

Рост скорости рекомбинации Шокли–Рида–Холла в квантовых ямах InGaN/GaN как основной механизм падения эффективности светодиодов при высоких уровнях инжекции

© Н.И. Бочкарева, Ю.Т. Ребане, Ю.Г. Шретер[†]

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

(Получена 30 марта 2015 г. Принята к печати 13 мая 2015 г.)

Показано, что падение эффективности GaN-светодиодов с увеличением тока через светодиод (droop effect) вызвано уменьшением безызлучательного времени жизни Шокли–Рида–Холла. Время жизни уменьшается с током, так как все большее число ловушек в хвостах плотности состояний квантовых ям InGaN/GaN становится центрами безызлучательной рекомбинации при приближении квазиуровней Ферми к краям зон. Это следует из обнаруженной корреляции между падением эффективности и появлением отрицательной дифференциальной емкости. Последняя возникает в результате инерционности процесса перезарядки ловушек посредством туннелирования электронов с участием ловушек сквозь *n*-барьер квантовой ямы и индуктивного характера изменения тока диода при изменении прямого смещения.

1. Введение

Проблема падения эффективности GaN-светодиодов при плотности тока выше $0.3\text{--}10\text{ А/см}^2$ интенсивно изучается в последнее десятилетие, но, несмотря на быстрый прогресс в развитии технологии светодиодов, широкий интерес к этой важной для твердотельного освещения проблеме не иссякает ввиду отсутствия в научном сообществе единого взгляда на природу эффекта падения эффективности и подходы к решению проблемы.

Особое место в изучении этого эффекта занимает в настоящее время вопрос об основном механизме безызлучательной рекомбинации в квантовых ямах InGaN/GaN, ответственном за сублинейный рост интенсивности излучения с накачкой и падение эффективности.

В работах [1–3] аргументируется, что безызлучательная оже-рекомбинация, скорость которой $R_A = 1/\tau_A$ увеличивается квадратично с ростом плотности свободных носителей, является основным механизмом падения эффективности при средних и высоких уровнях инжекции (τ_A — время оже-рекомбинации). Однако этот вывод противоречит множеству экспериментальных фактов. К ним, например, относятся аномально низкие пиковые значения плотности тока при низкой температуре [4], двойные максимумы на токовых и температурных зависимостях эффективности [4–6], большой разброс значений пиковой эффективности в светодиодах, близких в отдельных рекордных образцах к теоретическому пределу, минимизация падения эффективности в светодиодах некоторых производителей до меньшей величины ($\sim 7\%$), чем предсказываемое моделью оже-рекомбинации ($\sim 20\%$) [1].

Альтернативный взгляд на основной механизм безызлучательной рекомбинации представлен в ряде работ [7–11], в которых падение эффективности свя-

зывается с увеличением стока инжектированных носителей к центрам рекомбинации Шокли–Рида–Холла в дефектных участках квантовой ямы InGaN/GaN, стимулированного неполной локализацией носителей на флуктуациях потенциала в бездефектных участках [7,8] или их делокализацией при заполнении локализованных состояний [9–11].

В данной работе обращается внимание на особенности электрических характеристик GaN-светодиодов, сопровождающие падение эффективности с ростом тока, и приводятся экспериментальные доказательства уменьшения безызлучательного времени жизни по отношению к рекомбинации Шокли–Рида–Холла в квантовых ямах InGaN/GaN при увеличении уровня инжекции. Показано, что заполнение состояний экспоненциальных хвостов в GaN-барьерах квантовой ямы InGaN/GaN приводит к увеличению числа центров рекомбинации с ростом уровня инжекции в квантовую яму.

2. Эксперимент

Для изучения физического механизма, ответственного за особенности инжекционных процессов в GaN-светодиодах при высоких плотностях тока, и установления связи между ними и падением эффективности излучения в работе изучались вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики коммерческих светодиодов со световой отдачей до 120 лм/Вт. Для детальных исследований были выбраны 4 светодиода, обозначенные в статье в порядке уменьшения эффективности при рабочих токах как диоды А, В, С и D, с пиковой энергией излучения активной области 2.85, 2.75, 2.65 и 2.65 эВ соответственно. При плотности тока $j = 20\text{ А/см}^2$ световая отдача белых светодиодов А, В и D составила 120, 100 и 70 лм/Вт соответственно; внешняя квантовая эффективность синего диода С составила 25%. Реальная площадь диода А — $S \approx 10^{-2}\text{ см}^2$, диодов В, С и D — $S \approx 10^{-3}\text{ см}^2$.

[†] E-mail: y.shreter@mail.ioffe.ru

Измерения статических вольт-амперных характеристик проводились с помощью Keithley 238. Измерения реактивной и активной компонент дифференциальной комплексной проводимости (адмиттанса) на частоте 1 МГц проводились с помощью анализатора емкости и проводимости Keithley 590 с параллельной схемой замещения. Измерения интенсивности излучения и внешней квантовой эффективности проводились с помощью интегрирующей сферы, калиброванного Si-фотодиода и спектров излучения, измеренных с помощью спектрометра Avantes.

3. Результаты эксперимента

На рис. 1, *a* представлены зависимости плотности тока исследуемых светодиодов от приложенного прямого напряжения, $j(U)$, и от напряжения на p - n -переходе $U_j = U - Jr_s$ (r_s — последовательное сопротивление диода, J — ток). Кривые $\lg j(U_j)$ могут быть аппроксимированы экспоненциальной функцией $j \propto \exp(qU_j/n_jkT)$, где $n_j(U_j)$ — фактор идеальности, k — постоянная Больцмана, T — температура, q — элементарный заряд. Полученный из кривых $\lg j(U_j)$ фактор идеальности $n_j(j)$ имеет тенденцию уменьшаться в области малых плотностей тока, увеличиваться в области средних и вновь уменьшаться в области больших плотностей тока всех диодов (рис. 2, *a*).

Сравнение представленных на рис. 2, *b* зависимостей от плотности тока квантовой эффективности $\eta(j)$ с зависимостями $n_j(j)$ позволяет увидеть тенденцию: чем ниже пиковое значение фактора идеальности, тем выше пиковая эффективность. Пик эффективности наблюдается в области пикового значения фактора идеальности для каждого диода. Квантовая эффективность растет в области малых плотностей тока, $\sim (10^{-3} - 10^{-1}) \text{ A/cm}^2$, на первом крутом участке характеристики $j(U_j)$, когда фактор идеальности всех диодов минимален. Рост эффективности замедляется при повышении n_j в области перегиба кривых $j(U_j)$ при средних плотностях тока, $\sim 10^{-1} - (1-4) \text{ A/cm}^2$. Эффективность падает на втором крутом участке характеристики $j(U_j)$ при плотности тока $j > (1-4) \text{ A/cm}^2$, когда фактор идеальности резко падает.

На рис. 2, *c* представлены также зависимости дифференциальной реактивной проводимости (емкостного суспектанса ωC_{app}) диодов, измеренной на частоте $f = 1 \text{ МГц}$, от плотности тока. Рост эффективности на первом крутом участке кривой $\lg j(U_j)$ сопровождается увеличением емкости диода. Из рис. 2, *c, b* видно, что в области пика эффективности наблюдается уменьшение емкости до нуля. Падение эффективности сопровождается сначала уменьшением измеряемой емкости, а затем емкость становится отрицательной, при дальнейшем росте плотности тока величина отрицательной емкости быстро растет.

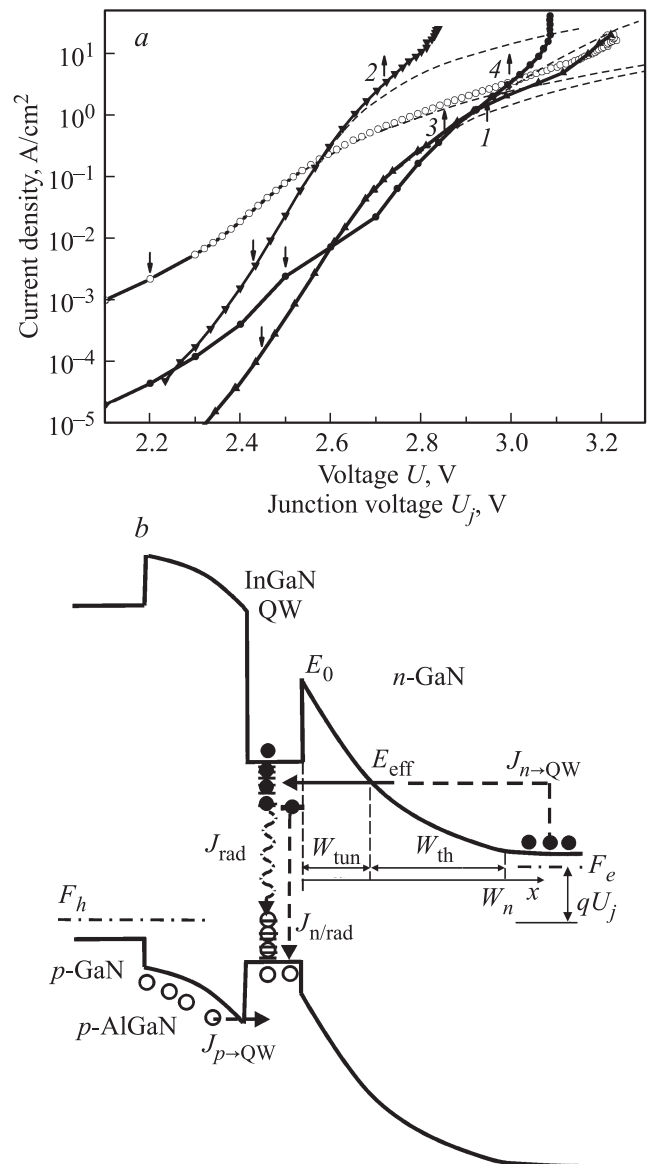


Рис. 1. *a* — зависимости плотности тока от приложенного напряжения $j(U)$ (штриховые линии) и от прямого смещения p - n -перехода $j(U_j)$ (сплошные линии) для GaN-светодиодов А (1), В (2), С (3), D (4). Стрелками вниз на кривых $j(U_j)$ отмечены пороговые плотности тока j_{th} при напряжении U_{th} , стрелками вверх отмечены плотности тока, при которых квантовая эффективность диода максимальна. *b* — иллюстрация туннельно-рекомбинационного механизма протекания тока в p - n -структуре светодиода. QW — квантовая яма, F_e , F_h — квазиуровни электронов и дырок, J_{rad} , $J_{n/\text{rad}}$ — токи, обусловленные излучательной и безызлучательной рекомбинацией.

4. Обсуждение результатов

4.1. Туннельно-рекомбинационная модель прохождения тока

Быстрый рост тока при прямом смещении в области малых и больших токов с плавным перегибом кривых

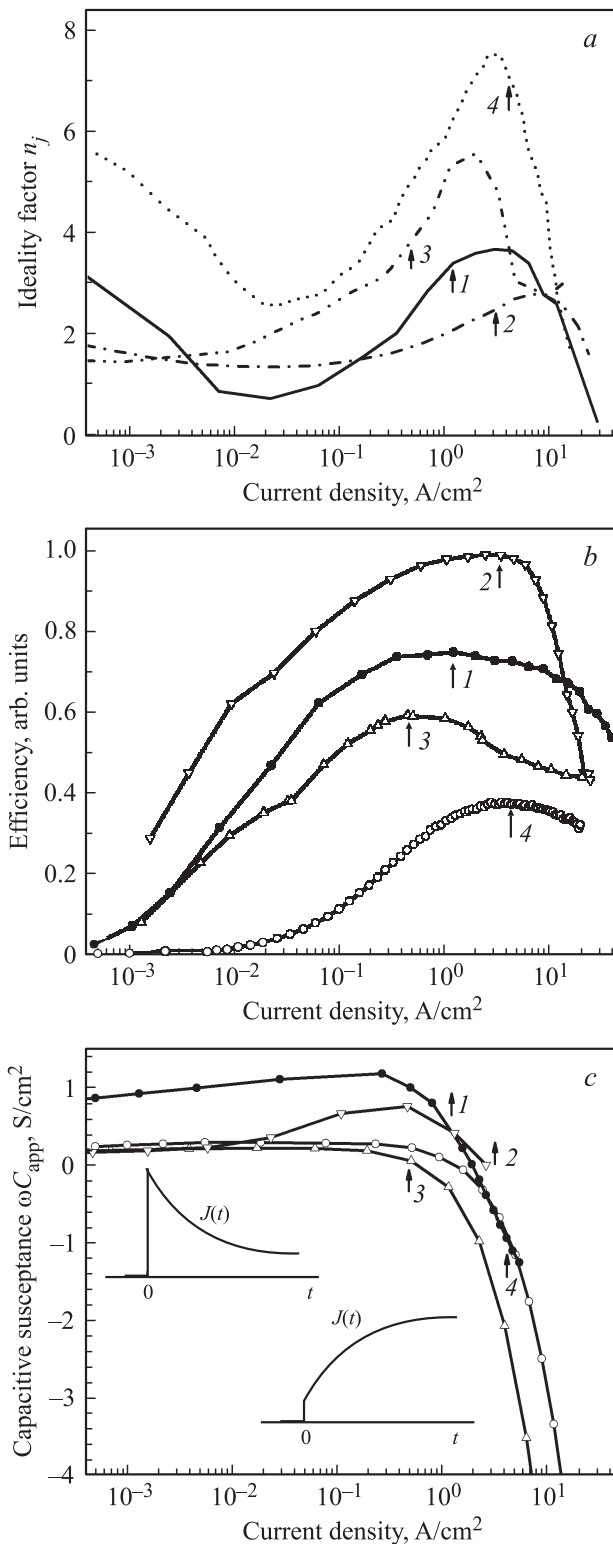


Рис. 2. Зависимости фактора идеальности характеристик $j(U_j)$ (a), квантовой эффективности электролюминесценции (b), емкостной компоненты дифференциальной проводимости ωC_{app} на частоте 1 МГц (c) от плотности тока для диодов А (1), В (2), С (3), D (4). c: спад и нарастание переходного тока во времени $J(t)$, иллюстрирующие различный характер переходных процессов в диоде в области малых и больших токов, соответствующих $C_{app} > 0$ и $C_{app} < 0$, при подаче в момент $t = 0$ ступеньки прямого напряжения.

$\lg j(U_j)$ в области средних токов, характерный для GaN-светодиодов (рис. 1, a), характерен и для туннельных диодов на основе Ge, Si, GaAs с избыточным туннельным током, обусловленным туннелированием по состояниям, непрерывно распределенным в запрещенной зоне [12].

Туннельно-рекомбинационная модель прохождения тока в светодиодных $p-n$ -структурах на основе GaN [8] учитывает присутствие в GaN глубоких экспоненциальных хвостов состояний [13]. Для простоты предполагается, что носители инжектируются в одиночную квантовую яму, так как в типичных InGaN-светодиодах только ближайшая к p -области квантовая яма излучает свет [14]. Предполагается также, что в механизме прохождения электронного тока сквозь n -барьер, $J_{n \rightarrow QW}$, доминирует туннелирование при участии ловушек, а в прохождении дырочного тока через p -барьер, $J_{p \rightarrow QW}$, — надбарьерная инжекция (рис. 1, b). При напряжениях $U_j = U_n + U_p$, меньших порогового напряжения излучения света U_{th} ($U_{n,p}$ — падения напряжения на n - и p -барьерах соответственно), напряжение падает в основном на p -барьере, пока плотности дырок и электронов на границах квантовой ямы с барьерами не станут равными при $U_j \approx U_{th}$.

При напряжениях $U > U_{th}$ прохождение электронного тока обеспечивается туннелированием термически возбужденных электронов с энергией $E \geq E_{eff} > F_e$ (F_e — электронный квазиуровень Ферми), совершающих туннельный переход с участием ловушек без потери энергии (горизонтальный по энергиям $E > E_{eff}$). Падение напряжения на n -барьере высотой E_0 и шириной w_n складывается из падения напряжения на эффективном барьере высотой E_{eff} , шириной w_{th} и падения напряжения на области туннелирования шириной w_{tun} . Дифференциальное сопротивление n -барьера, r_n , равно сумме дифференциальных сопротивлений эффективного n -барьера, r_{eff} , и области туннелирования, r_{tun} : $r_n = r_{eff} + r_{tun}$ (рис. 1, b).

На первом крутом участке кривой $\lg j(U_j)$ сквозной ток контролируется плотностью электронов с энергией $E > E_{eff}$, которая растет с напряжением как $\exp(U_n/kT)$. Ток быстро растет с напряжением, и $r_n \approx kT/qJ$ уменьшается с ростом тока (рис. 1, b). В результате с увеличением напряжения ток начинает контролироваться туннельным сопротивлением $r_{tun} = n_j(J)kT/qJ$, $n_j > 2$, что обуславливает появление перегиба на кривых $\lg j(U_j)$ в области средних напряжений. На втором крутом участке кривой $\lg j(U_j)$ туннельное сопротивление r_{tun} резко падает вследствие увеличения плотности состояний в экспоненциальном хвосте зоны проводимости на квазиуровне F_e .

4.2. Замедление скорости прыжкового переноса электронов в глубь обедненной n -области

По мере того как электрон туннелирует через n -барьер в глубь обедненной n -области, расстояние между ближайшими состояниями экспоненциального хвоста

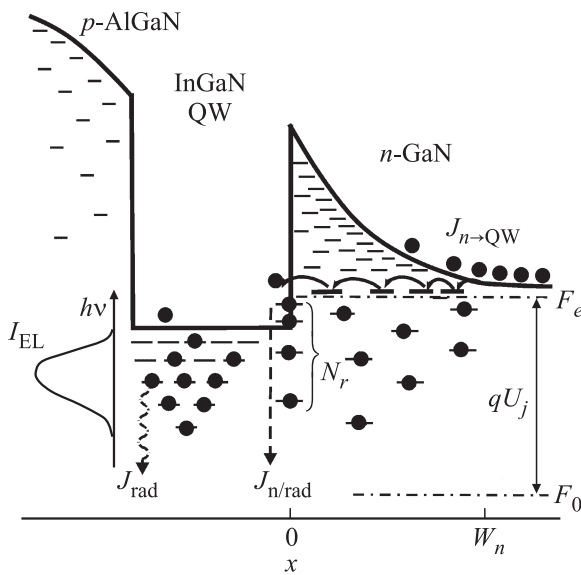


Рис. 3. Иллюстрация формирования спектра излучения в квантовых ямах (QW) InGaN/GaN, туннелирования с участием ловушек в экспоненциальном хвосте состояний зоны проводимости n-GaN сквозь n-барьер в p–n-структуре светодиода и увеличения числа центров рекомбинации N_r в квантовой яме при сдвиге электронного квазиуровня Ферми F_e с увеличением прямого смещения.

зоны проводимости GaN увеличивается и частота перескоков уменьшается (рис. 3).

Скорость перескоков электронов определяется плотностью конечных состояний с энергией локализации E_t (отсчитываемой от дна зоны проводимости) и равна [15]

$$v_t(E_t) = v_0 \exp \left[-2\gamma N_t^{-1/3} \exp(-E_t/3E_U) \right],$$

где $v_0 \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$ — частота попыток, γ — степень перекрытия волновых функций, N_t — общее число локализованных состояний, E_U — энергия Урбаха.

Электростатический потенциал в n-области объемного заряда $\Phi_n(x)$ уменьшается как квадрат расстояния x от границы с квантовой ямой:

$$\Phi_n(x) = N_d q^2 (x - w_n)^2 / 2\epsilon\epsilon_0,$$

где N_d — концентрация доноров в n-GaN, q — заряд электрона, $w_n = [2\epsilon\epsilon_0(E_0 - qU_n)/N_d q^2]^{1/2}$ — ширина области объемного заряда в n-GaN, ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ — диэлектрическая проницаемость.

При увеличении прямого смещения расстояние x_t , при котором на электронном квазиуровне Ферми есть незаполненные состояния хвоста с энергией локализации E_t и соответственно с частотой перескоков $v_t(E_t)$, приближается к границе квантовой ямы как

$$x_t = [2\epsilon\epsilon_0/N_d q^2]^{1/2} [E_0 - E_t - qU_n]^{1/2}.$$

4.3. Инерционность тока и уменьшение времени жизни в квантовой яме InGaN/GaN

Когда помимо прямого смещения U_j к p–n-переходу прикладывается малое напряжение \tilde{U} круговой частоты $\omega = 2\pi f$, прыжковая проводимость через n-барьер увеличивается. Это связано с общим свойством прыжковой проводимости расти с увеличением частоты приложенного напряжения как $\sigma(\omega) = \sigma_0 \omega^\alpha$ ($\alpha < 1$, σ_0 — прыжковая проводимость в постоянном электрическом поле), так как электроны могут осциллировать между ближайшими узлами, следуя за направлением высокочастотного поля и перемещаясь на все меньшие расстояния в течение полупериода напряжения. Часть электронов, осциллирующая в такт с полем, вносит вклад в активную компоненту \tilde{G} комплексной дифференциальной проводимости (адмиттанса). Часть электронов, накапливающаяся в течение полупериода напряжения на границе с более удаленными узлами решетки, вносит вклад в дифференциальную реактивную часть адмиттанса (емкостной суспектанс ωC_{app}).

В результате при приложении к диоду напряжения $U + \tilde{U}$ часть n-области объемного заряда с относительно высокой прыжковой проводимостью, $w_n > x > x_t$ и $v_t(x_t) = \omega$, приближается к границе с квантовой ямой. В этой области туннелирующие электроны успевают следовать за полем, давая вклад в активную компоненту высокочастотной проводимости. При этом накопление заряда на границе с областью малой прыжковой проводимости $0 < x < x_t$ приводит к увеличению измеряемой емкости C_{app} в области малых прямых смещений. Вследствие частотной зависимости прыжковой проводимости измеряемая емкость зависит от частоты измерений [16].

С увеличением постоянного смещения и приближением квазиуровня Ферми F_e к дну зоны проводимости плотность электронов на границе с квантовой ямой увеличивается и прыжковая проводимость сквозь n-барьер увеличивается. Увеличение проводимости инерционно и определяется временем накопления инжектированных электронов на участке энергетического распределения уровней хвоста, в пределах которого происходит перемещение электронного квазиуровня Ферми F_e : $\Delta E_t = \Delta F_e$. Это объясняет отрицательную дифференциальную высокочастотную емкость, т.е. инерционное возрастание тока, наблюдающееся при увеличении постоянного смещения (рис. 2, c).

Отметим, что ранее в GaN-светодиодах в области напряжений $U \geq U_{\text{th}}$ наблюдались неэкспоненциальные переходные токи, на несколько порядков превосходящие стационарные токи, а также значительное увеличение измеряемой емкости по сравнению с барьерной. Эффект связывался с накоплением заряда на ростовых дислокациях и экранированием поляризованного поля в квантовой яме [17].

Эффект отрицательной емкости проявлялся ранее при протекании больших прямых токов в барьерных

структурах различных полупроводниковых приборов и материалов (см., например, работу [18] и ссылки в ней), в том числе и в светодиодах на основе GaN [19,20]. Однако до сих пор не выработались некие общие принципы, ответственные за этот эффект, часто считающийся аномальным. В литературе часто публикуются только экспериментальные данные, свидетельствующие о резком падении емкости до малых положительных или нулевых значений при прямых смещениях (см., например, [19]).

Теоретическая интерпретация эффекта отрицательной емкости в длинных диодах представлена в [19,21], где показано, что к отрицательной емкости приводит захват глубокими центрами неосновных носителей, инжектируемых из p - n -перехода. Накопление числа захваченных и свободных дырок вызывает инерционное увеличение проводимости n -базы диода и соответственно увеличение инжекционного тока. В предлагаемой в нашей работе модели область туннелирования в экспоненциальных хвостах состояний сквозь n -барьер эквивалентна „базе“ диода, проводимость которой увеличивается инерционно с ростом напряжения в результате прыжкового переноса и накопления основных носителей, приводя к инерционному росту тока через структуру и эффекту отрицательной емкости.

Увеличение уровня инжекции переводит состояния в интервале энергий $\Delta E_t = \Delta F_e$ из категории центров захвата в центры безызлучательной рекомбинации, их полное число равно $N_r = E_U N_t(F_e)$ (рис. 3). Общее число подвижных электронов в состояниях хвоста с энергиями выше F_e равно $n = [kT/(1 - kT/E_U)]N_t(F_e)$. Отсюда $N_r = n(E_U/kT - 1)$, и безызлучательное время жизни на границе InGaN/GaN с квантовой ямой $\tau_{n/rad} = 1/\gamma N_r = [\gamma n(E_U/kT - 1)]^{-1}$, где γ — коэффициент захвата. Так как $n = J\tau_{n/rad}$, то $n = [J/\gamma(E_U/kT - 1)]^{1/2}$, сублинейно растет с током, эффективность падает как $\eta \propto 1/J^{1/2}$.

Проведенное выше рассмотрение не учитывает вероятное уменьшение безызлучательного времени жизни непосредственно в квантовой яме InGaN/GaN с уровнем инжекции, связанное с вполне реальным экспоненциальным распределением по энергии безызлучательных центров в „объеме“ квантовой ямы InGaN/GaN. В этом случае, как показано Роузом [22], плотность инжектированных свободных носителей также сублинейно растет с уровнем инжекции в результате увеличения числа рекомбинационных центров и уменьшения безызлучательного времени жизни с уровнем инжекции: $n \propto J^\alpha$, где $\alpha = E_U/(E_U + kT)$, $1 \geq \alpha \geq 0.5$.

Независимо от того, контролирует ли сублинейный рост интенсивности излучения с накачкой время жизни на границе с квантовой ямой или в самой квантовой яме, рост уровня инжекции приводит к росту скорости безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла и падению эффективности. Экспериментальным подтверждением уменьшения безызлучательного времени $\tau_{n/rad}$ с ростом тока является уменьшение фактора идеальности при больших токах до $n_j < 1$ (рис. 2, а).

4.4. Природа состояний экспоненциальных хвостов в GaN

Температурные зависимости емкости и эффективности, наблюдавшиеся в [16,17], отражают ступенчатый рост прыжковой проводимости с увеличением температуры в интервале $T = 77$ –300 К. Температурные ступени проводимости наблюдаются в области температур 90–130 и 200–240 К. Подобное температурное поведение характерно для проводимости в экспоненциальных хвостах зон в поликристаллическом [23], аморфном [24] Si и обусловлено электрически активными комплексами водорода, садящимися на слабые связи Si–Si в границах зерен [23]. Температурное изменение электрической активности связывается с собственными свойствами атомов H и молекул водорода H₂: диссоциацией комплексов в результате размораживания подвижности и миграции атомов H при $T > 90$ К, связыванием атомов водорода в молекулы в области температур 130–200 К и размораживанием подвижности молекул H₂ при $T > 200$ К [25]. Близкий температурный характер изменения проводимости, наблюдаемый в GaN [16,17], α -Si [26], poly-Si [23], позволяет предположить, что хвосты зон в GaN образованы водородом, захваченным на слабые межатомные связи в структурных дефектах, а также водородными комплексами, включающими вакансии, кислород, углерод.

5. Заключение

Ограничение роста, а затем и падение эффективности с ростом тока наблюдается в области характерного плеча на кривых $\lg j(U_j)$ и уменьшения измеряемой емкости диода до отрицательных значений.

Это связано с тем, что при туннелировании сквозь потенциальный n -барьер при участии ловушек с экспоненциальным энергетическим распределением прохождение потока термически возбужденных электронов контролируется прыжковой проводимостью барьера в n -GaN, которая увеличивается с напряжением вследствие уменьшения расстояния между состояниями хвоста и увеличения частоты перескоков. При сдвиге электронного квазиуровня Ферми с ростом напряжения часть ловушек переходит из категории центров захвата в центры рекомбинации, что приводит к уменьшению безызлучательного времени жизни в квантовой яме и падению эффективности.

В предлагаемой в работе модели туннелирования в экспоненциальных хвостах состояний сквозь потенциальный барьер заполнение ловушек играет такую же роль, как в токе, ограниченном объемным зарядом (ТООЗ) при монополярной инжекции. Отличие в том, что ловушки в области объемного заряда заполняются не в результате захвата инжектируемых свободных электронов, а в результате прыжкового переноса электронов из нейтральной области по ловушкам. Поскольку экспоненциальное распределение ловушек характерно для

эпитаксиальных слоев различных полупроводниковых материалов, предложенная в работе модель туннелирования по ловушкам сквозь потенциальный барьер может быть применена для широкого круга материалов.

Список литературы

- [1] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 141 101 (2007).
- [2] J. Iveland, L. Martinelly, J. Peretti, J.S. Speck, C. Weisbuch. *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 177 406 (2013).
- [3] J. Iveland, M. Piccardo, L. Martinelly, J. Peretti, J.W. Choi, N. Young, S. Nakamura, J.S. Speck, C. Weisbuch. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 052 103 (2014).
- [4] N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov, R.I. Gorbunov, A.S. Zubrilov, Y.S. Lelikov, P.E. Latyshev, Y.T. Rebane, A.I. Tsyuk, Y.G. Shreter. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 133 502 (2010).
- [5] M. Pavesi, M. Manfredi, F. Rossi, M. Meneghini, E. Zanoni, U. Zehnder, U. Strauss. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 041 917 (2006).
- [6] M. Peter, A. Laubsch, W. Bergbauer, T. Meyer, M. Sabathil, J. Baur, B. Hahn. *Phys. Status Solidi A*, **206**, 1125 (2009).
- [7] N.I. Bochkareva, Y.T. Rebane, Y.G. Shreter. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 191 101 (2013).
- [8] Н.И. Бочкарева, Ю.Т. Ребане, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **48**, 1107 (2014).
- [9] Н.И. Бочкарева, Д.В. Тархин, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.С. Леликов, И.А. Маргынов, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **41**, 88 (2007).
- [10] J. Hader, J.V. Moloney, S.W. Koch, *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 221 106 (2010).
- [11] T.J. Badcock, S. Hammersley, D. Watson-Parris, P. Dawson, M.J. Godfrey, M.J. Kappers, C. McAleese, R.A. Oliver, C.J. Humphreys. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **52**, 08JK10 (2013).
- [12] *Туннельные явления в твердых телах*, пер. под ред. В.И. Переля (М., Мир, 1973). [*Tunneling phenomena in solids*, ed. by E. Burstein, S. Lundqvist (N.Y., Plenum Press, 1969)].
- [13] C.H. Qiu, C. Hoggatt, W. Melton, M.W. Leksono, J.I. Pankove. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2712 (1995).
- [14] R.W. Martin, P.G. Middleton, E.P. O'Donnell, W. Van der Stricht. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 263 (1999).
- [15] D. Monroe, *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 146 (1985).
- [16] Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков, Р.И. Горбунов, Ф.Е. Латышев, Ю.С. Леликов, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **47**, 115 (2013).
- [17] 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).
- [18] M. Ershov, H.C. Liu, L. Li, M. Buchanan, Z.R. Wasilewski, A.K. Jonscher. *IEEE Trans. Electron Devices*, **45**, 2196 (1998).
- [19] S.K. Jeon, J.G. Lee, E.H. Park, J. Jang, J.G. Lim, S.K. Kim, J.S. Park. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 131 106 (2009).
- [20] Y. Li, C.D. Wang, L.F. Feng, C.Y. Zhu, H.X. Cong, D. Li, G.Y. Zhang. *J. Appl. Phys.*, **109**, 124 506 (2011).
- [21] Р.Ф. Казаринов, В.И. Стафеев, Р.А. Сурис. *ФТП*, **1**, 1301 (1967).
- [22] A. Rose. *Concept in Photoconductivity and Allied Problems* (Krieger, N.Y., 1978).
- [23] N.H. Nickel, N.M. Johnson, C.G. Van de Walle. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 3393 (1994).

- [24] А.Г. Казанский, Е.П. Миличевич. *ФТП*, **18**, 1819 (1984).
- [25] D.L. Gricom. *J. Appl. Phys.*, **58**, 2524 (1985).
- [26] D. Han, K. Wang, L. Yang. *J. Appl. Phys.*, **80**, 2475 (1996).

Редактор Л.В. Шаронова

Increase in Shockley–Read–Hall recombination rate in InGaN/GaN quantum wells as a main cause of efficiency droop in light-emitting diodes under high injection

N.I. Bochkareva, Y.T. Rebane, Y.G. Shreter

loffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The efficiency droop with increasing current through GaN-based light-emitting diode is shown to be caused by a shortening of the Shockley–Read–Hall nonradiative lifetime. The lifetime decreases with current because an increasing number of traps in band-tails of InGaN/GaN quantum wells become the nonradiative recombination centers when the quasi-Fermi levels approach the band edges. This follows from a correlation found between efficiency droop and appearance of a negative differential capacitance. The latter occurs from inertia of the trap recharging by trap-assisted tunneling of electrons through the quantum well n -barrier and inductive behavior of variations in the current in response to the forward bias voltage changes.