

Оптические свойства голубых светодиодов в системе InGaN/GaN при высокой плотности тока

© Н.И. Бочкарева[¶], Р.И. Горбунов, А.В. Клочков, Ю.С. Леликов, И.А. Мартынов, Ю.Т. Ребане, А.С. Белов, Ю.Г. Шретер

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

(Получена 6 марта 2008 г. Принята к печати 11 марта 2008 г.)

Проведены измерения вольт-амперных, вольт-яркостных характеристик и спектров электролюминесценции голубых светодиодов на основе InGaN/GaN с целью выяснения природы падения эффективности при высоких плотностях тока и высоких температурах. Обнаружено, что линейное увеличение интенсивности излучения при увеличении тока инжекции сменяется сублинейным, приводя к падению эффективности по мере того как наблюдаемая энергия фотона удаляется от порога подвижности. Интенсивность излучения уменьшается при увеличении температуры, когда наблюдаемая энергия фотона приближается к порогу подвижности, приводя к падению эффективности при перегреве. Максимум спектра электролюминесценции сдвигается к меньшим энергиям фотона при увеличении температуры из-за сужения запрещенной зоны. Результаты объясняются с учетом того, что заполнение хвостов плотности состояний в InGaN происходит не только в результате захвата свободных носителей заряда, но и в результате туннельного перехода в состояния хвоста. Падение эффективности при высоких токах связывается с уменьшением туннельной инжекции и увеличением утечки через безызлучательный канал „под“ квантовой ямой.

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

1. Введение

Расширение области применения высокоэффективных светодиодов с квантовыми ямами в системе InGaN/GaN от маломощных индикаторных светодиодов до мощных светодиодных ламп, призванных заменить лампы накаливания и флуоресцентные лампы общего освещения, является в настоящее время глобальной целью нитридной оптоэлектроники. Для достижения этой цели необходима высокая эффективность электролюминесценции и стабильная работа светодиодных структур при высоких плотностях тока и высоких температурах.

Плотность тока в мощных светодиодах на основе GaN достигает 200 A/cm^2 , но эффективность электролюминесценции, как и в маломощных светодиодах, максимальна при плотности тока $0.4\text{--}4 \text{ A/cm}^2$ и падает с ростом плотности тока [1]. Эффект падения эффективности с током привлекает к себе внимание начиная с пионерских работ по индикаторным светодиодам на основе GaN [2], однако для мощных светодиодов этот эффект приобретает решающее значение. Выяснению причин падения эффективности с ростом тока в светодиодах на основе GaN в последнее время посвящается много работ, в которых предлагаются различные механизмы для объяснения этого эффекта и различные пути его устранения. Падение эффективности с ростом тока связывается с утечками по структурным дефектам [3] и при „перетекании“ электронов „над“ квантовой ямой [2,4], с оже-рекомбинацией [5], влиянием встроенных пьезоэлектрических полей в квантовой яме [6]. В работах [7,8]

падение эффективности связывается с утечками за счет туннелирования электронов на интерфейсные состояния InGaN/GaN, по границам зерен [7] и вследствие туннелирования „под“ квантовой ямой на слабо локализованные состояния хвостов плотности состояний в квантовой яме InGaN/GaN [8]. Однако до сих пор остается неясным вклад каждого из предложенных механизмов в падение эффективности при высоких плотностях тока. Неясно также, в какой степени этот эффект является внутренним свойством высокоэффективных структур и может ли он быть полностью устранен повышением кристаллического качества материала и совершенствованием структуры светодиода.

Важным фактором, ограничивающим предельную плотность тока и оптическую мощность светоизлучающих приборов на основе GaN, является также повышение температуры $p\text{--}n$ -перехода при высоких плотностях тока и связанное с ним уменьшение эффективности [9]. В работе [10] показано, что при оптимальном теплоотводе температура влияет на эффективность светодиодов при плотностях тока $> 150 \text{ A/cm}^2$. Конструкции мощных светодиодов имеют малое тепловое сопротивление, обеспечивают хороший теплоотвод и малый перегрев активной области протекающим током. Однако неоднородности плотности тока и теплового сопротивления по площади из-за положительной обратной связи между локальным током и локальной температурой приводят к значительному повышению локальной температуры и развитию теплового пробоя. Поэтому исследования механизма влияния температуры на оптические свойства структур с квантовыми ямами InGaN/GaN являются важными для повышения оптической мощности светодиодных структур.

[¶] E-mail: n.bochkareva@mail.ioffe.ru

В данной статье исследованы особенности поведения тока, интенсивности и спектров электролюминесценции голубых светодиодов с квантовыми ямами InGaN/GaN при высоких плотностях тока и саморазогреве протекающим током до температур 40–245°C с целью выяснения механизма падения эффективности при высоких плотностях тока и механизма влияния температуры на оптические свойства светодиодов на основе GaN.

Показано, что падение эффективности электролюминесценции с ростом тока связано с уменьшением относительного вклада в интенсивность излучательной рекомбинации носителей заряда, туннельно-инжектированных в хвосты плотности состояний и захваченных из свободных зон квантовой ямы InGaN/GaN. Показано также, что перегрев структуры протекающим током приводит к падению эффективности из-за увеличения утечки через безызлучательный канал „под“ квантовой ямой. При этом интенсивность электролюминесценции не увеличивается, так как рост интенсивности излучения из глубоко локализованных состояний хвоста компенсируется уменьшением интенсивности излучения из слабо локализованных состояний в результате уменьшения их заполнения с ростом температуры.

2. Эксперимент

Исследовались голубые светодиоды на основе структур $p\text{-GaN}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}/n\text{-GaN}$ с активным слоем $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ толщиной 30 Å, изготовленных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD). Структуры содержали полупрозрачный контакт Ni/Au к слою $p\text{-GaN}$ и контакт Al/Ti к слою $n\text{-GaN}$. Детали структуры приведены в [11]. Реальная площадь структур $S = 6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$. Квантовая эффективность светодиодов составила 6% при номинальном прямом смещении $U = 3.2 \text{ В}$ и токе $I = 20 \text{ мА}$, длина волны в максимуме спектра излучения составила 465 нм при ширине спектра на половине высоты 20 нм.

Температура активной области структуры при заданном напряжении прямого смещения повышалась с помощью введения дополнительного теплового сопротивления при изменении положения крепления теплоотвода на вводах светодиода. Температурный перегрев активной области определялся по изменению напряжения на $p\text{-}n$ -структуре при номинальном токе 20 мА. Температурный коэффициент $\partial U/\partial T$ определялся из семейства вольт-амперных характеристик, измеренных при помещении светодиода в термостат, и составил 2.8 мВ/°С в температурном диапазоне $T = 20\text{--}140^\circ\text{С}$. Как показали измерения температуры перегрева, удаление теплоотвода от номинального положения (расстояние 3 мм от корпуса) к краям вводов (расстояние 20 мм от корпуса) позволяет регулировать тепловое сопротивление между активной областью светодиода и окружающей средой в пределах от $R_{j-a} = 305$ до $R_{j-a} + \Delta R = 347 \text{ К/Вт}$. При этом температурный перегрев $p\text{-}n$ -перехода (ΔT_{j-a})

увеличивается с потребляемой электрической мощностью пропорционально тепловому сопротивлению и составляет $\Delta T_{j-a} = IU(R_{j-a} + \Delta R)$. С учетом того, что основной отвод тепла от активной области осуществляется через катодный ввод, были оценены характерные времена адиабатического нагрева структуры, составившие при введении дополнительного теплового сопротивления $\tau = (R_{j-a} + \Delta R)C \approx 15 \text{ с}$, где C — теплоемкость структуры с дополнительным тепловым сопротивлением.

В статье приводятся результаты измерений характеристик светодиода в двух тепловых режимах — в условиях номинального ($R_{j-a} = 305 \text{ К/Вт}$) и слабого ($R_{j-a} + \Delta R = 347 \text{ К/Вт}$) теплоотвода; величины токов и перегревов в этих режимах в дальнейшем обозначаются как I_{\min} , ΔT_{\min} и I_{\max} , ΔT_{\max} соответственно. Измерения проводились при одних и тех же значениях прямого напряжения, задаваемого с помощью источника напряжения Keithley 238, им же производились измерения величины прямого тока. Одновременно записывались спектры электролюминесценции с помощью спектрометра Avantes-2048. При слабом теплоотводе измерения проводились через 30 с после подачи напряжения. Интенсивность электролюминесценции измерялась интегрированием спектров электролюминесценции. Измерения в режиме номинального теплоотвода производились до и после измерений в режиме слабого теплоотвода. Эти измерения показали, что изменения характеристик светодиода в результате перегрева обратимы.

3. Результаты эксперимента

3.1. Влияние дополнительного теплового сопротивления на величину тока и перегрев структуры

На рис. 1, *a* представлены типичные вольт-амперные характеристики (ВАХ) исследованных голубых светодиодов с квантовой ямой InGaN/GaN при $U > 2.6 \text{ В}$ (токи $I > 1.6 \text{ мА}$), измеренные при номинальном и слабом теплоотводе.

При номинальном теплоотводе зависимость тока от напряжения близка к квадратичной при увеличении напряжения в интервале $U = 2.6\text{--}4.4 \text{ В}$, достигая 120 мА при $U = 4.4 \text{ В}$, температура активной области при этом достигает $T_j = 180^\circ\text{С}$. При ухудшении теплоотвода вследствие введения дополнительного теплового сопротивления зависимость тока от напряжения, близкая к квадратичной, сохраняется, ток при $U = 4.4 \text{ В}$ увеличивается до 150 мА, температура активной области до 245°C. Последовательное сопротивление, полученное из ВАХ, измеренной при слабом теплоотводе, составило 7.7 Ом.

На рис. 2 приведены зависимости тока от напряжения на $p\text{-}n$ -переходе, $I(U_j)$, полученные из экспериментальных ВАХ с учетом резистивных потерь. Зависимости $I(U_j)$ близки к квадратичным в интерва-

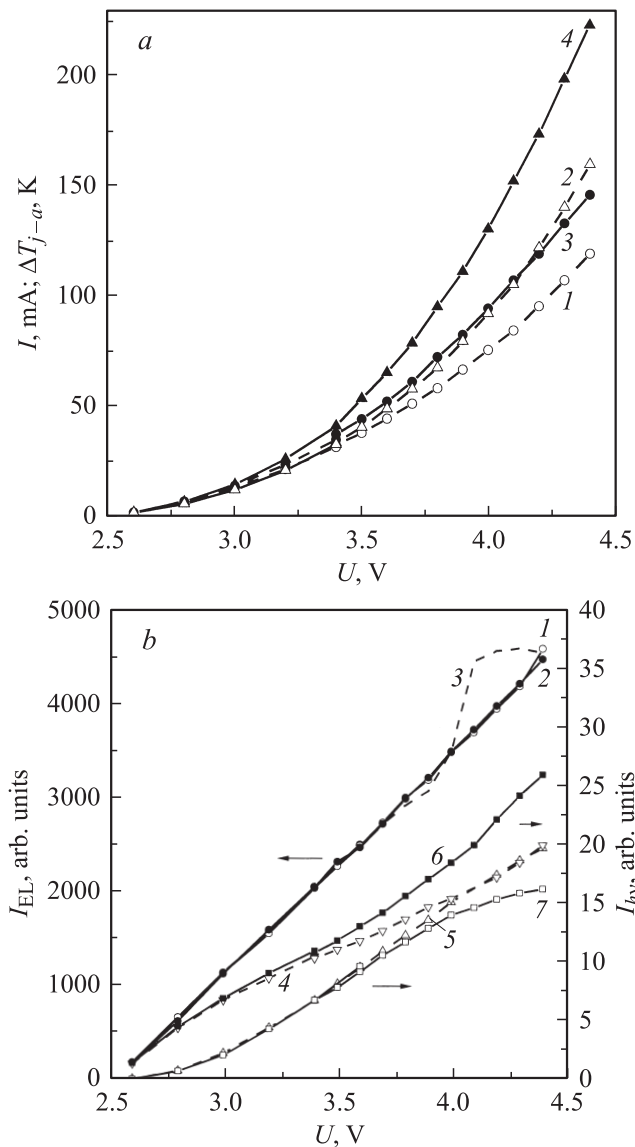


Рис. 1. *a* — зависимости от напряжения тока I (1, 2) и температуры перегрева ΔT_{j-a} (3, 4) при номинальном (1, 3) и слабом (2, 4) теплоотводе. *b* — зависимости от напряжения интенсивности электролюминесценции I_{EL} (1–3), интенсивности излучения I_{hv} на длинноволновом (4, 6) и коротковолновом (5, 7) крыльях спектра при номинальном (1, 4, 5) и слабом (2, 3, 6, 7) теплоотводе. Энергия фотона $h\nu$, эВ: 4, 6 — 2.61; 5, 7 — 2.75.

ле $U_j = 2.6\text{--}3.2$ В, $I = 1.6\text{--}40$ мА, когда температура активной области не превышает 85°C . Из рисунка видно, что при слабом теплоотводе в области токов $I \gtrsim 80$ мА наблюдается вертикальный рост тока, свидетельствующий о начале теплового пробоя. При этом рост тока в структуре ограничивается последовательным сопротивлением. При номинальном теплоотводе и токах $I \gtrsim 80$ мА также наблюдается резкое увеличение тока с ростом напряжения U_j .

На вставке к рис. 2 приведена зависимость приращения тока при заданном напряжении, ΔI , в результате

увеличения теплового сопротивления от величины перегрева при номинальном теплоотводе $\Delta T_{\min} = I_{\min} U R_{j-a}$.

При малых перегревах, пока приращение тока мало и $\Delta I = I_{\max} - I_{\min} < I_{\min}$, перегрев структуры определяется увеличением теплового сопротивления $\Delta T_{\max} = I_{\max} U (R_{j-a} + \Delta R) = (I_{\min} + \Delta I) U (R_{j-a} + \Delta R) \approx I_{\min} U (R_{j-a} + \Delta R)$. Приращение тока линейно увеличивается с перегревом: $\Delta I = \alpha (\Delta T_{\max} - \Delta T_{\min}) = \alpha I_{\min} U \Delta R$. Значение коэффициента α было определено с помощью семейства ВАХ термостатированного светодиода, измеренных при различных температурах, и при токах ~ 20 мА составило $\alpha = 0.5$ мА/К. Величина ΔR , определенная по начальному участку зависимости $\Delta I(\Delta T_{\min})$, составила $\Delta R \approx 50$ К/Вт. При этом величина $R_{j-a} + \Delta R = 355$ К/Вт, что близко к величине 347 К/Вт, полученной из температурных измерений.

Участок с более резким ростом тока на кривой $\Delta I(\Delta T_{\min})$ связан с интенсивным ростом тока при слабом теплоотводе и вертикальным участком зависимости $I(U_j)$. Более слабый рост тока $\Delta I(\Delta T_{\min})$ при больших перегревах связан с началом резкого роста тока I_{\min} . При этом $\Delta I < I_{\min}$ и дополнительный перегрев при увеличении теплового сопротивления вновь начинает определяться лишь изменением ΔR .

Таким образом, величина приращения тока при ухудшении теплового контакта при малых и больших перегревах в номинальном тепловом режиме пропорциональна начальному перегреву, что позволяет определить величину изменившегося теплового сопротивления.

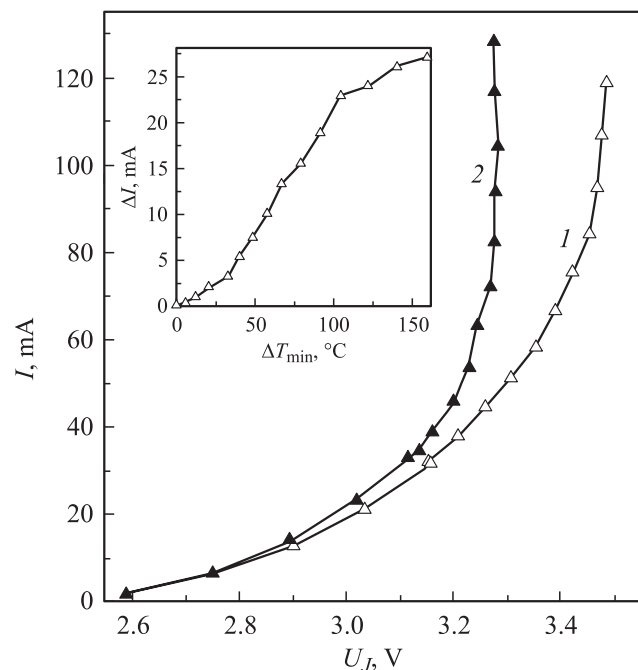


Рис. 2. Зависимости тока от напряжения на p – n -переходе при номинальном (1) и слабом (2) теплоотводе. На вставке — зависимость приращения тока в результате ухудшения теплоотвода от перегрева при номинальном теплоотводе.

3.2. Влияние температуры на интенсивность электролюминесценции

На рис. 1, *b* приведены зависимости интенсивности электролюминесценции от величины прямого напряжения $I_{EL}(U)$ (кривые 1–3). Интенсивность электролюминесценции при увеличении напряжения в интервале $U = 2.6–4\text{ В}$ и увеличении тока до 80 мА растет по закону, близкому к линейному, и практически не изменяется при ослаблении теплоотвода и росте температуры активной области до 225°C (кривые 1, 2). При перегревах $> 160^\circ\text{C}$ в режиме слабого теплоотвода иногда наблюдалась нестабильность в изменении I_{EL} с напряжением, при напряжениях, соответствующих вертикальному участку кривой $I(U_j)$ (кривая 3) и началу развития локального теплового пробоя.

Из вышесказанного можно сделать вывод, что при $U < 3.9\text{ В}$ при кратковременных температурных воздействиях оптическая мощность слабо зависит от перегрева до $T_j = 160^\circ\text{C}$. При этом наблюдается значительный рост компоненты тока, обусловленного безызлучательной рекомбинацией.

3.3. Влияние напряжения и температуры на спектральный сдвиг линии электролюминесценции

Спектры электролюминесценции $I_{EL}(h\nu)$, измеренные в условиях номинального и слабого теплоотвода при одних и тех же напряжениях смещения, представленные на рис. 3, иллюстрируют спектральный сдвиг при дополнительном перегреве структуры.

Зависимости спектрального положения низкоэнергетического крыла спектра, измеренные на уровне $0.7I_{EL}^{\max}$ (I_{EL}^{\max} — амплитуда пика спектра), от напряжения, $h\nu_{0.7}(U)$, приведены на рис. 4. Из рисунка видно, что дополнительный перегрев структуры приводит к красному сдвигу спектра при всех напряжениях.

При напряжениях 2.6–3.4 В (токах 2–30 мА) и перегреве 40°C в обоих тепловых режимах наблюдается голубой сдвиг спектра излучения с увеличением напряжения смещения. Из рис. 4 видно, что спектральное положение низкоэнергетического крыла спектра слабо зависит от условий теплоотвода при $U < 3.4\text{ В}$. При увеличении напряжения в диапазоне $U = 2.6–3.4\text{ В}$ низкоэнергетическое крыло спектра испытывает примерно один и тот же по величине голубой сдвиг на 40 мЭВ.

При $U > 3.4\text{ В}$ поведение зависимостей $h\nu_{0.7}(U)$, измеренных при разном теплоотводе и соответственно разном перегреве активной области, различно. Спектр светодиода при номинальном теплоотводе продолжает слабо сдвигаться в голубую область при повышении напряжения до 3.9 В, затем наблюдается слабый красный сдвиг.

В режиме слабого теплоотвода при $U > 3.4\text{ В}$ наблюдается красный сдвиг длинноволнового крыла спектра. При этом при повышении напряжения до $U = 4.4\text{ В}$ и

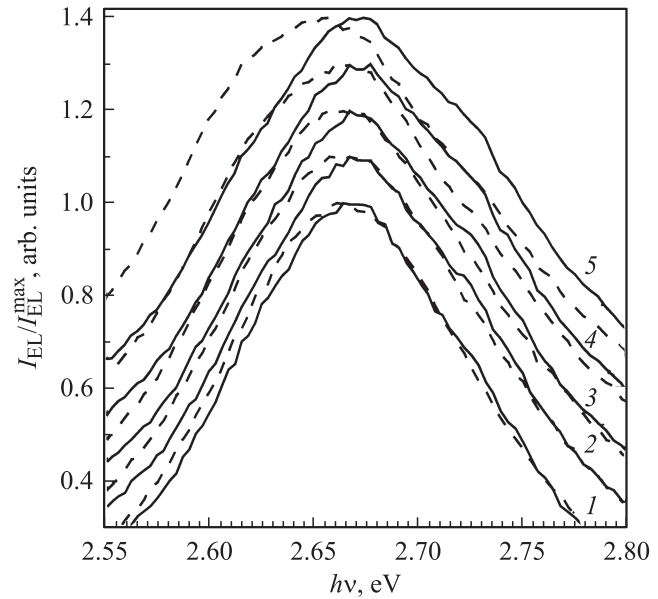


Рис. 3. Нормированные спектры электролюминесценции в условиях номинального (сплошные кривые) и слабого (штриховые кривые) теплоотвода при значениях прямого напряжения $U = 3.6$ (1), 3.8 (2), 3.9 (3), 4.1 (4), 4.4 В (5). Спектры, измеренные при повышении напряжения, сдвинуты вверх.

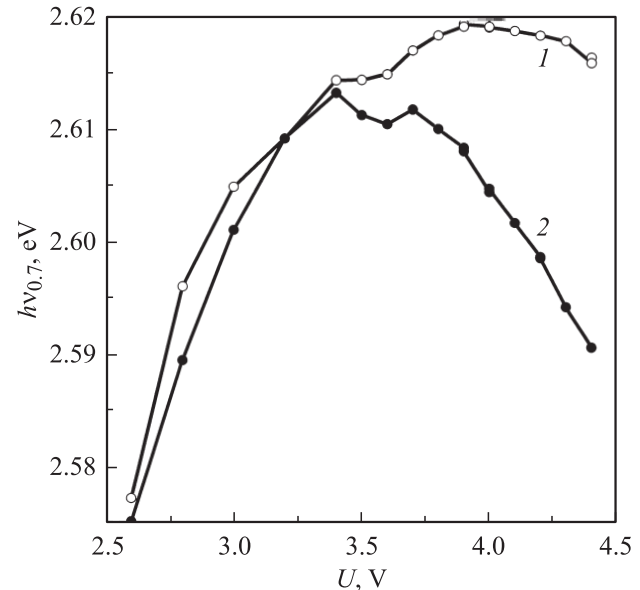


Рис. 4. Зависимости спектрального положения низкоэнергетического крыла спектра от напряжения при номинальном (1) и слабом (2) теплоотводе.

перегреве, достигающем 220°C , спектральное положение длинноволнового крыла спектра приближается к его положению при малых смещениях, когда перегрев мал.

Сопоставление зависимостей $h\nu_{0.7}(U)$ и $I(U)$ позволяет сделать вывод, что увеличение красного сдвига спектра с ростом напряжения в условиях слабого теплоотвода происходит при $U > 3.7\text{ В}$, $I > 70\text{ мА}$, когда

зависимость $I(U_j)$ становится вертикальной, т.е. когда рост тока связан только с повышением температуры p - n -перехода, а напряжение на p - n -переходе остается постоянным.

4. Обсуждение результатов

4.1. Влияние туннельной инжекции на уменьшение эффективности электролюминесценции при напряжениях $U > hv_{\max}/q$ и плотностях тока 2.7–150 А/см²

Переход от экспоненциального роста тока светодиода при прямом смещении к сверхлинейному при напряжениях $U > hv_{\max}/q$ ($hv_{\max} = 2.67$ эВ — энергия фотона в максимуме спектра электролюминесценции при номинальном токе 20 мА, q — заряд электрона) может быть вызван подавлением инжекции в результате захвата основных носителей заряда.

Известно, что в светодиодах с квантовыми ямами InGaN/GaN туннельная компонента тока преобладает над термоактивационной [12,13]. В области температур 4–300 К наклон кривых $\lg I(U)$ уменьшается с увеличением напряжения и температуры [13], что указывает на доминирование туннелирования по хвостам плотности состояний в слоях GaN в механизме протекания тока при приближении напряжения смещения к встроенному напряжению. Как показали измерения вольт-амперных характеристик исследованных светодиодов в области температур 300–420 К и токов 0.01 нА–20 мА, наклон кривых $\lg I(U)$ также уменьшается с увеличением напряжения и температуры, как и при низких температурах. Это позволяет сделать вывод, что при напряжениях $U > hv_{\max}/q$, когда протекание тока определяется высотой „пиков“ в зоне проводимости и валентной зоне, туннелирование носителей заряда по хвостам плотности состояний в слоях GaN начинает доминировать в общем токе светодиода.

Это позволяет предположить, что подавление инжекции при $U > hv_{\max}/q$ связано с захватом носителей заряда на состояниях урбаховских хвостов в GaN, препятствующим снижению барьеров внешним электрическим полем. В результате экспоненциальный рост тока с напряжением сменяется сверхлинейным при $U > hv_{\max}/q$.

В случае доминирования термоактивационного механизма прохождения тока при бимолекулярной рекомбинации рекомбинационный ток в p - n -структуре $I_r \propto \exp(qU/kT)$ (k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура) и растет с напряжением быстрее, чем рекомбинационный ток, обусловленный безызлучательной рекомбинацией, и туннельный ток. При этом интенсивность электролюминесценции увеличивается пропорционально току и должна расти с напряжением экспоненциально при любых напряжениях: $I_{EL} \propto I_r \propto \exp(qU/kT)$ [14]. В светодиодах на основе GaN экспоненциальный рост интенсивности электролюминесценции с напряжением обычно наблюдается

лишь при небольших напряжениях, $U < hv_{\max}/q$. При напряжениях $U > hv_{\max}/q$ рост I_{EL} с напряжением замедляется.

В исследованных светодиодах экспоненциальный рост интенсивности электролюминесценции с напряжением наблюдается при напряжениях $U < hv_{\max}/q$ ($U \approx 2.2$ – 2.5 В). При $U > hv_{\max}/q$ ($U = 2.6$ – 4.4 В) и токах $I = 1.6$ – 120 мА (плотности тока 2.7– 200 А/см²) характер изменения интенсивности электролюминесценции с напряжением близок к линейному. При напряжениях $U > 4$ В ток ограничивается последовательным сопротивлением, и в этом диапазоне напряжений $I \propto U$ и $I_{EL} \propto I \propto U$.

Как показывает анализ спектров электролюминесценции, измеренных при разных прямых смещениях, интенсивность излучения фотонов с энергиями $hv > hv_{\max}$ растет с напряжением сверхлинейно и пропорционально току при $U = 2.5$ – 3.5 В (рис. 1, б, кривая 5). На этом участке интенсивность излучения фотонов с энергиями $hv < hv_{\max}$ растет с напряжением слабее, чем ток, и увеличивается с напряжением сублинейно (рис. 1, б, кривая 4). При этом рост интегральной по спектру интенсивности излучения с увеличением напряжения оказывается близким к линейному. При $U > 4$ В длинноволновая и коротковолновая компоненты спектра растут с напряжением, как и ток, линейно.

Эти результаты объясняются тем, что заполнение глубоко локализованных состояний флуктуационных хвостов активной области InGaN определяется не только захватом в хвосты плотности состояний носителей заряда, инжектированных в свободные зоны слоя InGaN [12], но и туннельной инжекцией на состояния хвостов [8], а также термализацией носителей из менее глубоко локализованных состояний хвостов [15,16]. Туннельная инжекция носителей заряда в глубоко локализованные состояния флуктуационных хвостов в активном слое InGaN, формирующих низкоэнергетичное крыло спектра, наиболее эффективна [8].

С повышением напряжения и приближением квазиуровней Ферми к краям зон носители туннелируют на все более мелкие слабо локализованные состояния. Плотность состояний с приближением их энергии к порогу подвижности (E_{me}) растет, но их заполнение падает и приток носителей заряда на глубоко локализованные состояния из менее локализованных уменьшается. В результате эффективность туннельной инжекции падает и рост интенсивности электролюминесценции на низкоэнергетичном крыле спектра с напряжением замедляется.

При больших напряжениях, $U > E_{me}/q$, доминирует заполнение состояний хвостов носителями заряда, захваченными из свободных зон. При этом интенсивность излучения фотонов с энергиями $hv > hv_{\max}$ и $hv < hv_{\max}$ растет с увеличением напряжения пропорционально току, т.е. линейно, как и ток.

Таким образом, можно заключить, что отставание роста интенсивности электролюминесценции от тока,

обуславливающее уменьшение эффективности электролюминесценции при плотностях тока $2.7\text{--}150\text{ А/см}^2$, вызвано уменьшением вклада туннельной инжекции в хвосты плотности состояний активной области InGaN.

4.2. Влияние туннельной инжекции на уменьшение эффективности электролюминесценции при перегреве

При кратковременных температурных воздействиях оптическая мощность слабо зависит от перегрева до $T_j = 160^\circ\text{C}$ (рис. 1). Отсюда следует, что значительный рост тока, вызванный дополнительным перегревом, связан с безызлучательной рекомбинацией.

Анализ поведения длинноволновых и коротковолновых компонент спектров электролюминесценции показывает, что дополнительный перегрев приводит к уменьшению интенсивности коротковолнового излучения и росту длинноволнового (рис. 1, кривые 6, 7). При этом интенсивность электролюминесценции не увеличивается, а эффективность падает, так как рост интенсивности длинноволнового крыла спектра компенсируется уменьшением интенсивности коротковолнового крыла.

4.3. Влияние туннельной инжекции на контур и спектральный сдвиг линии электролюминесценции при высоких плотностях тока и температурах

Голубой сдвиг спектров электролюминесценции с напряжением в светодиодных структурах InGaN/GaN связывается с заполнением флуктуационных хвостов плотности состояний в активном слое InGaN при приближении квазиуровней Ферми к краям зон [17–20].

Перегрев структуры в результате увеличения теплового сопротивления приводит к красному сдвигу длинноволнового крыла спектра при всех напряжениях в диапазоне $U = 2.6\text{--}4.4\text{ В}$, $I = 1.6\text{--}125\text{ мА}$. При этом до перегрева $\Delta T = 125^\circ\text{C}$ спектральный сдвиг коротковолнового крыла отсутствует, и лишь с увеличением перегрева и коротковолновое крыло испытывает красный сдвиг, меньший по величине, чем сдвиг длинноволнового крыла.

Спектральное положение пика излучения при перегревах, больших $\sim 40^\circ\text{C}$, зависит не только от температуры перегрева, но и от напряжения, при котором достигается этот перегрев. Так, в условиях номинального теплоотвода повышение температуры лишь компенсирует голубой сдвиг спектра с напряжением, так что при перегреве $\Delta T_{\text{min}} > 80^\circ\text{C}$, наблюдающемся при $U > 3.9\text{ В}$, спектр лишь начинает слабо сдвигаться в длинноволновую область.

Температурное поведение низкоэнергетичного крыла спектра можно охарактеризовать его температурным сдвигом $h\nu_{0.7}(\Delta T_{\text{max}} - \Delta T_{\text{min}})$, измеренным при заданном напряжении в разных режимах теплоотвода. Спектральный сдвиг $\Delta h\nu$ низкоэнергетичного крыла спектра, вызванный дополнительным перегревом, линейно

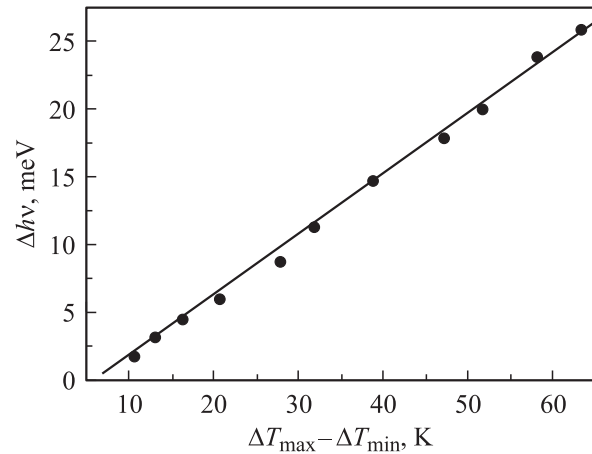


Рис. 5. Зависимость сдвига длинноволнового крыла спектра от повышения температуры при ухудшении теплоотвода (точки) и его аппроксимация зависимостью $\Delta h\nu = 4.5 \cdot 10^{-4} \times (\Delta T_{\text{max}} - \Delta T_{\text{min}})$ (сплошная линия).

увеличивается с величиной дополнительного перегрева $\Delta T_{\text{max}} - \Delta T_{\text{min}}$ (рис. 5). При этом его температурный коэффициент оказывается близким к температурному коэффициенту ширины запрещенной зоны GaN, равному $4.5 \cdot 10^{-4}\text{ эВ/К}$ [21]. Это позволяет сделать вывод, что красный сдвиг спектра обусловлен температурным изменением ширины запрещенной зоны.

Как уже отмечалось выше, дополнительный перегрев приводит к уменьшению интенсивности коротковолнового излучения и росту длинноволнового. Этот результат объясняется уменьшением заполнения слабо локализованных состояний при уменьшении ширины запрещенной зоны при перегреве. При фиксированном напряжении смещения электронный и дырочный квазиуровни Ферми приближаются к краям зон при уменьшении ширины запрещенной зоны, и плотность состояний с фиксированной энергией наблюдения $E < h\nu_{\text{max}}$ увеличивается, но глубина их локализации уменьшается и тепловой выброс с них увеличивается. При этом с ростом температуры заполнение слабо локализованных мелких состояний хвоста, для которых $E_{\text{me}} - E < kT$, уменьшается и интенсивность коротковолнового излучения падает. Интенсивность длинноволнового излучения из глубоко локализованных состояний хвоста, для которых выполняется условие $E_{\text{me}} - E > kT$, увеличивается в результате роста тока и увеличения плотности состояний с энергией наблюдения.

5. Заключение

Исследованы особенности поведения тока, интенсивности и спектров электролюминесценции голубых светодиодов с квантовыми ямами InGaN/GaN при высоких плотностях токов и кратковременном саморазогреве активной области током до температур $40\text{--}245^\circ\text{C}$. При напряжениях $U > h\nu_{\text{max}}/q$ наблюдается переход от

экспоненциального к сверхлинейному росту тока светодиода с напряжением. При этом экспоненциальный рост интенсивности электролюминесценции с напряжением сменяется близким к линейному в области плотностей тока $2.7\text{--}270\text{ А/см}^2$, а голубой сдвиг спектров электролюминесценции сменяется красным.

Замедление роста тока с увеличением напряжения связывается с проблемами инжекции по хвостам плотности состояний в слоях GaN при больших прямых смещениях, вызванными захватом основных носителей заряда. Отставание темпа излучательной рекомбинации от роста тока связывается с уменьшением эффективности туннельной инжекции в флуктуационные хвосты плотности состояний в квантовой яме InGaN/GaN при $U > hv_{\max}/q$.

Показано, что при увеличении инжекционного тока при напряжениях $U > hv_{\max}/q$ в результате саморазогрева и повышения температуры гетероструктуры $p\text{-GaN}/\text{InGaN}/n\text{-GaN}$ увеличивается интенсивность безызлучательной рекомбинации, а интенсивность излучательной рекомбинации не растет вплоть до повышения температуры от $T_j = 150$ до 225°C . При этом рост интенсивности излучательной рекомбинации на глубоко локализованных состояниях хвостов в квантовой яме InGaN/GaN компенсируется уменьшением интенсивности излучательной рекомбинации на слабо локализованных состояниях, заполнение которых уменьшается при повышении температуры. Показано, что повышение температуры при саморазогреве приводит к красному сдвигу длинноволнового крыла спектра электролюминесценции с температурным коэффициентом, соответствующим температурному коэффициенту ширины запрещенной зоны.

Список литературы

- [1] *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes*, ed by S. Nakamura, S.F. Chichibu (London–N.Y., Taylor & Francis, 2000).
- [2] T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura. Jap. J. Appl. Phys., **38**, 3976 (1999).
- [3] P.G. Eliseev, M. Osin'ski, H. Li, I.V. Akimova. Appl. Phys. Lett., **75**, 3838 (1999).
- [4] M.F. Schubert, S. Chhajed, J.K. Kim, E.F. Schubert, D.D. Koleske, M.H. Crawford, S.R. Lee, A.J. Fischer. Appl. Phys. Lett., **91**, 231 114 (2007).
- [5] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames. Appl. Phys. Lett., **91**, 141 101 (2007).
- [6] 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).
- [7] Н.И. Бочкарева, Е.А. Зhirnov, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.Г. Шретер. ФТП, **39**, 627 (2005).
- [8] 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).
- [9] B. Zhang, T. Egawa, H. Ishikawa, Y. Liu, T. Jimbo. J. Appl. Phys., **95**, 3170 (2004).
- [10] Н.И. Бочкарева, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, А.В. Клочков, Ю.Г. Шретер. ФТП, **40**, 122 (2006).
- [11] 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).
- [12] H.C. Casey, Jr., J. Muth, S. Krishnankutty, J.M. Zavada. Appl. Phys. Lett., **68**, 2867 (1996).
- [13] H. Morkoc. *Nitride Semiconductors and Devices* (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1999).
- [14] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965).
- [15] S.F. Chichibu, H. Marchand, M.S. Minsky, S. Keller, P.T. Fini, J.P. Ibbetson, S.B. Fleischer, J.S. Speck, J.E. Bowers, E. Hu, U.K. Mishra, S.P. DenBaars, T. Deguchi, T. Sota, S. Nakamura. Appl. Phys. Lett., **74**, 1460 (1999).
- [16] C. Gourdon, P. Lavallard. Phys. Status Solidi B, **153**, 641 (1989).
- [17] Y. Narukawa, Y. Kawakami, Shizuo Fujita, Shigeo Fujita, S. Nakamura. Phys. Rev. B, **55**, R1938 (1997).
- [18] Y. Narukawa, Y. Kawakami, M. Funato, Shizuo Fujita, Shigeo Fujita, S. Nakamura. Appl. Phys. Lett., **70**, 981 (1997).
- [19] T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura. Jap. J. Appl. Phys., **38**, L1358 (1999).
- [20] R.W. Martin, P.G. Middleton, E.P. O'Donnell, W. Van der Stricht. Appl. Phys. Lett., **74**, 263 (1999).
- [21] H. Teisseyre, P. Perlin, T. Suski, I. Grzegory, S. Porowski, J. Jun, A. Pietraszko, T.D. Moustakas. J. Appl. Phys., **76**, 2429 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

Optical properties of blue InGaN/GaN light-emitting diodes at high current density

N.I. Bochkareva, R.I. Gorbunov, A.V. Klochkov, Y.S. Lelikov, I.A. Martynov, Y.T. Rebane, A.S. Belov, Y.G. Shreter

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

Abstract Measurements of current–voltage, light–voltage characteristics and electroluminescence spectra of blue InGaN/GaN light-emitting diodes are performed to clarify the origin of efficiency droop at high current densities and high temperatures. It was found that linear increase of emission intensity with increasing injection current changes to sublinear one, resulting in efficiency droop, as monitored photon energy move away from mobility edge. The emission intensity decreases with increasing temperature as monitored photon energy approaches mobility edge leading to efficiency droop at overheating. The peak of electroluminescence spectrum shifts to lower photon energies with increasing temperature due to band-gap narrowing. The results are explained taking into account that InGaN band tail filling occurs not only due to the trapping of free charge carriers but also due to the tunnel process to tail states. Efficiency droop at high currents is attributed to the decrease of tunnel injection and to the increase of leakage through nonradiative channel „under“ the quantum well.