийся характер красного сдвига спектра с напряжением. Поле в поляризованном активном слое должно увеличиваться с прямым смещением как  $(U_{bi} - U)^{1/2}$ . Но экспериментально наблюдается монотонный красный сдвиг спектра ( $\sim 10$  мэВ) и монотонное увеличение интенсивности фотолюминесценции с напряжением в области  $U = 0-2$  В, а при небольшом увеличении напряжения в диапазоне  $U = 2-2.4$  В наблюдается резкий красный сдвиг спектра, составляющий 40 мэВ, и резко растет интенсивность фотолюминесценции (рис. 3, *b* и *c*, кривые 1). Важно также то, что спектр уширяется в красную область с напряжением. Так, низкоэнергетичная граница спектра, измеренная на половине высоты пика, сдвигается в красную область на 50 мэВ при увеличении напряжения в диапазоне  $U = 2-2.4$  В, в то время как высокоэнергетичная лишь на 15 мэВ.

Кроме того, голубой сдвиг спектра электролюминесценции с напряжением (рис. 3, *c*, кривая 2) начинается при меньших напряжениях, чем голубой сдвиг спектра фотолюминесценции. В случае, если бы голубой сдвиг определялся экранированием поляризованного поля носителями заряда, голубой сдвиг спектра фотолюминесценции начинался бы при меньших напряжениях из-за большей концентрации свободных носителей заряда в активном слое при оптической инжекции.

Наконец, резкий сдвиг спектра и увеличение интенсивности фотолюминесценции, как и резкое уменьшение фототока из квантовой ямы, наблюдаются при пороговом напряжении электролюминесценции, что указывает на связь этих фактов с электрической инжекцией в область квантовой ямы.

Отмеченные особенности спектральных сдвигов пиков излучения фото- и электролюминесценции хорошо согласуются с моделью формирования линии излучения из хвостов плотности состояний активного слоя InGaN и могут отражать различный характер их заполнения при электрической и оптической инжекции.

При оптической инжекции степень неравновесного заполнения глубоко локализованных изолированных состояний хвоста одинаковая для всех энергетических уровней, но высота барьера для туннелирования через барьеры в зоне проводимости слоя *n*-GaN и валентной зоне слоя *p*-GaN увеличивается с глубиной локализации  $E_i$ . При этом вероятность туннелирования из хвоста состояний экспоненциально уменьшается с глубиной локализации, что приводит по мере увеличения прямого напряжения и соответственно уменьшения электрического поля *p-n*-перехода к большему возгоранию длинноволновой фотолюминесценции и красному сдвигу спектра. Для отношения интенсивностей излучения из

глубоких и мелких состояний  $I_r$  и  $I_b$  с энергиями локализации  $E_r$  и  $E_b$  и плотностью состояний  $N_r$  и  $N_b$  соответственно при  $E_r - E_b \ll E_b$  имеем из (1):

$$\frac{I_r}{I_b} = \frac{N_r}{N_b} \exp\left(\frac{\beta E_b^{1/2}(E_r - E_b)}{(U_{bi} - U)^{1/2}}\right), \quad (2)$$

где  $\beta = 8(m^*)^{1/2}/3hq^{3/2}N^{1/2}$ . В случае, если состояния с энергиями локализации  $E_r$  и  $E_b$  определяют соответственно длинноволновую и коротковолновую границы полуширины спектра излучения  $\gamma$  и  $\gamma \equiv \gamma_0 + 2\delta(U) = E_r - E_b$  ( $\gamma_0$  — полуширина спектра при  $U = 0$ ),  $I_r = I_b$ , для красного сдвига спектра с напряжением имеем из (2):

$$\delta(U) = \frac{1}{2 \ln(N_r N_b^{-1}) \beta E_b^{1/2}} (U_{bi} - U)^{1/2}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что при небольших напряжениях ( $U < U_{bi}$ ) подавление туннелирования в результате уменьшения поля *p-n*-перехода должно приводить к линейному сдвигу пика спектра и увеличению ширины линии излучения по мере увеличения прямого напряжения.

Экспоненциальный рост интенсивности фотолюминесценции, близкий к линейному красный сдвиг пика спектра фотолюминесценции и уширение спектра в длинноволновую область с ростом напряжения, наблюдающиеся в исследуемых структурах при  $U < U_t$ , подтверждают справедливость изложенных представлений о влиянии электрического поля *p-n*-перехода на туннельную утечку фотоносителей из квантовой ямы.

**4.3.2. Область больших прямых напряжений  $U > U_t$ .** Основной компонентой прямого тока в *p-n*-структурах с InGaN/GaN-квантовыми ямами является туннельно-рекомбинационный ток [21]. Так, в исследуемых флип-чип структурах в диапазоне напряжений  $U = 1.6-2.9$  В прямой ток растет с напряжением как  $I \propto \exp(qU/nkT)$ , где  $n \approx 5$ , что указывает на туннельную природу тока.

При напряжениях, больших порогового, когда дно зоны проводимости и потолок валентной зоны в нейтральных областях *n*-GaN и *p*-GaN соответственно достигают энергетического положения наиболее глубоких состояний хвоста, туннелирование из этих состояний в зону проводимости и валентную зону прекращается, и заполнение состояний хвоста увеличивается в основном в результате туннельной инжекции из свободных зон. По мере увеличения прямого напряжения края зон сканируют по энергии хвосты плотности состояний, при этом увеличивается заполнение глубоких состояний хвоста, что может объяснять красный сдвиг спектра с напряжением вблизи порогового напряжения. Голубой сдвиг спектров с напряжением объясняется постепенным туннельным заполнением локализованных состояний. Малые спектральные сдвиги пиков спектров излучения с напряжением, наблюдающиеся в флип-чип структурах, излучающих на меньшей длине волны,

связаны с меньшей энергией локализации в хвостах плотности состояний при меньшей концентрации In в активном слое [6].

Отметим, что на ход зависимостей  $I_{PL}(U)$  и  $h\nu_{\max}(U)$  может оказывать влияние захват фотовозбужденных неосновных носителей глубокими ловушками, вызывающий изменение плотности объемного заряда и электрического поля в обедненной области структуры. Глубокие состояния могут приводить к немонокотным зависимостям  $I_{PL}(U)$  и  $h\nu_{\max}(U)$  [8] и даже инвертировать ход зависимостей  $h\nu_{\max}(U)$ . С влиянием глубоких ловушек связана, по-видимому, слабая немонотонность зависимостей  $I_{PL}(U)$  и  $h\nu_{\max}(U)$ , наблюдающаяся при  $U < U_t$  (рис. 3, *b* и *c*).

Голубое смещение пика фотолюминесценции по сравнению с положением пика электролюминесценции вблизи  $U = U_t$  и уширение коротковолнового крыла спектра при оптической накачке, наблюдающееся при одинаковых уровнях электрической и оптической инжекции, отражают различный характер заполнения локализованных состояний в квантовой яме при разных способах инжекции. При оптической накачке заполнение локализованных состояний происходит в результате захвата подвижных носителей заряда, инжектированных в зону проводимости и валентную зону активного слоя InGaN. При этом высокоэнергетичный край спектра определяется шириной запрещенной зоны InGaN. При электрической накачке существенной становится туннельная инжекция. В этом случае высокоэнергетичный край спектра определяется разностью уровней дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в слоях GaN в прямосмещенной структуре. Подтверждает это объяснение и отмеченный выше факт: спектральное положение пика электролюминесценции достигает спектрального положения пика фотолюминесценции, наблюдающегося при  $U = 0$ , лишь при больших напряжениях и уровнях накачки, на 4 порядка превышающих уровень оптической накачки.

## 5. Заключение

Исследования фотолюминесценции и фототока из квантовых ям InGaN/GaN при прямых смещениях  $p-n$ -структур показали, что эффект туннелирования носителей из хвостов плотности состояний активного слоя InGaN в зоны существенным образом влияет на внутреннюю квантовую эффективность, спектральное положение, ширину линии и интенсивность излучения из квантовых ям InGaN/GaN. Исследования показали, что при увеличении прямого смещения и соответственно уменьшении электрического поля уменьшается фототок из квантовой ямы. При этом наблюдается возгорание фотолюминесценции и красный сдвиг спектра, а также уширение спектра в длинноволновую область. Возгорание фотолюминесценции, красный сдвиг и уширение спектра при уменьшении электрического поля  $p-n$ -пе-

рехода связывается с подавлением туннельных утечек из глубоко локализованных состояний квантовой ямы в зоны. Сравнительные исследования фото- и электролюминесценции показали значительное влияние туннельной утечки на квантовый выход и позволили оценить внутреннюю квантовую эффективность  $p-n$ -структур с квантовыми ямами InGaN/GaN, составившую в структурах на сапфировой подложке 12% и в флип-чип структурах 22%.

Показано, что неравновесное заполнение хвостов плотности состояний квантовых ям InGaN/GaN зависит от способа инжекции и контролируется захватом свободных носителей, инжектированных в квантовую яму, при оптической инжекции и туннелированием носителей „под“ квантовой ямой при электрической инжекции.

## Список литературы

- [1] T. Takeuchi, S. Sota, M. Katsuragawa, M. Komori, H. Takeuchi, H. Amano, I. Akasaki. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**, L382 (1997).
- [2] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, S. Nakamura. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 4188 (1996).
- [3] S. Watanabe, N. Yamada, M. Nagashima, Y. Ueki, C. Sasaki, Y. Yamada, T. Taguchi. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 4906 (2003).
- [4] 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).
- [5] A. Hangleiter, D. Fuhrmann, M. Grewe, F. Hitzel, G. Klewer, S. Lahmann, C. Netzel, N. Reidel, U. Rossow. *Phys. Status Solidi A*, **201**, 2808 (2004).
- [6] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt. *Phys. Rev. B*, **56**, R10024 (1997).
- [7] T. Takeuchi, C. Wetzel, S. Yamaguchi, H. Sakai, H. Amano, I. Akasaki. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1691 (1998).
- [8] Y.D. Jho, J.S. Yahng, E. Oh, D.S. Kim. *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 1130 (2001).
- [9] K.C. Kim, M.C. Schmidt, H. Sato, F. Wu, N. Fellows, Z. Jia, M. Saito, S. Nakamura, S.P. DenBaars, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 181 120 (2007).
- [10] U. Jahn, S. Dhar, M. Ramsteiner, K. Fujiwara. *Phys. Rev. B*, **69**, 115 323 (2004).
- [11] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L.F. Eastman. *J. Phys.: Condens. Matter*, **14**, 3399 (2002).
- [12] H. Morkoç, R. Cingolani, B. Gil. *Sol. St. Electron.*, **43**, 1753 (1999).
- [13] H.C. Casey, jr., J. Muth, S. Krishnankutty, J.M. Zavada. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2867 (1996).
- [14] P.G. Eliseev, P. Perlin, J. Lee, M. Osinski. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 569 (1997).
- [15] R.W. Martin, P.G. Middleton, E.P. O'Donnell, W. Van der Stricht. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 263 (1999).
- [16] K.P. O'Donnell, R.W. Martin, P.G. Middleton. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 237 (1999).
- [17] 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).

- [18] Y.T. Rebane, N.I. Bochkareva, V.E. Bougrov, D.V. Tarkhin, Y.G. Shreter, E.A. Girnov, S.I. Stepanov, W.N. Wang, P.T. Chang, P.J. Wang. Proc. SPIE, **4996**, 113 (2003).
- [19] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*. Т. III. *Теоретическая физика*. 4-е изд. (М., Наука, 1989) с. 220.
- [20] Y. Kawakami, K. Omae, A. Kaneta, K. Okamoto, Y. Narukawa, T. Mukai, S. Fujita. J. Phys.: Condens. Matter, **13**, 6993 (2001).
- [21] Н.И. Бочкарева, Е.А. Zhirnov, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.Г. Шретер. ФТП, **39**, 627 (2005).

Редактор Л.В. Беляков

## Effect of electrical field on the intensity and emission spectrum of InGaN/GaN quantum wells

*N.I. Bochkareva, A.L. Bogatov, R.I. Gorbunov, F.E. Latyshev\*, A.S. Zubrilov, A.I. Tsyuk, A.V. Klochkov, Y.S. Lelikov, Y.T. Rebane, Y.G. Shreter*

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

\* Fock Institute of Physics,  
St. Petersburg State University,  
198504 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The comparative studies of the photoluminescence from quantum wells under forward voltage application and of the electroluminescence in  $p$ -GaN/InGa $n$ -GaN structures are carried out. It was shown that a characteristic red shift of the photoluminescence peak, as well as the line widening, and simultaneous enhancement of photoluminescence intensity observed under forward voltages are associated with electrical field decrease in the space charge region of  $p$ - $n$ -junction and the suppression of tunnel leakage of charge carriers from band-tail states of active layer InGaN. The analysis of the results obtained reveals the considerable impact of the tunneling on the quantum output and allowed to estimate internal quantum efficiency of the structures. It was shown that non-equilibrium filling of band-tail states of InGaN/GaN quantum wells depends on the injection type and is controlled by capturing of carriers, injected in the quantum well, under optical injection, and by tunneling of carriers „under“ quantum well under electrical injection.