

10,03

## Динамика экранирования внешнего электрического поля в потенциальных стенках квантовой ямы InGaN/GaN

© Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер<sup>✉</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия<sup>✉</sup> E-mail: y.shreter@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 9 ноября 2023 г.

В окончательной редакции 9 ноября 2023 г.

Принята к публикации 4 февраля 2024 г.

Динамика экранирования внешнего электрического поля в светоизлучающих  $p$ - $n$ -гетероструктурах с квантовыми ямами InGaN/GaN изучается с помощью измерений переходных токов при скачке прямого напряжения и малосигнальной высокочастотной проводимости при постоянном прямом напряжении. Экспериментальные результаты обсуждаются в рамках модели, учитывающей увеличение туннельной проницаемости потенциальных стенок квантовой ямы сильным встроенным полем, которое создается ионизированными глубокими центрами дефектов. При низких уровнях туннельной инжекции туннельная проницаемость стенок увеличивается по мере роста прямого смещения за счет роста плотности ионизированных состояний на дырочном туннельном транспортном уровне, что приводит к увеличению эффективности излучения из квантовой ямы. Перезарядка глубоких центров и накопление нейтральных центров проявляется в емкостном спаде переходного тока. При повышении уровня инжекции эффективность излучения начинает падать в результате экспоненциального роста числа рекомбинационных центров и уменьшения времени жизни в стенках ямы, вызывающего индуктивное нарастание туннельно-рекомбинационного тока в стенках и возникновение отрицательной емкости.

**Ключевые слова:** нитрид галлия, квантовая яма, туннелирование, квантовая эффективность, отрицательная емкость.

DOI: 10.61011/FTT.2024.03.57486.250

### 1. Введение

Динамика экранирования электрического поля в полупроводниковых материалах с глубокими центрами определяет работу электронных приборов с барьерными структурами и широко используется для определения параметров глубоких центров.

В эпитаксиальных слоях GaN и квантовых ямах InGaN/GaN локализованные состояния глубоких центров образуют глубокие урбаховские хвосты, экспоненциально спадающие в глубь запрещенной зоны [1–3]. В неупорядоченных полупроводниках и структурно разупорядоченных квантовых ямах энергетическая релаксация оптически инжектированных носителей протекает в две стадии: быстрый прямой захват фотоносителей на локализованные состояния экспоненциального урбаховского хвоста сопровождается медленным перераспределением захваченных носителей между локальными центрами [4–6]. Диффузия в пространстве энергий происходит в результате туннельных перескоков фотоносителей из мелких локализованных состояний в более глубокие состояния [4–6]. При туннелировании электрически инжектируемых носителей через потенциальный барьер носители диффундируют в пространстве координат туннельными перескоками из мелких локальных центров в более глубокие, низкая концентрация которых ограничивает туннельный поток. В этом случае,

динамика установления стационарного тока, как можно ожидать, также должна иметь двухстадийный характер, определяющийся коротким максвелловским временем и экспоненциально замедляющимся временем прыжкового переноса через барьер.

При увеличении степени легирования и при радиационных воздействиях глубокие центры дефектов, помимо урбаховских хвостов, образуют широкие пики плотности глубоких состояний в запрещенной зоне полупроводников и приводят к сильному увеличению туннельной проницаемости потенциальных барьеров, как первоначально было показано Эсаки [7,8] и подтверждено в других ранних работах [9–11]. В эпитаксиальных слоях GaN ростовые дефекты, помимо глубоких урбаховских хвостов, создают в верхней и нижней половинах запрещенной зоны широкие ( $\sim 0.4$  eV) гауссовы примесные зоны глубоких центров окраски, ответственных за полосы внутрицентральной фотолюминесценции и оптического поглощения в видимой, инфракрасной и ближней УФ-областях спектра [12–15]. В последнее десятилетие интерес к механизму туннелирования с участием глубоких центров значительно возрос, что связано с необходимостью понять причину и минимизировать туннельные токовые утечки с участием ловушек (trap-assisted tunneling, TAT) в полевых транзисторах [16] и светодиодах [17] на основе GaN, а также вызвано разработками 3D и 2D туннельных полевых транзисторов [18,19] и многопереходных сол-

нечных элементов [20]. Теоретические работы последних лет [21–23], как и ранние работы [8,9], рассматривают вольт-амперные характеристики туннельных структур при прямых смещениях как туннельные спектры плотности локализованных состояний в запрещенной зоне. В работах [24–26] обращено внимание, что в случае если ширина энергетических примесных зон превышает тепловую энергию, критически важным становится увеличение туннельной проницаемости барьера объемным зарядом ионизированных глубоких центров, увеличивающих напряженность встроенного электрического поля. При этом определяющее влияние на форму вольт-амперной характеристики и эффективность структуры начинает оказывать уменьшение туннельной проницаемости, вызванное перезарядкой глубоких центров по мере увеличения прямого смещения. Изучение динамики экранирования внешнего поля в барьерных структурах позволит глубже понять механизм туннелирования с участием глубоких центров и роль дефектов в этих структурах.

В настоящей работе изучаются особенности динамики экранирования электрического поля и установления стационарного прямого тока в светоизлучающих  $p$ - $n$ -гетероструктурах с квантовыми ямами InGaN/GaN с помощью измерений переходных токов при импульсном включении прямого напряжения и малосигнальной высокочастотной проводимости при постоянном напряжении с целью более глубокого понимания механизма транспорта в этих структурах и его влияния на конфайнмент носителей заряда и эффективность излучения из квантовой ямы.

## 2. Методика эксперимента

Исследования проводились в светоизлучающих гетероструктурах с квантовой ямой  $p$ -GaN/InGaN/ $n$ -GaN толщиной 30 Å и пиковой энергией излучения  $h\nu_p = 2.65$  eV (площадь структур  $S = 10^{-3}$  cm<sup>2</sup>). Исследовались выращенные методом MOCVD структуры двух типов, обозначенных далее А и В, с близкими величинами туннельных токов утечки вблизи нулевого напряжения и отличающимися на 3 порядка при приближении прямого напряжения к пороговому напряжению детектирования излучения из квантовой ямы  $V_{th} = 2.2$  V. По данным измерений вольт-фарадных характеристик, в наноструктурах А с большими токами утечки  $p$ -область легирована значительно слабее ( $\sim 2 \cdot 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>), чем  $n$ -область ( $10^{18}$  cm<sup>-3</sup>), в наноструктурах В с малыми токами утечки  $p$ - и  $n$ -области сильно легированы ( $> 3 \cdot 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>). Детали структур приведены в [27,28].

Переходные токи структур измерялись при приложении прямоугольных импульсов прямого напряжения амплитудой  $V_p = 0.3$ – $3.2$  V, длительностью  $t_p = 1$ – $100$  μs и частотой следования  $f = 1$  kHz. Величина начального тока  $I_{p0}$  ограничивалась суммарным сопротивлением

$R_s = R_L + R_I$  включенных последовательно со структурой ограничивающего сопротивления  $R_L = 1$  kΩ и сопротивления нагрузки  $R_I = 100$  Ω. Напряжение на сопротивлении нагрузки, пропорциональное переходному току, анализировалось бокскаринтегратором VCI-280. Переходные токи измерялись стробированием импульсов напряжения на нагрузочном сопротивлении в интервале времени 10 ns–30 μs при различных временных сдвигах стробирующего импульса  $\Delta t$  от фронта импульса напряжения и длительности стробимпульса 10–400 ns с накоплением  $n$ -ого ( $n = 8$ – $128$ ) числа импульсов для улучшения отношения сигнал/шум. Временные зависимости переходного тока  $I_p(t)$  использовались для построения серии зависимостей мгновенных значений переходного тока при фиксированном временном сдвиге  $\Delta t$  от амплитуды импульса напряжения  $I_p(V_p)$  для различных  $\Delta t$  в интервале  $\Delta t = 50$  ns– $10$  μs.

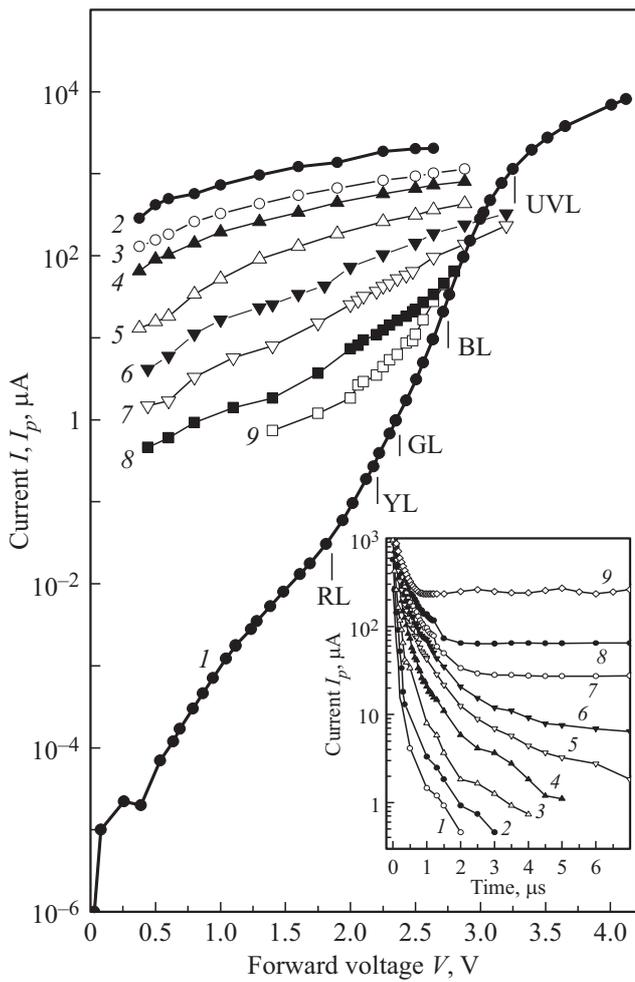
Измерения статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводились с помощью Keithley 238. Измерения реактивной и активной компонент малосигнальной полной проводимости (адмиттанса) на частоте 1 MHz проводились с помощью CV анализатора Keithley 590 с параллельной схемой замещения. Малосигнальная полная проводимость измерялась при приложении к  $p$ - $n$ -структурам постоянного прямого напряжения и малого высокочастотного напряжения. Измерения интенсивности излучения и внешней квантовой эффективности проводились с помощью интегрирующей сферы и калиброванного Si фотодиода.

## 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

### 3.1. Проявление гауссовых примесных зон в GaN в стационарном и переходном туннельно-рекомбинационном токе наноструктуры

Типичные зависимости стационарного тока  $I(V)$  от напряжения, приложенного в прямом направлении, представлены на рис. 1 и 2 (кривые 1) для двух наноструктур А и на рис. 2 (кривая 2) для наноструктуры В. Вид статических  $\lg I$ – $V$ -характеристик наноструктур А с токовым „плечом“ туннельной утечки в области допороговых напряжений  $V < V_{th} = 2.2$  V, быстрым ростом тока при  $V > V_{th}$ , замедляющимся уже при небольших токах  $I \approx 1$  mA, когда еще пренебрежимо мало ограничение тока последовательным сопротивлением структуры  $r_s$ , равным сумме сопротивлений растекания тока в слоях GaN и контактных сопротивлений (при  $S = 10^{-3}$  cm<sup>2</sup>  $r_s$  обычно порядка 10 Ω), типичен для светоизлучающих структур с квантовой ямой InGaN/GaN.

Нитридные  $p$ - $n$ -наногетероструктуры асимметричны: большая часть контактного потенциала падает в  $p$ -области вследствие большой эффективной массы дырок, а также меньшей степени легирования слоев  $p$ -GaN,



**Рис. 1.** Зависимости прямого стационарного тока  $I(V)$  от постоянного напряжения ( $I$ ) и переходного прямого тока  $I_p(V_p)$  от амплитуды импульса напряжения длительностью  $t_p = 100 \mu s$  (2–9) структуры А. Временной сдвиг стробирующего импульса,  $\Delta t$ ,  $\mu s$ : 2 — 0.0, 3 — 0.05, 4 — 0.1, 5 — 0.25, 6 — 0.5, 7 — 1, 8 — 2, 9 — 5. Маркерами отмечены напряжения, соответствующие пиковым энергиям полос фотолюминесценции RL-, YL-, GL-, BL- и UVL-центров в GaN. На вставке — временные зависимости переходного тока для структуры А.  $V_p$ , V: 1 — 0.4, 2 — 0.8, 3 — 1.3, 4 — 2, 5 — 2.25, 6 — 2.5, 7 — 2.64, 8 — 2.9, 9 — 3.2.

чем слоев  $n$ -GaN. При прямых смещениях туннельный ток в структуре ограничивается туннельным сопротивлением  $p$ -барьера, которое, в свою очередь, определяется туннельной проницаемостью потенциальной стенки квантовой ямы в  $p$ -барьере.

Туннельный ток пропорционален произведению плотности занятых начальных состояний  $\rho_s(E_t)$ , вероятности туннелирования через стенку  $D(E_{tp})$  (туннельной проницаемости стенки) и суммарной плотности пустых конечных состояний примесной зоны  $\rho_{Gf}(E_{tp})$  и урбаховского хвоста  $\rho_{Uf}(E_{tp})$  на дырочном туннельном транспортном уровне  $E_{tp}$ , который проходит горизонтально в стенке

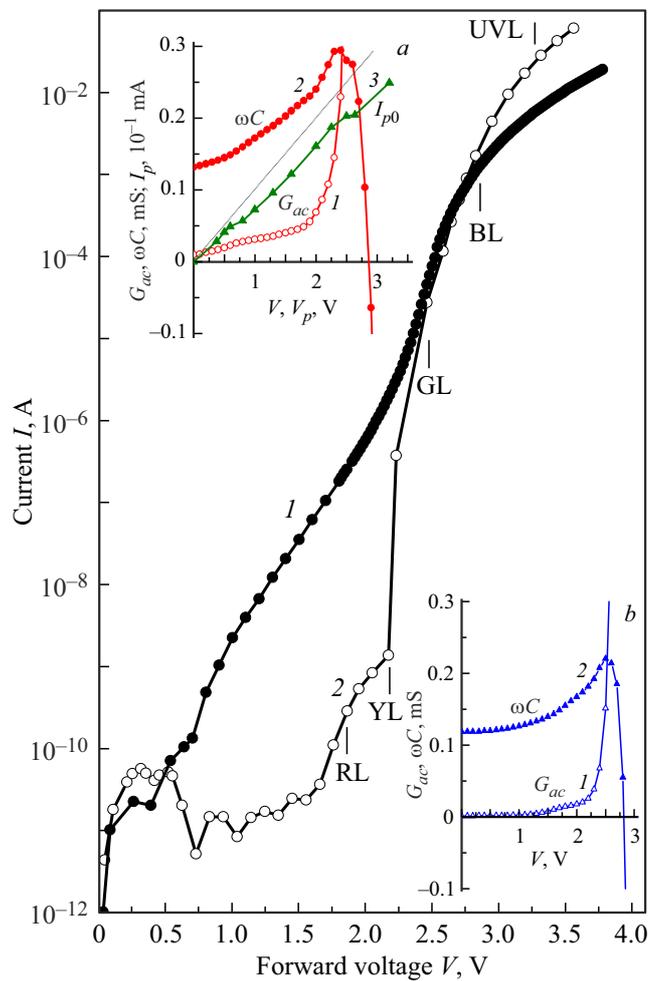
ямы  $w_{QW}$  (рис. 3) [8,9]:

$$I(E_{tp}) \propto \rho_s(E_{tp}) \left( D(E_{tp}) (\rho_{Gf}(E_{tp}) + \rho_{Uf}(E_{tp})) \right).$$

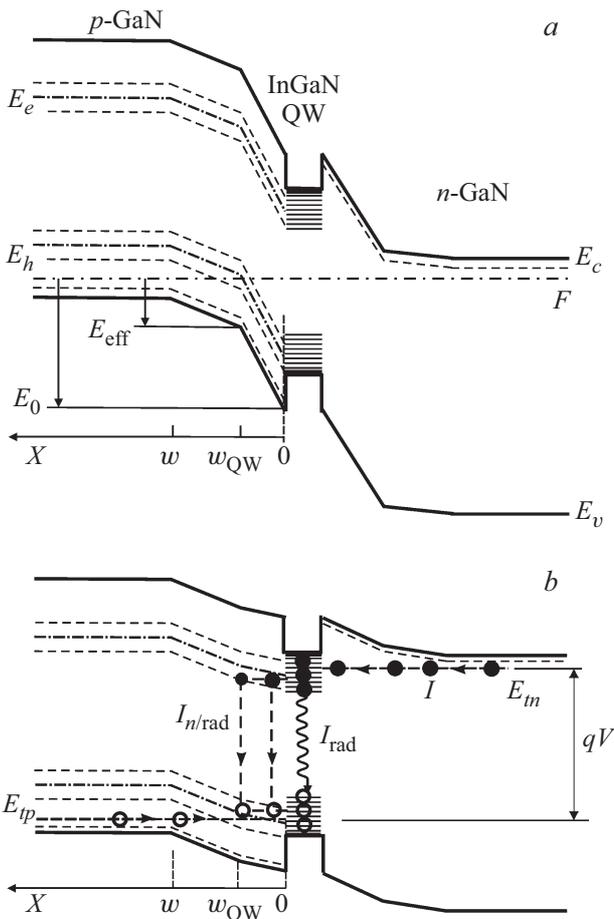
Вероятность туннелирования через треугольный потенциальный барьер экспоненциально зависит от высоты барьера  $V_b$  и длины туннелирования  $\delta = Vb/qF_b$  (ширины барьера),  $F_b = (qN^-V_b/\epsilon_0\epsilon)^{1/2}$  — напряженность электрического поля [29]:

$$D(E_t) = \exp \left( -\frac{\pi}{2\sqrt{2}\hbar} \delta \sqrt{2m^*V_b} \right).$$

Здесь  $q$  — заряд электрона,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная,  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая постоянная.



**Рис. 2.** Зависимости прямого тока от постоянного напряжения для структур А (1) и В (2). Маркерами отмечены напряжения, соответствующие пиковым энергиям полос фотолюминесценции RL-, YL-, GL-, BL- и UVL-центров в GaN. На вставках — зависимости малосигнальных амплитуд активной  $G_{ac}$  (1) и емкостной реактивной  $\omega C$  (2) компонент малосигнальной полной проводимости на частоте 1 MHz для структур А (a) и В (b), зависимость начального переходного тока (3) для структуры А (a) от амплитуды импульса напряжения. Штриховой линией показана зависимость максимально возможного начального тока от амплитуды импульса.



**Рис. 3.** Схематическая энергетическая диаграмма светоизлучающей структуры с квантовой ямой *p*-GaN/InGaN/*n*-GaN в тепловом равновесии (а) и при прямом смещении (б), иллюстрирующая увеличение туннельной проницаемости стенок квантовой ямы ионизированными глубокими центрами окраски (а), компенсируемое при прямом смещении (б).

ная,  $m^*$  — эффективная масса,  $N^- = N_a + N_U^- + N_G^-$  — суммарная концентрация основной легирующей примеси — акцепторов  $N_a$ , ионизированных глубоких центров урбаховского хвоста  $N_U^-$  и гауссовых примесных зон  $N_G^- = \sum_i N_{Gi}^-$ .

Ионизированные глубокие центры увеличивают напряженность электрического поля в области пространственного заряда  $w$  (ОПЗ) барьера высотой  $E_0$  и его туннельную проницаемость, что снижает инжекционный барьер при прямых напряжениях и позволяет дыркам туннелировать в квантовую яму сквозь потенциальную стенку  $w_{QW}$ , через эффективный барьер высотой  $E_{eff}$  (рис. 3). Дырки термализуются в локализованные состояния урбаховского хвоста квантовой ямы. В силу условия сохранения нейтральности необходимое число электронов туннелирует из *n*-области в квантовую яму и термализуясь, рекомбинирует парами: излучательно с локализованными дырками в урбаховском хвосте ямы и безызлучательно с локализованными дырками в стенке

ямы  $w_{QW}$ . По мере роста прямого напряжения вследствие перезарядки глубоких центров и уменьшения объемного заряда в стенке  $w_{QW}$  туннельная проницаемость стенки уменьшается, компенсируя вызванное снижением барьера приращение туннельного тока.

Тонкая структура вольт-амперной характеристики наноструктуры В (рис. 2, кривая 2) указывает на наличие нескольких примесных зон глубоких центров. Пик туннельного тока при малых напряжениях вызван присутствием гауссовой примесной зоны  $N_{Gi}(E)$ ,  $i = 1$ , в стенке квантовой ямы и резким ростом плотности пустых конечных ионизированных состояний зоны для туннелирующих вдоль туннельного транспортного уровня  $E_{tp}$  дырок при увеличении напряжения и движении уровня  $E_{tp}$  к потолку валентной зоны в области  $E_{tp} < E_{ih}$  ( $E_{ih}$  — энергетическое положение максимума гауссиана). Последующее резкое уменьшение тока с увеличением напряжения в области  $E_{tp} < E_{ih}$  вызвано перезарядкой состояний зоны и накоплением нейтральных состояний зоны, что уменьшает объемный заряд и электрическое поле в стенке ямы, вызывает уменьшение туннельной проницаемости стенки и подавляет вклад менее глубоких гауссовых примесных зон и урбаховского хвоста в туннельную проводимость вплоть до  $V = 1.65$  В. Ступенчатый рост тока в структуре В при  $V > 1.65$  В можно связать с пересечением туннельным транспортным уровнем  $E_{tp}$  примесных зон RL-, YL-, GL-, BL- и UVL-центров [24,25], ответственных за красную, желтую, зеленую, голубую и ультрафиолетовую фотолюминесценцию в GaN [12–15]. В структуре А (рис. 1 и 2, кривые 1), где относительный вклад состояний урбаховского хвоста в полную плотность локализованных состояний велик, перезарядка состояний глубоких гауссовых зон не приводит к появлению отрицательного дифференциального сопротивления, и вызывает лишь ступеньки на кривых  $\lg I(V)$  в области  $0 < V < 1$  В.

На вставке к рис. 1 (кривые 1–9) представлены временные зависимости величины переходного тока  $I_p(t)$  после фронта прямоугольных импульсов напряжения длительностью  $t_p = 100 \mu s$ , измеренные при различных амплитудах импульса в интервале  $V_p = 0.375 - 3.2$  В, для структуры А, статическая ВАХ которой представлена на рис. 1, кривая 1. Как можно видеть из рис. 1 и вставки к нему, начальный переходной ток, измеренный на фронте импульса напряжения малой амплитуды  $V_p = 0.4 - 0.8$  В, превышает стационарный ток более чем на 7 порядков. Переходной ток падает наиболее быстро при малых скачках напряжения  $V_p = 0.4$  В (кривая 1), оставаясь при  $t_p = 10 \mu s$  на 4 порядка больше стационарного тока. При больших скачках напряжения  $V_p = 3.2$  В (кривая 9) переходной ток падает наиболее медленно, но при  $t_p = 10 \mu s$  оказывается в несколько раз меньше стационарного тока. Экспоненциально растянутое во времени спадание переходного тока не следует закону растянутой экспоненты  $I_p \sim \exp(-(t/\tau_p)^\beta)$  с постоянными во время релаксации характеристическим временем  $\tau_p$  и показателем растяжения экспоненциальной функции  $\beta < 1$ ,

которая используется для описания релаксационных процессов в неупорядоченных материалах. На кривых  $I_p(t)$  имеются участки, на которых экспоненциальный спад ускоряется, затем замедляется, образуя ступеньку на кривой  $I_p(t)$ , после чего вновь ускоряется. При амплитудах импульса  $V_p > 2.5 \text{ V}$  (кривые 6–9) и при  $t > 2 \mu\text{s}$  ступеньки на кривых  $I_p(t)$  становятся слабыми (кривая 6), а при увеличении  $V_p$  вместо полочки на кривых  $I_p(t)$  наблюдается слабый рост переходного тока, различимый на кривых  $I_p(t)$  в линейном масштабе. Отмеченные особенности динамики переходного тока обусловлены присутствием в  $p$ -барьере ионизированных состояний урбаховских хвостов и примесных зон центров окраски с энергиями локализации  $E_{loc} < F$  при нулевом прямом напряжении ( $V_p = 0 \text{ V}$ ) и их последовательной перезарядкой при захвате туннелирующих дырок после скачка прямого напряжения  $V_p$  в процессе установления стационарного туннельно-рекомбинационного тока, когда глубокие центры с энергиями локализации  $E_{loc} > qV_p$  становятся нейтральными.

На рис. 1 (кривые 2–9) представлены также зависимости начального переходного тока  $I_{p0}(V_p)$  (кривая 2) и мгновенных значений переходного тока  $I_p(V_p)$ , измеренных при различных временных сдвигах стробимпульса  $\Delta t$  от 50 ns до 5  $\mu\text{s}$  (кривые 3–9), от амплитуды импульса в интервале  $V_p = 0.375\text{--}3.2 \text{ V}$  для структуры А, полученные из временных зависимостей переходного тока  $I_p(t)$ . Начальный переходной ток меньше величины максимально возможного начального тока  $I_m$ , задаваемого ограничительным сопротивлением  $R_s$ , как показывает сравнение зависимости  $I_{p0}(V_p)$ , представленных на вставке к рис. 2, кривая 3, и линейной зависимости  $I_m(V_p) = V_p/R_s$ , показанной штриховой линией. Кроме того, зависимость  $I_{p0}(V_p)$  имеет различимые ступени вблизи  $V_p = 0.5$  и  $2.2 \text{ V}$ , соответствующих по величине постоянным напряжениям  $V = 0.5$  и  $2.2 \text{ V}$ , при которых наблюдается резкий рост стационарного тока в структурах А и В (рис. 2, кривые 1 и 2). На зависимостях  $I_p(V_p)$  (рис. 1, кривые 3–9) также различимы ступени вблизи напряжений  $V_p = 0.5$  и  $2.2 \text{ V}$ , а также вблизи  $V_p = 1.65 \text{ V}$ , соответствующем постоянному напряжению  $V = 1.65 \text{ V}$ , при котором наблюдается резкий рост постоянного тока в структуре В (рис. 2, кривая 2).

### 3.2. Корреляция ступенчатого роста компонент малосигнальной проводимости и переходного и стационарного тока при прямом смещении

Измерения малосигнальной проводимости на частоте  $f = 1 \text{ MHz}$  показали, что помимо ожидаемой емкостной реактивной проводимости, в  $p$ - $n$ -структурах обнаруживается компонента активной проводимости, сравнивая по амплитуде с емкостной компонентой в области напряжений  $V < 2.8 \text{ V}$ , а также компонента индуктивной реактивной проводимости в области напряжений  $V > 2.8 \text{ V}$ . Зависимости малосигнальных амплитуд активной  $G_{ac}$

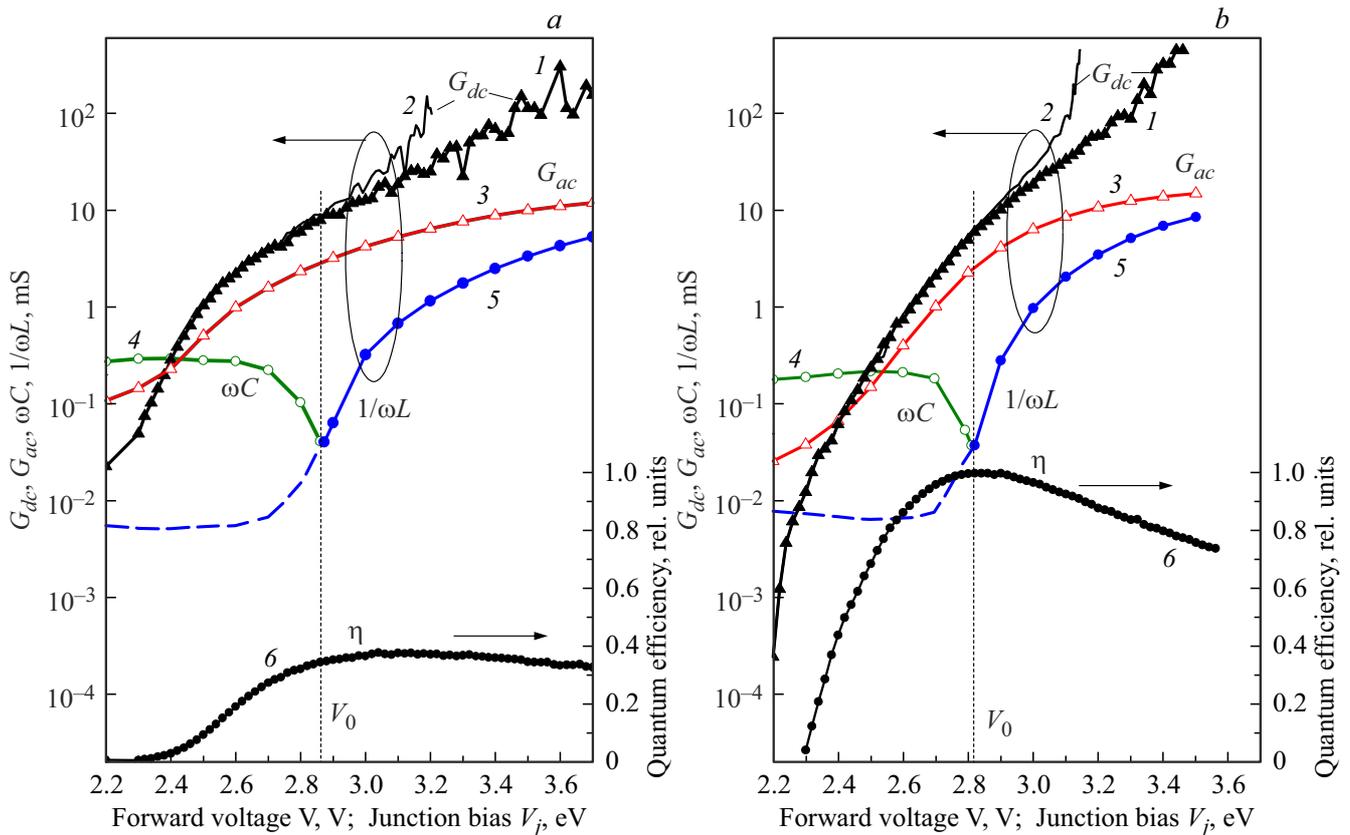
и реактивной  $\omega C$  компонент полной высокочастотной проводимости на частоте  $f = 1 \text{ MHz}$  от прямого смещения для структур А и В представлены на вставках к рис. 2 (кривые 1 и 2) (здесь  $C$  — измеряемая емкость,  $\omega = 2\pi f$  — круговая частота).

В структуре А (вставка сверху) на кривых  $G_{ac}(V)$  (кривая 1) ступенчатый рост амплитуды активной компоненты проводимости  $G_{ac}$  наблюдается вблизи тех же напряжений  $V = 0.5$  и  $2.2 \text{ V}$ , при которых наблюдается и быстрый рост стационарного тока (рис. 2, кривая 1), и соответствующих амплитудам  $V_p$ , при которых наблюдается быстрый рост переходного тока при временном сдвиге  $\Delta t = 0.5 \mu\text{s}$  (рис. 1, кривая 6), близком по величине к периоду высокочастотного напряжения  $T = 1/2\pi f = 0.16 \mu\text{s}$ . В структуре В (вставка снизу) ступенчатый рост  $G_{ac}$  наблюдается вблизи напряжений  $V = 1.65$  и  $2.2 \text{ V}$ , при которых наблюдаются резкий ступенчатый рост стационарного тока (рис. 2, кривая 2). Амплитуда емкостной реактивной компоненты  $\omega C$  растет с напряжением более монотонно, но в обеих структурах в области ступенек на кривых  $G_{ac}(V)$  на кривых  $\omega C(V)$  наблюдается также более быстрый рост  $\omega C$ . Когда амплитуда активной проводимости становится равной амплитуде емкостной проводимости  $G_{ac} = \omega C$ , начинается резкое падение измеряемой емкости. Емкость переходит через нуль ( $C = 0$ ) при напряжении  $V_0 = 2.87$  и  $2.81 \text{ V}$  в структурах А и В, соответственно. При дальнейшем повышении напряжения  $V > V_0$  измеряемая емкость становится отрицательной ( $C < 0$ ) и быстро растет по абсолютному значению.

Наблюдаемая корреляция между характером поведения измеряемой емкости и переходного и постоянного тока при росте прямого напряжения указывает, что при прямом смещении наноструктуры к барьерной емкости  $p$ - $n$ -перехода добавляется емкость  $C_{hop}$ , связанная с изменением в течение периода напряжения концентрации основных носителей, туннелирующих в квантовую яму через треугольные потенциальные стенки, и накоплением в стенках основных носителей, заполняющих ионизированные локализованные состояния. По аналогии с диффузионной емкостью гомоперехода, вызванной диффузией неосновных носителей, емкость  $C_{hop}$  можно назвать диффузионной емкостью, вызванной прыжковой диффузией основных носителей.

### 3.3. Индуктивный динамический отклик и падение эффективности излучения из квантовой ямы с ростом прямого напряжения

На рис. 4, *a, b* представлены зависимости дифференциальной проводимости на постоянном токе от прямого напряжения  $G_{dc}(V) = dI/dV$  для структур А и В (кривые 1), полученные дифференцированием  $I$ - $V$ -кривых, и от прямого смещения  $p$ - $n$ -перехода  $G_{dc}(V_j) = dI/dV_j$ ,  $V_j = V - Ir_s$  (кривые 2), определенного с учетом падения напряжения на последовательном сопротивлении



**Рис. 4.** Зависимости дифференциальной проводимости на постоянном токе  $G_{dc}$  от прямого напряжения  $V$  (1) и прямого смещения  $p$ - $n$ -перехода  $V_j$  (2), зависимости малосигнальных амплитуд активной  $G_{ac}$  (3) и реактивной (емкостной  $\omega C$  (3) и индуктивной  $1/\omega L$  (5)) компонент полной малосигнальной проводимости на частоте 1 MHz и зависимости квантовой эффективности  $\eta$  (6) от прямого напряжения  $V$  для структур А (а) и В (б). Пунктирными линиями отмечены напряжения  $V_0 = 2.87$  (а) и 2.81 V (б), при которых наблюдается нулевая емкость  $C = 0$ .

структуры  $r_s$ , которое оценивалось из наклона  $I$ - $V$ -характеристик при номинальном токе  $I = 20$  mA и составило в структурах А и В  $r_s = 8.2$  и  $14.5 \Omega$  соответственно. На рис. 4, а, б представлены также зависимости малосигнальных амплитуд активной  $G_{ac}$  (кривые 3) и реактивной (емкостной  $\omega C$  при  $V < V_0$  (кривые 4) и индуктивной  $1/\omega L$  при  $V > V_0$  (кривые 5)) компонент малосигнальной полной проводимости на частоте  $f = 1$  MHz, от прямого напряжения. Здесь  $C > 0$  — измеряемая емкость и  $L$  — индуктивность, реактивная проводимость которой эквивалентна проводимости отрицательной емкости:  $1/\omega L = \omega C$  при  $C < 0$ . На рис. 4, а, б представлены также зависимости квантовой эффективности излучения  $\eta$  от прямого напряжения (кривые б) для структур А и В.

Как можно видеть из рис. 4 (кривые 1 и 3), при пороговом напряжении  $V_{th} = 2.2$  V, амплитуда активной проводимости на частоте  $f = 1$  MHz превышает проводимость на постоянном токе:  $G_{ac} > G_{dc}$ , но при  $V > V_{th}$  уже вблизи порогового напряжения, при  $V = 2.4$  V в структуре А и  $V = 2.54$  V в структуре В,  $G_{ac}$  и  $G_{dc}$  становятся равными  $G_{dc} = G_{ac}$ , а при дальнейшем повышении напряжения  $G_{ac}$  становится меньше  $G_{dc}$  в

обеих структурах  $G_{ac} < G_{dc}$ . В обеих структурах амплитуда индуктивной проводимости растет в интервале напряжений  $V = 2.8$ – $3.8$  V более чем на 2 порядка, причем в структуре В растет с напряжением быстрее, чем в структуре А. В области больших напряжений и индуктивная, и активная компоненты полной высокочастотной проводимости остаются меньше проводимости  $G_{dc}$  более чем на порядок.

При увеличении прямого напряжения свободные носители, экранируя внешнее поле, за короткое максвелловское время (при  $N_a \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$   $\tau_M$  порядка нескольких пикосекунд) оказываются на границах ОПЗ и создают в ОПЗ однородное внешнее поле, направленное противоположно встроенному полю барьера. При этом ширина ОПЗ барьера быстро уменьшается в соответствии с величиной и направлением изменяющегося смещения. Затем начинается медленная стадия процесса экранирования внешнего поля, обусловленная перезарядкой глубоких центров, вызывающей медленное расширение ОПЗ, уменьшение напряженности поля в ОПЗ и концентрацию внешнего поля в стенках квантовой ямы.

При малосигнальных измерениях полное напряжение  $V_{ac}(t) = V + v(t)$ , где  $v(t) = V_1 \exp(j\omega t)$ , а полный туннельный ток  $I_{ac}(t) = I + I_1 \exp(j\omega t)$ , где  $V$  и  $I = I_s \exp(qV_0/nkT)$  — постоянные напряжение и плотность тока,  $V_1$  и  $I_1$  — малосигнальные амплитуды переменного напряжения и плотности тока соответственно. При  $V_1 \ll V_0$  малосигнальная переменная составляющая концентрации дырок:  $\tilde{p}(x, t) = (qV_1/nkT)p_0 \exp(j\omega t)$ , где  $p_0$  — стационарная концентрация дырок на границе с квантовой ямой.

При постоянном смещении установившееся распределение концентрации туннелирующих дырок в стенке ямы определяется равенством скорости их прыжковой диффузии в стенку и скорости рекомбинации в стенке, определяющейся временем жизни и составляющей  $p/\tau$ . При малосигнальных измерениях скорость рекомбинации в течение периода напряжения изменяется в фазе с напряжением  $v(t)$  на  $(\tilde{p}/\tau)j\omega\tau$  в результате изменения концентрации дырок, а также в противофазе с напряжением  $v(t)$  на  $-(\tilde{\delta}/\tau)(j/\omega\tau)$  в результате изменения времени жизни. При этом уравнение непрерывности [30] для переменной концентрации дырок в стенке ямы принимает вид

$$D \frac{d^2 \tilde{p}}{dx^2} - \frac{\tilde{p}}{\tau} \left( 1 + j \left( \omega\tau - \frac{1}{\omega\tau} \right) \right) = 0.$$

Полученное уравнение идентично уравнению диффузии свободных носителей через потенциальный барьер и их рекомбинации в ОПЗ в случае  $\tau = \text{const}$ , если время жизни туннелирующих носителей выразить как

$$\tau^* = \frac{\tau}{1 + j \left( \omega\tau - \frac{1}{\omega\tau} \right)}.$$

Частота перескоков носителей заряда между занятым начальным центром  $i$  и конечным пустым центром  $j$ , разделенными расстоянием  $R_{ij}$ , равна [6]:

$$v(R_{ij}) = v_0 \exp(-2\gamma R_{ij}), \quad (1)$$

где  $v_0 \approx 10^{12} \text{ с}^{-1}$  — частота попыток,  $\gamma = 1/a$  — степень перекрытия волновых функций,  $a$  — боровский радиус. Учитывая, что  $I_s = qDp_0/L$ ,  $L = R_{ij}$  и эффективный микроскопический коэффициент диффузии  $D = R_{ij}^2 \cdot v_{hop}(E_t)$ ,  $I_s = qR_{ij}p_0/\tau$  и сделав соответствующие подстановки, получаем для плотности переменного тока  $I_1$ :

$$I_1 = \frac{qV_1}{nkT} \cdot \frac{qR_{ij}p_0}{\tau} \left[ 1 + j \left( \omega\tau - \frac{1}{j\omega\tau} \right) \right].$$

Введя обозначения,  $G_{ac} = qI_s/nkT$ ,  $C_{hop} = qI_s\tau/nkT$  и  $L_{hop} = nkT/qI_s\tau$ , получим для полной проводимости по переменному току:

$$Y = \frac{I_1}{V_1} = G_{ac} + j \left( \omega C_{hop} - \frac{1}{\omega L_{hop}} \right).$$

На частоте  $f_0 = 1 \text{ MHz}$  и  $\omega_0 = 2\pi f_0$  при смещении, равном  $V_0$ ,  $\omega_0 C_{hop} = 1/\omega_0 L_{hop}$ ,  $\omega_0 = 1/\sqrt{L_{hop}C_{hop}}$ , и малосигнальная проводимость имеет только активную компоненту  $G_{ac}$ . Зависимости индуктивной компоненты полной проводимости при напряжениях  $V < V_0$  для структур А и В, показанные штриховой линией на рис. 4, а, б, получены с учетом, что при напряжениях  $V < V_0$  изменение ширины ОПЗ в результате перезарядки глубоких центров вносит малый вклад в измеряемую емкость по сравнению с вкладом рекомбинационного тока и изменения величин емкости и индуктивности при фиксированном напряжении  $V$  относительно их значения при  $V_0$  равны,  $\Delta\omega C_{hop} = \Delta(1/\omega L_{hop})$  и  $\lg(1/\omega L_{hop}) = -2 \lg(\omega C_{hop})$ .

При  $V = V_0$   $G_{ac} < G_{dc}$  (рис. 4, а, б, кривые 3 и 1), так как стационарное распределение концентрации дырок не успевает установиться. Процесс заполнения пустых конечных состояний на туннельном транспортном уровне  $E_{tp}$  не является экспоненциальным и замедляется по мере заполнения пустых конечных состояний ионизированных локальных центров и быстрого уменьшения числа пустых состояний на уровне  $E_{tp}$ . Ограничивающим скорость прыжковой диффузии являются перескоки из заполненных состояний в незанятые состояния. Согласно (1), время перескока увеличивается при увеличении расстояния между занятым и пустым локальными центрами  $R_{ij}$  как  $t(R_{ij}) = (1/v_0) \exp(2\gamma R_{ij})$  и процесс установления стационарного тока при расстоянии между центрами  $R_{ij}$  в стационарном режиме логарифмически зависит от времени  $R_{ij} = (1/2\gamma) \ln(v_0 t)$ .

В установившемся режиме концентрация инжектируемых основных носителей (дырок) мало меняется на длине туннелирования  $R_{ij}$  в стенке ямы. При этом потоки дырок, рекомбинирующих излучательно в яме и безызлучательно в стенке ямы определяются отношением времени жизни носителей, обусловленном безызлучательной рекомбинацией в стенках ямы, и времени жизни, обусловленном излучательной рекомбинацией в квантовой яме:  $\tau_{n/\text{rad}}/\tau_{\text{rad}}$ , а квантовая эффективность излучательной рекомбинации равна

$$\eta = \frac{\tau_{n/\text{rad}}}{\tau_{\text{rad}} + \tau_{n/\text{rad}}}.$$

Так как амплитуда индуктивной реактивной проводимости отражает величину тунельно-рекомбинационного потока инжектированных носителей из квантовой ямы, наблюдается корреляция зависимостей от напряжения индуктивной компоненты проводимости  $1/\omega L$  и квантовой эффективности  $\eta$  (рис. 4, а, б, кривые 5 и 6).

Вблизи порогового напряжения основной ток, протекающий вблизи дырочного и электронного туннельных транспортных уровней  $E_{tp}$  и  $E_{tm}$ , является тунельно-рекомбинационным током в стенке ямы в  $p$ -барьере. В квантовую яму инжектируется только малое число термовозбужденных носителей, и квантовая эффективность мала. С ростом напряжения число носителей,

инжектируемых через эффективный барьер, быстро нарастает. Согласно условию нейтральности, равное число электронов туннельно инжектируется через  $n$ -барьер. Так как носители излучательно рекомбинируют в квантовой яме парами, с ростом напряжения интенсивность излучения экспоненциально растет как  $\exp(qV/kT)$ , вследствие экспоненциального уменьшения  $\tau_{\text{rad}}$  с ростом концентрации инжектируемых дырок, а доля туннельно-рекомбинационного тока в стенку ямы уменьшается. В результате в интервале напряжений  $V = 2.2\text{--}2.5\text{ V}$  эффективность быстро растет, а индуктивная реактивная проводимость  $1/\omega L$  слабо уменьшается. В интервале  $V_0 > V > 2.5\text{ V}$  вызванное перезарядкой глубоких центров уменьшение туннельной проницаемости стенок ямы и увеличение падения напряжения в стенках, приводит к экспоненциальному увеличению темпа безызлучательной рекомбинации, так как увеличивается число состояний урбаховских хвостов между транспортными уровнями  $E_{ip}$  и  $E_{ir}$  (центров рекомбинации) и увеличивается глубина проникновения электронов в ОПЗ  $p$ -барьера. В результате рост эффективности с напряжением замедляется, а индуктивная проводимость  $1/\omega L$  начинает расти. При дальнейшем увеличении напряжения  $V > V_0$  все большая часть приращения напряжения падает на стенках ямы, отражаясь в быстром росте индуктивной проводимости и приводя падению эффективности.

В структуре А высокая плотность состояний урбаховских хвостов обеспечивает высокую туннельную проницаемость  $p$ -барьера и высокую скорость безызлучательной рекомбинации, и рост уровня инжекции с ростом напряжения приводит лишь к замедленному и небольшому росту эффективности излучения. В структуре В в энергетическом спектре доминируют гауссовы примесные зоны центров окраски, увеличение их плотности на уровне  $E_{ip}$  с ростом напряжения обеспечивает сильный рост эффективности с ростом напряжения. В обеих структурах нулевая емкость и начало индуктивного нарастания туннельного тока и падения эффективности наблюдается вблизи напряжения  $2.8\text{ V}$ , соответствующему пересечению уровнем  $E_{ip}$  гауссовой примесной зоны VL-центров, ответственных на голубую ФЛ в слоях  $p$ -GaN. Низкая эффективность в структуре А соответствует малой плотности VL- и UVL-центров в слабо легированных слоях  $p$ -GaN [14].

#### 4. Заключение

Анализ результатов измерений переходных токов при скачке прямого напряжения и малосигнальной высокочастотной проводимости при постоянном прямом смещении светоизлучающих  $p$ - $n$ -структур с квантовыми ямами InGaN/GaN показал определяющее влияние сильного встроенного поля в потенциальных стенках квантовой ямы и его уменьшения при прямых смещениях на confinement носителей заряда в квантовой яме. Сильное

поле создается ионизированными глубокими центрами и обеспечивает туннельную инжекцию в квантовую яму через эффективный барьер. В процессе экранирования внешнего поля при прямом смещении вслед за быстрым снижением высоты эффективного барьера и его сужением в течение максвелловского времени следует экранирование внешнего потенциала объемным зарядом глубоких центров, сопровождающееся медленным расширением ОПЗ и уменьшением напряженности поля в стенках ямы вследствие перезарядки глубоких центров. Перезарядка глубоких центров приводит к уменьшению туннельной проницаемости, увеличению туннельного сопротивления стенки и падения напряжения в стенке, что сопровождается экспоненциальным уменьшением безызлучательного времени жизни в стенке и падением квантовой эффективности излучения из квантовой ямы. Захват основных носителей и соответствующее уменьшение объемного заряда в стенке доминирует при малых смещениях и проявляется в экспоненциально замедляющемся спаде переходного тока при скачке прямого смещения и емкостном динамическом отклике. Безызлучательная рекомбинация захваченных носителей доминирует при больших смещениях и проявляется в медленном нарастании переходного тока и индуктивном динамическом отклике.

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] C.H. Qiu, C. Hoggatt, W. Melton, M.W. Leksono, J.I. Pankove. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 20, 2712 (1995).
- [2] O. Ambacher, W. Reiger, P. Ansmann, H. Angerer, T.D. Moustakas, M. Stutzmann. *Solid Stat. Commun.* **97**, 5, 365 (1996).
- [3] P. Perlin, M. Osinski, P.G. Eliseev, V.A. Smagley, J. Mu, M. Banas, P. Sartori. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 12, 1680 (1996).
- [4] C. Gourdon, P. Lavallard. *Phys. Status Solidi B* **153**, 2, 641 (1989).
- [5] E.L. Ivchenko, A.N. Reznitsky. *Phil. Mag. B* **65**, 4, 733 (1992).
- [6] D. Monroe. *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2, 146 (1985).
- [7] L. Esaki. *Phys. Rev.* **109**, 2, 603 (1958).
- [8] Л. Эсаки. В сб.: Туннельные явления в твердых телах / Под ред. В.И. Переля. Мир, М. (1973). [In: *Tunneling phenomena in solids* / Ed. E. Burstein, S. Lundqvist / Plenum Press, N.Y. (1969). Ch. 5].
- [9] A.G. Chynoweth, W.L. Feldmann, R.A. Logan. *Phys. Rev.* **121**, 3, 684 (1961).
- [10] N. Holonyak. *J. Appl. Phys.* **32**, 10, 130 (1961).
- [11] N. Holonyak, Jr., D.L. Keune, R.D. Burnham, C.B. Duke. *Phys. Rev. Lett.* **24**, 11, 580 (1970).
- [12] S.F. Chichibu, Y. Kawakami, T. Sota. In *Introduction to Nitride Semiconductor Blue Lasers and Light Emitting Diodes* / Ed. S. Naramura, S.F. Chichibu. Taylor & Francis, L., N. Y. (2000). Ch. 5.
- [13] M.A. Reshchikov, H.J. Morkoç. *J. Appl. Phys.* **97**, 061301 (2005).

- [14] S.F. Chichibu, A. Uedono, K. Kojima, H. Ikeda, K. Fujito, S. Takashima, M. Edo, K. Ueno, S. Ishibashi. *J. Appl. Phys.* **123**, 161413 (2018).
- [15] Н.И. Бочкарева, И.А. Шеремет, Ю.Г. Шретер. *ФТП* **50**, 10, 1387 (2016).
- [16] C. Ostermaier, P. Lagger, G. Prechtel, A. Grill, T. Grasser, D. Pogany. *Appl. Phys. Lett.* **110**, 173502 (2017).
- [17] N. Roccato, F. Piva<sup>1</sup>, C. Santi, M. Buffolo, C. Haller, J.-F. Carlin, N. Grandjean, M. Vallone, A. Tibaldi, F. Bertazzi, M. Goano, G. Verzellesi, G. Meneghesso, E. Zanoni, M. Meneghini. *J. Phys. D* **54**, 425105 (2021).
- [18] A.M. Ionescu, H. Riel. *Nature* **479**, 7373, 329 (2011).
- [19] D. Sarkar, X. Xie<sup>1</sup>, W. Liu, W. Cao, J. Kang, Y. Gong, S. Kraemer, P.M. Ajayan, K. Banerjee. *Nature* **526**, 7571, 91 (2015).
- [20] T. Ohno, Yu. Oyama. *Sci. Technol. Adv. Mater.* **13**, 1, 013002 (2012).
- [21] N. Moulin, M. Amara, F. Mandorio, M. Lemiti. *J. Appl. Phys.* **126**, 033105 (2019).
- [22] A. Schenk, S. Sant. *J. Appl. Phys.* **128**, 014502 (2020).
- [23] E.-M. Bourim, J.I. Han. *Electron. Mater. Lett.* **12**, 1, 67 (2016).
- [24] Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер. *ФТТ* **64**, 3, 371 (2022).
- [25] Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер. *ФТТ* **65**, 1, 138 (2023).
- [26] Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер. *ЖТФ* **94**, 8, 1158 (2023).
- [27] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, T. Mukai. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2* **34**, L1332 (1995).
- [28] Y.T. Rebane, N.I. Bochkareva, V.E. Bougrov, D.V. Tarkhin, Y.G. Shreter, E.A. Gironov, S.I. Stepanov, W.N. Wang, P.T. Chang, P.J. Wang. *Proc. of SPIE* **4996**, 113 (2003).
- [29] Л.В. Келдыш. *ЖЭТФ* **33**, 4, 994 (1957); **34**, 4, 962 (1958).
- [30] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов*. Наука, М. (1965). 448 с.

*Редактор Т.Н. Василевская*