

Изменения люминесцентных электрических свойств светодиодов из гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN при длительной работе

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

Московский институт стали и сплавов,
117936 Москва, Россия

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

(Получена 9 апреля 1998 г. Принята к печати 14 апреля 1998 г.)

Исследованы изменения спектров люминесценции и электрических свойств светодиодов на основе гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN в процессе длительной работы. Изучались голубые и зеленые светодиоды с одиночными квантовыми ямами InGaN в течение $10^2 \div 2 \cdot 10^3$ ч при токах до 80 мА. Обнаружено увеличение интенсивности люминесценции при рабочих токах (15 мА) на 1-й стадии старения (100 ÷ 800 ч) и медленное падение — на 2-й. Наибольшие изменения спектров наблюдались при малых токах (< 0.15 мА). Исследования распределения заряженных акцепторов в области пространственного заряда показали, что на 1-й стадии их концентрация растет, а на 2-й падает. Предложены модели, объясняющие две стадии старения: 1) активация акцепторов Mg вследствие разрушения остаточных комплексов Mg-N и 2) образование донорных вакансий N. Обсуждается модель подпорогового образования дефектов горячими электронами, инжектированными в квантовые ямы.¹

1. Введение

Проблемы старения приборов на основе GaN стали весьма актуальными в последние два года, когда стали ясны перспективы массового применения светодиодов на основе гетероструктур из GaN (см. обзоры [3,4]). Связи атомов металлов с N в гексагональной решетке типа $A^{III}B^V$ сильнее, чем связи с As или P в кубической решетке. Поэтому образование дефектов в идеальной решетке нитридов менее вероятно, чем в решетках арсенидов или фосфидов. Приборы из нитридов должны быть, в перспективе разработок, более долговечными. Реальное положение дел определяется дефектами в GaN-структурах. Но уже сейчас срок службы светодиодов (СД) на основе GaN оценивается как $> 10^5$ ч [4–6]. Поэтому актуальна разработка методик оценки длительности сроков службы СД за короткое время с использованием повышенных нагрузок.

Известны исследования деградации аналогичных СД при импульсных нагрузках до 1 А [5,7], при повышении T [6]. Катастрофическая деградация происходит при пробое в сильных полях (статических или импульсных). Была обнаружена одна из причин деградации СД — миграция атомов металла из контактов при больших импульсных токах [5].

Цель настоящей работы — исследование процессов старения СД, люминесцентные и электрические свойства которых были изучены и опубликованы в работах [7–12]. Измерения проводились при умеренно повышенных токовых нагрузках, близких к используемым при работе СД в нормальных режимах. Были обнаружены изменения спектров и электрических свойств диодов, предложены модели, объясняющие эти изменения.

¹ Работа частично доложена на 2-й Международной конференции по полупроводниковым нитридам (Токушима, октябрь 1997 г. [1]) и на годичной сессии Общества материаловедения (Бостон, декабрь 1997 г. [2]).

2. Методика экспериментов

2.1. Исследовались голубые и зеленые СД, представляющие собой гетероструктуры InGaN/AlGaIn/GaN с активным слоем — одиночными квантовыми ямами InGaN толщиной $d \approx 3.5$ нм, выращенные методами эпитаксии из металлоорганических соединений в лаборатории фирмы Ничия [7]; свойства этих диодов были исследованы в [8–12].

2.2. Выбор условий старения был осуществлен следующим образом. Оценивалась скорость изменения характеристик СД при увеличении тока J через диоды в интервале 10 ÷ 100 мА. Было обнаружено, что при $J = 80$ мА (напряжение $V = 4.0 \div 4.2$ В) наблюдаются заметные изменения спектров, вольт-фарадных (ВФХ) и вольт-амперных характеристик (ВАХ) за сотни часов. При $J = 80$ мА температура активной области СД была $T = 360 \div 370$ К и зависела от последовательного сопротивления СД (способ определения T см. далее, при изложении результатов). Для дальнейшего был выбран режим работы при постоянном токе $J = 80$ мА. Испытания проводились в течение 2000 ч.

2.3. Существенной частью было исследование распределения эффективной концентрации заряженных центров в области пространственного заряда (ОПЗ) в процессе старения, который проводился по оригинальной методике [13].

2.3.1. На полупроводниковую структуру одновременно подавались медленно изменяющиеся напряжения смещения V , задающее ширину ОПЗ W , и малый переменный сигнал $\Delta V = U_d$ с периодом, много меньшим характерного времени изменения V . Ширина W модулировалась малым переменным сигналом на величину ΔW .

2.3.2. Если ΔQ — переменный заряд, индуцируемый в структуре напряжением U_d , $N(W)$ — эффективная концентрация заряженных центров (плотность заряженных

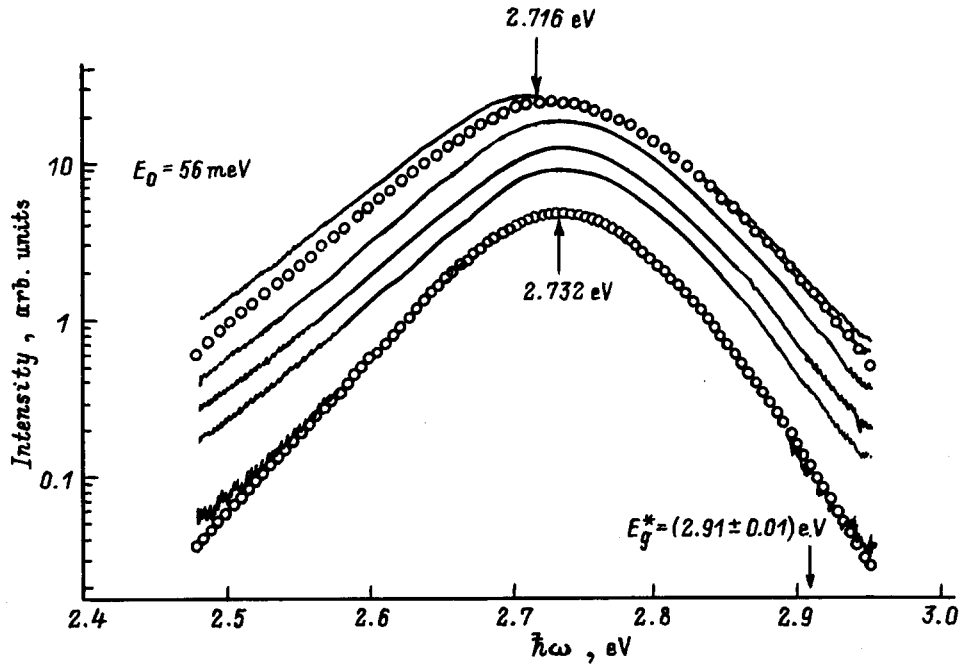


Рис. 1. Спектры электролюминесценции голубого светодиода при значениях постоянного тока (снизу вверх) 10, 20, 30, 50, 80, 100 мА. Точками показаны спектры, рассчитанные по формуле (3) подгонкой параметров; температура активной области: 300 К (нижняя кривая), 358 К (верхняя).

центров в правой части уравнения Пуассона) на краю ОПЗ (на расстоянии W от границы p - и n -областей), а $C_W = \varepsilon\varepsilon_0 S/W$ — дифференциальная емкость структуры (S — площадь), то U_d может быть представлено в виде суммы двух напряжений:

$$U_d = U_W + U_N = (dV/dQ)\Delta Q + (1/2)(d^2V/dQ^2)\Delta Q^2 \\ = (\Delta Q)(W/\varepsilon\varepsilon_0 S) + (\Delta Q/S)^2/2\varepsilon\varepsilon_0 qN(W). \quad (1)$$

Эквивалентная схема барьерной емкости при этом может быть представлена в виде двух последовательно включенных емкостей: C_W и $C_d = 2\varepsilon\varepsilon_0 S/\Delta W$ — динамической емкости, обусловленной малым изменением ОПЗ; при этом $U_W \gg U_N$.

2.3.3. На структуру подавался малый переменный заряд ΔQ постоянной амплитуды — сумма двух гармонических сигналов с близкими значениями частот ω_1 и ω_2 . Это позволяло разделить по частотам U_W и U_N : сигнал U_W измерялся на частоте $(\omega_1 + \omega_2)/2$, а сигнал U_N — на частоте $(\omega_1 - \omega_2)$. Постоянная амплитуда ΔQ задавалась пропусканием тока через структуру, установленную в цепи обратной связи операционного усилителя, на вход которого подавалось переменное напряжение с амплитудой $U_0 \approx 100$ мВ через калиброванную емкость $C_0 \gg C_W, C_d$ [13]. Зависимость $N(W)$ в такой схеме определяется формулами

$$N(W) = (C_0 U_0 / S)^2 / 2q\varepsilon\varepsilon_0 U_N; \quad W = \varepsilon\varepsilon_0 S U_W / C_0 U_0. \quad (2)$$

Плавным изменением V обеспечивалась непрерывная запись значений $N(W)$ с усреднением концентраций $N(W)$ на уровне $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$ по слою $\Delta W \approx$ нм.

3. Результаты экспериментов

3.1. Изменения спектров электролюминесценции

3.1.1. На рис. 1 приведены спектры электролюминесценции (ЭЛ) при токах $J = 10 \div 100$ мА (в [8–11] приводились спектры до 30 мА). На рис. 1 показана также аппроксимация спектров формулами модели [8,9], учитывающей двумерную плотность состояний $N^{2D}(\hbar\omega - E_g^*, E_0)$ в прямоугольной квантовой яме (E_g^* — эффективная ширина запрещенной зоны) с экспоненциальным спадом в длинноволновой части (E_0 — параметр экспоненты, обусловленный флуктуационным потенциалом). Коротковолновый спад спектра описывается в модели функциями заполнения на краях зоны проводимости и валентной зоны $f_c(\hbar\omega - E_g^*, F_n, m, kT)$ и $1 - f_v(\hbar\omega - E_g^*, F_p, 1 - m, kT)$ (с параметрами аппроксимации — m и квазиуровнями Ферми для электронов и дырок F_n и F_p):

$$I(\hbar\omega) \sim N^{2D}(\hbar\omega - E_g^*, E_0) f_c(\hbar\omega - E_g^*, F_n, m, kT) \\ \times [1 - f_v(\hbar\omega - E_g^*, F_p, 1 - m, kT)]. \quad (3)$$

Из подбора параметров аппроксимации и была определена температура активной области СД при $J = 80$ мА (режим испытаний): $T = 360 \div 370$ К.

3.1.2. Интенсивность спектров ЭЛ при 15 мА увеличивалась на $10 \div 40\%$ в течение первых $50 \div 100$ ч работы (при 80 мА) для голубых СД и в течение ~ 800 ч для зеленых СД. В течение следующего периода, при временах > 1000 с, интенсивность излучения падала для голубых и зеленых СД (рис. 2). Интерференционная

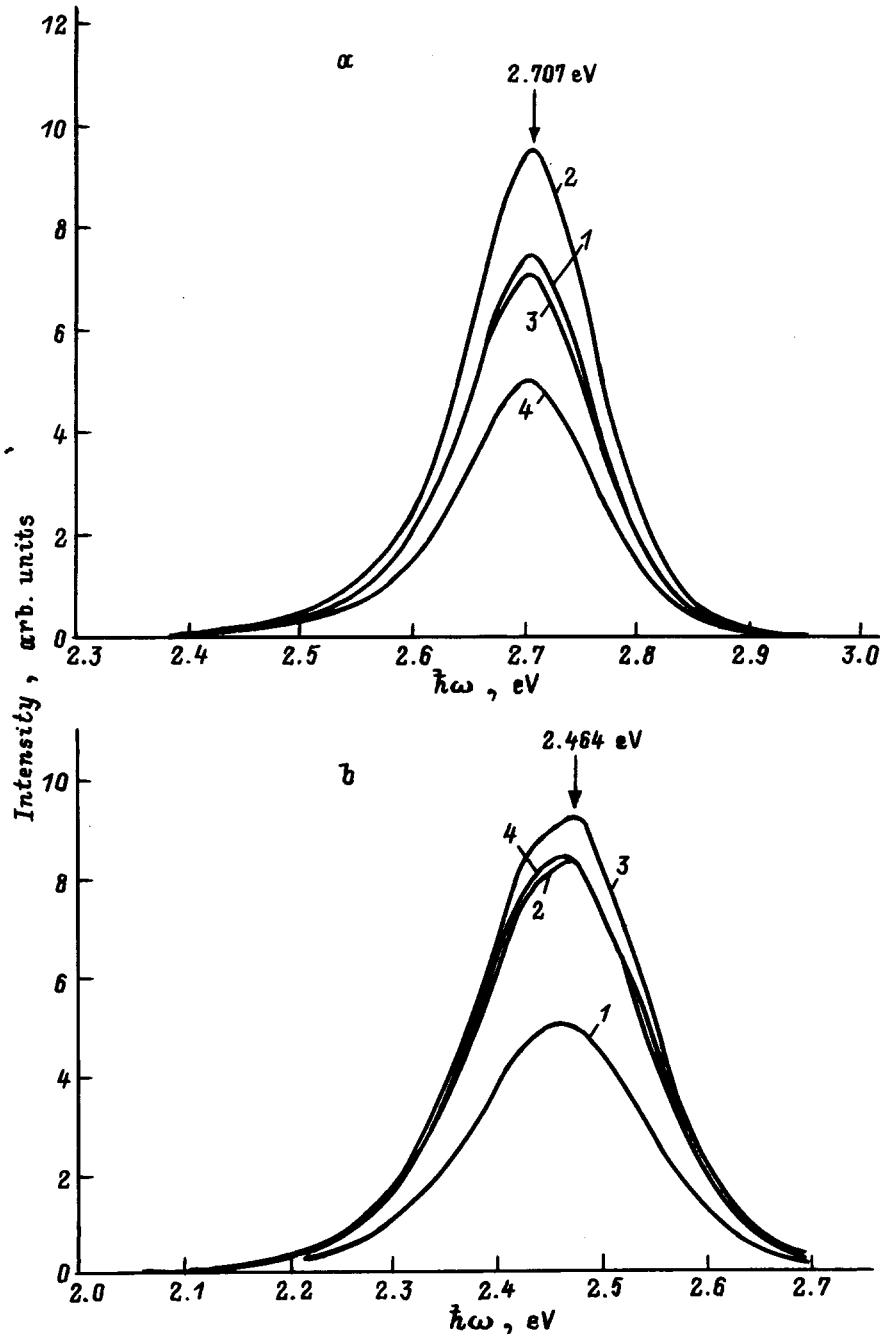


Рис. 2. Спектры электролюминесценции голубых (а) и зеленых (б) светодиодов после пропускания через них прямого тока $J = 80$ мА. а — длительность работы t , ч: 1 — 0, 2 — 72, 3 — 800, 4 — 1000. б — длительность работы t , ч: 1 — 0, 2 — 480, 3 — 800, 4 — 1000.

структура, хорошо заметная до старения, смазывалась. Основная полоса излучения уширилась с длинноволновой стороны; энергетический параметр E_0 увеличивался. Сильные изменения спектров были обнаружены для голубых СД при малых токах, $J \leq 0.15$ мА, где туннельная и инжекционная компоненты токов одного порядка. Интенсивность люминесценции уменьшалась, но доля туннельного излучения [10,11] увеличивалась в ~ 3 раза (рис. 3).

Интенсивность пробойной люминесценции [12] уменьшалась по мере старения, при этом относительная доля желтой полосы (2.1 ÷ 2.3 эВ) увеличивалась (рис. 4). Известно, что желтая полоса обусловлена комплексами с участием дефектов структуры [4]; это свидетельствует об образовании при пропускании прямого тока дефектов на границах области пространственного заряда, где идет рекомбинация при ударной ионизации.

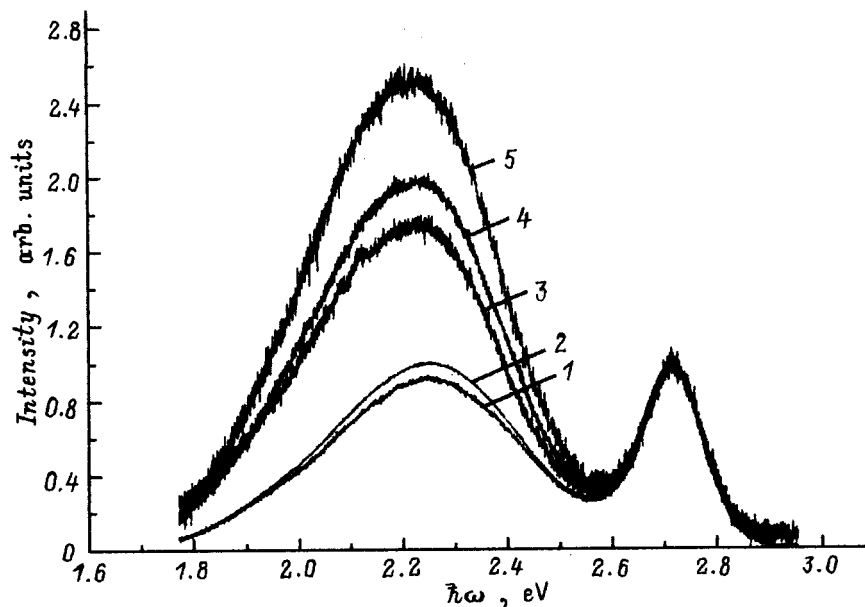


Рис. 3. Спектры электролюминесценции голубых светодиодов при токе $J = 0.15$ мА после старения. Длительность работы t , ч: 1 — 0, 2 — 72, 3 — 558, 4 — 800, 5 — 1000.

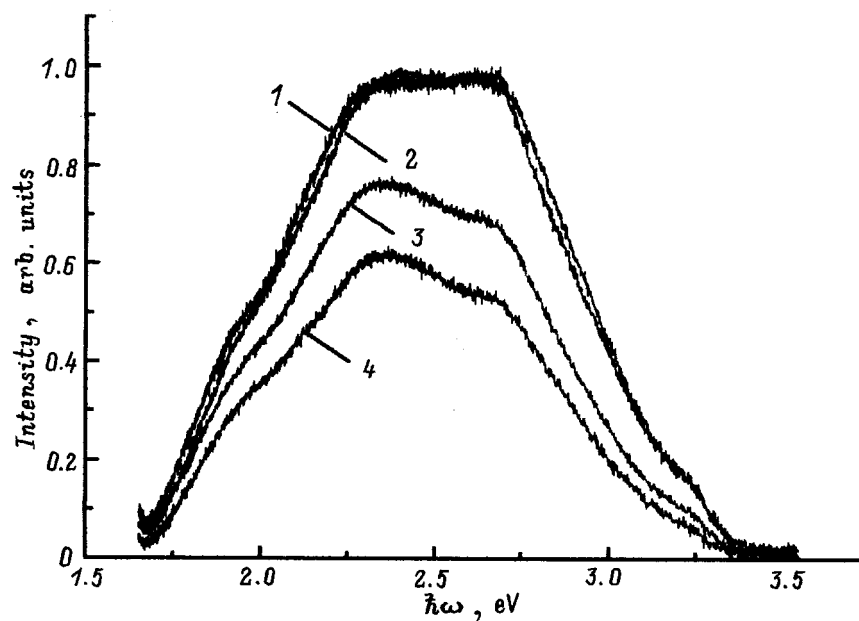


Рис. 4. Спектры пробойной люминесценции голубых светодиодов при токе $J = 4$ мА после старения. Длительность работы t , ч: 1 — 0, 2 — 72, 3 — 800, 4 — 1000.

3.2. Изменения электрических свойств

3.2.1. Изменения вольт-амперной (J-V) характеристики при старении показаны на рис. 5. Туннельная компонента прямого тока при малых напряжениях возрастала и для голубых, и для зеленых диодов. При длительном старении возрастало последовательное сопротивление диодов R_s , роль которого проявляется при больших токах. Условия образования дефектов зависят от величины R_s (см. далее обсуждение результатов).

3.2.2. Эффективная концентрация заряженных центров со стороны p -области в первый период старения для голубых диодов возрастала на $10 \div 15\%$; во второй период, ~ 1000 ч, концентрация заряженных акцепторов в p -области уменьшалась в $6 \div 8$ раз (рис. 6). Ширина области пространственного заряда при этом возрастала лишь на $\sim 30\%$. Для зеленых СД эффективная концентрация заряженных центров медленно росла за $600 \div 800$ ч на $\sim 10\%$ и после этого незначительно спадала (рис. 6). Заметим, что изменение концентрации

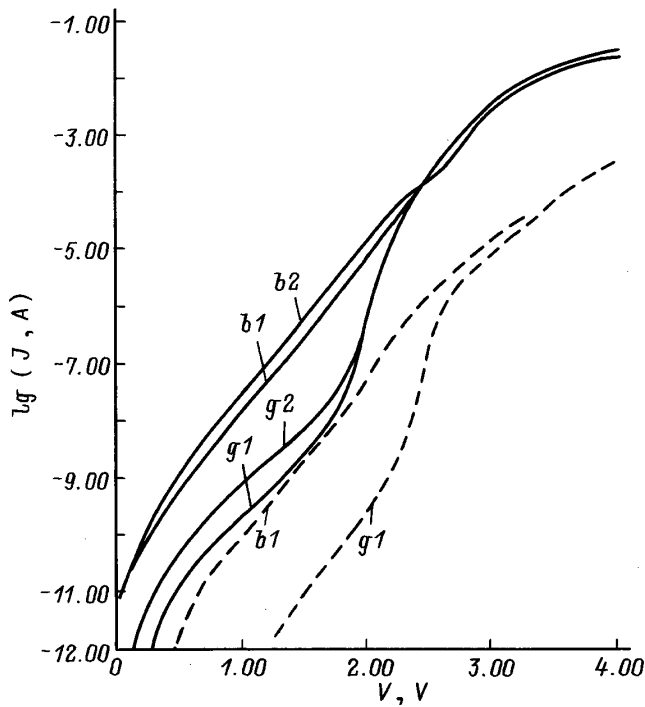


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики голубых ($b1$, $b2$) и зеленых ($g1$, $g2$) светодиодов до ($b1$, $g1$) и после ($b2$, $g2$) пропускания через них прямого тока 80 мА в течение 800 ч . Сплошные линии — $T = 300\text{ К}$, штриховые — $T = 80\text{ К}$.

заряженных акцепторов происходило на расстояниях $W \approx 40 \div 80\text{ нм}$, т.е. порядка длины свободного пробега l_{fp} (оценки см. далее).

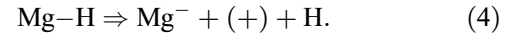
4. Обсуждение результатов

4.1. Модели роста и падения эффективности люминесценции

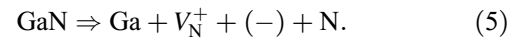
4.1.1. Важнейший шаг в создании эффективных СД на основе GaN был сделан благодаря пониманию механизма компенсации Mg: образованию комплексов Mg–H в процессе эпитаксии. Технология активации — облучение электронным пучком или прогрев в атмосфере N_2 — обеспечивает разрушение комплексов Mg–H и выход водорода из решетки [14,15]. Очевидно, что какая-то часть этих комплексов остается в готовых структурах. Изменения свойств СД в первый период старения — рост интенсивности основной полосы и рост эффективной концентрации акцепторов — можно объяснить дополнительной активацией акцепторов Mg в p -области пространственного заряда.

Модель первой стадии такова: при инжекционном возбуждении активной области остаточные комплексы Mg–H могут разрушаться, водород выходит из комплек-

сов, и заряд ионов Mg^- должен компенсироваться дырками:



4.1.2. На второй стадии процесса преобладает образование донорных дефектов, компенсирующих акцепторы. Эти дефекты увеличивают вероятность безызлучательной рекомбинации и вероятность излучения в желтой полосе, проявляющейся в туннельной и пробойной люминесценции. Собственными дефектами такого рода могут быть вакансии азота, V_N , вероятность образования которых заметно больше, чем вакансий Ga [16,17]:



Зарядовые состояния в этом уравнении поставлены условно, это не достоверно. Однако такая модель объясняет вторую стадию процесса старения. Кроме того, происходит миграция дефектов по границам зерен и колонн роста: дефекты скапливаются в "слабых точках", в которых максимально электрическое поле. Так можно объяснить рост туннельной компоненты тока и туннельного излучения в спектрах.

4.2. Модель подпорогового инжекционного образования дефектов

4.2.1. Для объяснения того, почему при сравнительно низкой температуре, $T \approx 370\text{ К}$, возможно образование дефектов структуры в GaN, следует использовать модель создания дефектов в p - n -гетероструктурах горячими электронами. Эта модель была разработана для структур на основе GaAs и достаточно хорошо объясняла процессы старения гетеропереходов типа n -AlGaAs/ p -GaAs [18]. При этом предполагалось, что атомы смещаются при передаче им кинетической энергии горячих электронов, которые получают ее, пересекая гетерограницу с разрывом зон проводимости. Предположение основано на экспериментальном факте, заключающемся в том, что дефекты образуются на глубине порядка длины свободного пробега l_{fp} от границы гетероперехода. В отличие от этого механизма дефекты при многофононном рассеянии образуются на диффузионной длине, $L_n \gg l_{fp}$.

4.2.2 В гетероструктурах электроны, инжектируемые из широкозонного n -барьера в узкозонный слой, имеют относительно дна зоны проводимости E_c энергию $\Delta E \gg kT$:

$$\Delta E = E - E_c > \Delta E_c = E_{c2} - E_{c1} \gg kT. \quad (6)$$

Эту энергию электроны должны отдавать на другом краю ямы — на p -границе (рис. 7); при напряжении порядка контактной разности потенциалов, $V \approx \varphi_k$, средняя энергия электронов остается такой же, как на n -границе (рис. 7,с). В исследованных структурах с обеих сторон квантовой ямы имеются компенсированные слои [8–12]. При $V > \varphi_k$ большая часть прямого

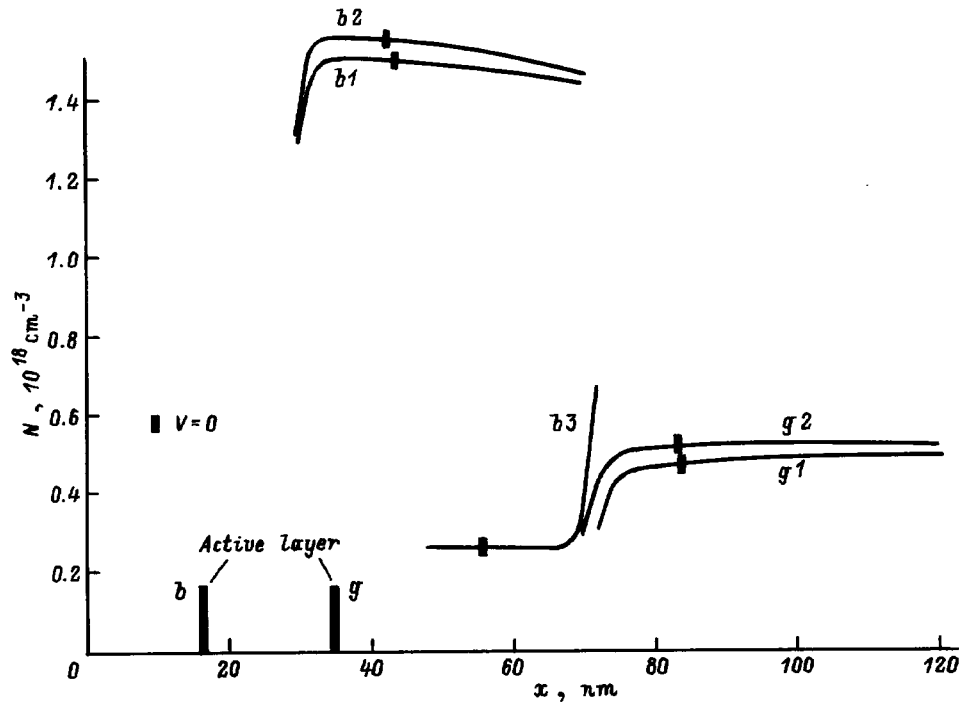


Рис. 6. Распределение эффективной концентрации заряженных центров (N) по глубине x в области пространственного заряда голубых (b) и зеленых (g) светодиодов до и после пропускания через них прямого тока 80 мА. Длительность работы t , ч: $b1, g1$ — 0; $b2, g2$ — 250; $b3$ — 1000.

напряжения падает на квантовой яме и этих слоях, так как контактные p - и n -области сильно легированы. Электроны, дрейфуя в электрическом поле компенсированных слоев, приобретают дополнительную энергию и проходят путь порядка длины свободного пробега l_{fp} (рис. 7, d). Кинетическая энергия электронов при большой плотности тока может быть передана решетке за время порядка времени релаксации на длине $\sim l_{fp}$ не только за счет рассеяния на фононах, но и за счет подпорогового образования дефектов. Это должно происходить либо в компенсированных слоях, прилегающих к активному слою, либо в p -слое пространственного заряда.

4.2.3. Если электроны передают энергию комплексам Mg–N, то реакция разрыва связи комплекса и активации акцептора Mg по формуле (4) будет идти с большой вероятностью. Этот механизм будет иметь место главным образом на границе активной области и p -AlGaIn. Пороговая энергия образования дефекта E_d (разрыва связи Mg–N) больше термодинамической энергии по Френкелю; оценки дали величину $E_d \approx 4$ эВ.

Известно, что в процессе термообработки при высокой температуре азот выходит из решетки GaN как газ N_2 , образуя вакансии V_N [16,17]. Если горячие электроны передают энергию решетке, разрывая связи Ga–N, то реакция образования дефектов (5) будет происходить при более низких температурах. Заметим, что расчетная вероятность образования равновесной концентрации

донорных вакансий V_N больше в GaN p -типа проводимости [19].

Процессы активации Mg и создания V_N одновременны. На 1-й стадии преобладает активация Mg, но она ограничена малой концентрацией Mg–N. На 2-й стадии преобладает создание V_N , оно не ограничено: атомы N — основные в решетке. При длительных временах этот процесс насыщается за счет динамически равновесной рекомбинации V_N с атомами N.

4.2.4. При теоретическом анализе подпорогового образования дефектов в процессе инжекции горячих электронов мы будем рассуждать по аналогии с теориями радиационной физики твердого тела, в которых рассматривалось взаимодействие атомов кристалла с быстрыми частицами [20]. Отличие заключается в том, что энергия горячих электронов ΔE много меньше пороговой энергии смещения атомов E_d , и процесс взаимодействия идет через возбуждение электронной подсистемы (см. [20,21]). Смещение атома в решетке электронами с кинетической энергией ΔE может происходить с вероятностью

$$w(\Delta E) \sim \exp(-E_d/\Delta E),$$

где E_d — пороговая энергия смещения. Эффективная вероятность смещения, интегрированная по всем энер-

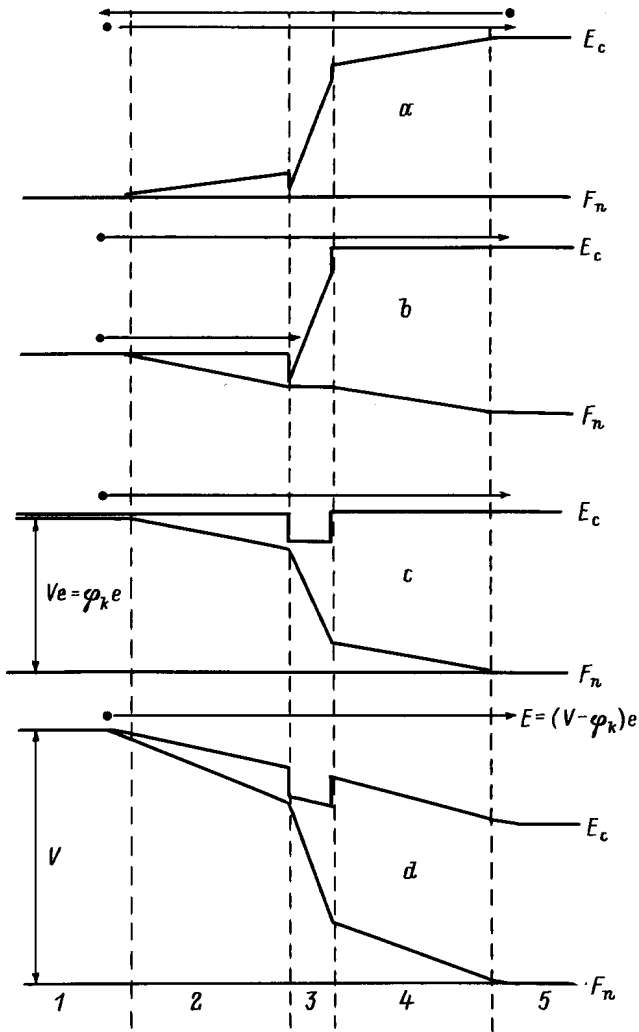


Рис. 7. Схематическое изображение переходов электронов из эмиттера в базовую область при наличии компенсированного слоя. *a* — $V = 0$; *b* — $V < \varphi_k$; *c* — $V \approx \varphi_k$; *d* — $V > \varphi_k$. 1 — *n*-AlGaIn; 2, 4 — *i*-AlGaIn (компенсированные слои); 3 — *i*-InGaIn (активный слой), 5 — *p*-AlGaIn.

гиям ΔE и скоростям v_x , равна

$$\xi = \int w(\Delta E) v_x \exp(-v_x) dv_x \int \exp(-v_y) dv_y \times \int \exp(-v_z) dv_z / \iiint v_x f_0 dv_x dv_y dv_z,$$

где $v_i = m_n^* v_i^2 / 2kT$, f_0 — функция распределения электронов в широкозонном *n*-эмиттере, v_i — компоненты тепловой скорости электрона.

Предположим, что диффузия генерируемых дефектов мала, и пренебрежем электрическим полем в рассматриваемой области. Тогда концентрация смещенных собственных атомов ΔN_0 изменяется со временем t и

расстоянием x по формулам

$$\Delta N_0 = G(x) \tau_0(T) \left\{ 1 - \exp[-t/\tau_0(T)] \right\},$$

$$G(x) = N_0 \gamma_0(x), \quad \gamma_0(x) = (3/2)(j/q) \xi_0 a(x) \sigma_0,$$

$$a(x) = \exp(-x/l_{fp}) [1 - \exp(-x/l_{fp})] \exp(-x/L_D), \quad (7)$$

где N_0 — концентрация в момент времени $t = 0$, $a(x)$ — пространственное распределение скорости генерации точечных дефектов, $G(x)$ — скорость их генерации, j — плотность тока, q — заряд электрона, τ_0 — характеристическое время релаксации смещения дефекта, L_D — диффузионная длина, σ_0 — сечение взаимодействия горячих электронов с атомом. С течением времени эта зависимость выходит на насыщение с постоянной времени $\tau_0(T)$.

4.2.5. Для комплексов Mg–H, концентрация которых значительно меньше концентрации собственных атомов, $N_k \ll N_0$, изменение концентрации ΔN_k определяется зависимостью

$$N_k(x, t) = N_{k0} \left\{ \gamma_k(x) \tau_k(T) / [\gamma_k(x) \tau_k(T) + 1] \right\} \times \left\{ 1 - \exp[-t[\gamma_k(x) \tau_k(T) + 1]/\tau_k(T)] \right\}, \quad (8)$$

где $\gamma_k(x)$ и $\tau_k(T)$ — величины, аналогичные $\gamma_0(x)$ и $\tau_0(T)$ в формулах (7), но для комплексов. Вследствие относительно малой концентрации N_{k0} и большой вероятности выхода водорода из решетки при больших значениях $\tau_k(T)$ зависимость $\Delta N_k(x, t)$ принимает вид

$$\Delta N_k(x, t) = N_{k0} \left\{ 1 - \exp[-\gamma_k(x)t] \right\}. \quad (9)$$

4.2.6. Длина свободного пробега l_{fp} , входящая в выражение для $a(x)$, при значениях подвижности электронов $400 \div 600 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ имеет величину порядка $l_{fp} \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ и определяется главным образом рассеянием на собственных атомах. Определим эффективное сечение взаимодействия как $\sigma_0 = (N_0 l_{fp})^{-1} \approx 9 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Взяв из наших опытов значения $J = 80 \text{ мА}$ ($j \approx 80 \text{ В/см}^2$), $t \approx \tau_0 \approx 10^2 \div 10^3 \text{ ч}$ для голубых СД, можно оценить значение пороговой энергии (E_d) и эффективной вероятности смещения атомов (ξ_0) в формулах (7): $E_d \approx 7 \div 8 \text{ эВ}$; $\xi_0 \approx 2 \cdot 10^{-14}$. Оценка эффективной вероятности смещения атомов комплексов Mg–H для объяснения наблюдаемых изменений концентраций заряженных примесей ΔN_0 , ΔN_k в описанных опытах дает значения параметров: $E_d \approx 3 \div 4 \text{ эВ}$, $\gamma_k \approx 10^{-5}$, $\xi_k \approx 8 \cdot 10^{-10}$.

На рис. 8 приведена зависимость $\Delta N(t)$ на расстоянии, рассчитанная по формулам (8), (9) с использованием параметров из приведенных оценок. На рассчитанных кривых поставлены точки, соответствующие измерениям, приведенным на рис. 6 для голубых и зеленых СД. Видно, что эффективная концентрация заряженных центров изменяется в соответствии с расчетами.

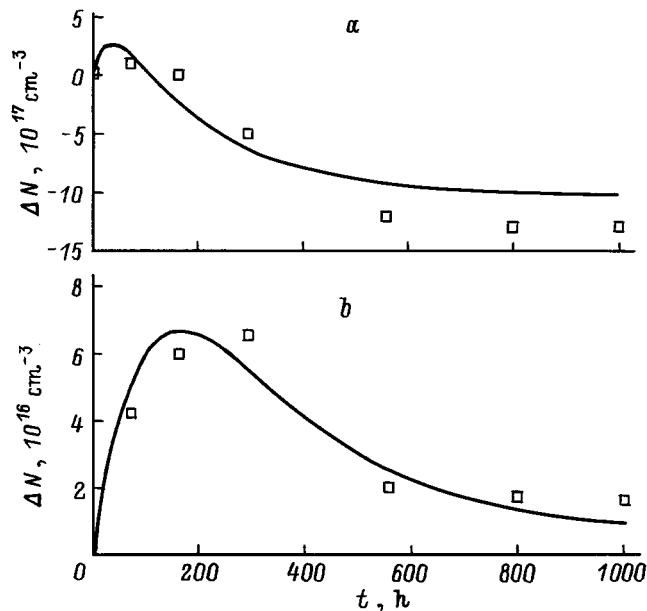


Рис. 8. Изменение во времени эффективной концентрации заряженных центров в ОПЗ голубых для $x = 0.67l_{fp}$ (a) и зеленых для $x = 3l_{fp}$ (b) светодиодов. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — расчет по формулам (7)–(9).

Приведенный анализ оценивает порядки величин параметров. Он показывает возможность подпорогового создания точечных дефектов в GaN-гетероструктурах электронами, приобретающими избыточную кинетическую энергию в электрическом поле компенсированных областей, и может объяснить эффекты старения светодиодов из GaN.

5. Заключение

Показано, что спектры люминесценции и электрические свойства голубых и зеленых светодиодов из InGaN/AlGaIn/GaN с одиночными квантовыми ямами заметно изменяются в течение $100 \div 2000$ ч работы при токе 80 мА.

Возрастание интенсивности люминесценции при токах ~ 15 мА и увеличение концентрации заряженных акцепторов в области пространственного заряда в первый период старения объясняется дополнительной активацией акцепторов Mg из-за выхода атомов H из остаточных комплексов Mg–H. Медленное падение интенсивности люминесценции и падение концентрации заряженных акцепторов во второй период может быть объяснено созданием донорных дефектов при длительной инжекции горячих электронов в квантовую яму. Первый период для голубых диодов ($70 \div 100$ ч) короче, чем для зеленых ($800 \div 1000$ ч), что обусловлено большей компенсацией акцепторов и меньшими электрическими полями в зеленых диодах.

Предложенная модель инжекционно-стимулированного подпорогового образования дефектов может объяснить эффекты старения (разрыв связей Mg–H или связей Ga–N горячими электронами, инжектируемыми в квантовую яму).

Авторы благодарны д-ру Ш. Накамуре за передачу светодиодов в МГУ для исследования и проф. В.С. Вавилову за обсуждение результатов. Два автора (А.Э. Юнович и В.Е. Кудряшов) благодарны Соросовской программе за финансовую поддержку.

Список литературы

- [1] A.N. Kovalev, V.E. Kudryashov, F.I. Manyakhin, A.N. Turkin, A.E. Yunovich. *Proc. 2nd Int. Conf. Nitride Semicond.* (Tokushima, Japan, 1997) paper P1-6, p. 46.
- [2] A.N. Kovalev, V.E. Kudryashov, F.I. Manyakhin, A.N. Turkin, A.E. Yunovich. *Abstracts MRS Fall Meeting 1997* (Boston, USA, 1997) abstract N D17.3, p. 130.
- [3] А.Э. Юнович. *Светотехника*, № 6, 2 (1996).
- [4] F.A. Ponce, D.P. Bour. *Nature*, **386**, 351 (1997).
- [5] M. Osinski, P. Perlin, P.G. Eliseev, G. Liu, D. Burton. *MRS Symp. Proc.*, **449**, 179 (1997).
- [6] T. Egawa, H. Ishikawa, T. Jimbo, M. Umeno. *MRS Symp. Proc.*, **449**, 1191 (1997).
- [7] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, T. Mukai. *Japan. J. Appl. Phys.*, **34**, pt. 2, N 10b, L1332 (1995).
- [8] K.G. Zolina, V.E. Kudryashov, A.N. Turkin, A.E. Yunovich, S. Nakamura. *MRS Int. J. Nitride Semicond. Res.*, 1/11 (1996).
- [9] К.Г. Золина, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. *ФТП*, **31**, 1055 (1997).
- [10] A.E. Yunovich, A.N. Kovalev, V.E. Kudryashov, F.I. Manyakhin, A.N. Turkin, K.G. Zolina. *MRS Symp. Proc.*, **449**, 1167 (1997).
- [11] В.Е. Кудряшов, К.Г. Золина, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. *ФТП*, **31**, 1304 (1997).
- [12] F.I. Manyakhin, A.N. Kovalev, V.E. Kudryashov, A.N. Turkin, A.E. Yunovich. *MRS Int. J. Nitride Semicond. Res.*, 2/11 (1997).
- [13] Н.Н. Горюнов, Ф.И. Маняхин, Р.Ю. Осипов. *Информ. технол. проект.*, № 2, 51 (1997).
- [14] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, I. Akasaki. *Japan. J. Appl. Phys.*, **28**, L2112 (1989).
- [15] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh. *J. Appl. Phys.*, **76**, 8189 (1994).
- [16] C.B. Vartuli, S.J. Pearton, C.R. Abernathy et al. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **14**, 2523 (1996).
- [17] J. Leitner, J. Steikal, P. Vonka. *Mater. Lett.*, **28**, 197 (1996).
- [18] Ф.И. Маняхин. *Изв. вузов, сер. Матер. электрон. техн.*, № 1, 63 (1997).
- [19] C.G. Van De Walle, C. Stampfl, J. Neugebauer. *Proc. 2nd Int. Conf. Nitride Semicond.* (Tokushima, Japan, 1997) W1-1, p. 386.
- [20] В.С. Вавилов, А.Е. Кив, О.Р. Ниязова. *Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках* (М., Наука, 1981).
- [21] В.С. Вавилов. *УФН*, **167**, 4, 407 (1997).

Редактор Л.В. Шаронова

Changes of luminescent and electrical properties of InGaN/AlGaN/GaN light-emitting diodes during a long work

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

Moscow Institute of Steel and Alloys,
117936 Moscow, Russia
* Moscow State Lomonosov University,
119899 Moscow, Russia

Abstract Changes in luminescent spectra, current-voltage, and capacitance-voltage characteristics were studied versus time of working at forward currents for light-emitting diodes based on InGaN/AlGaN/GaN heterostructures. The samples of blue and green light-emitting diodes with InGaN single quantum well active layers were studied during $10^2 \div 2 \cdot 10^3$ h at currents $30 \div 80$ mA. An increase in efficiency at the first stage and the decrease at the second stage respectively were detected. Activation of Mg acceptors due to destruction of residual Mg-H complexes and creation of donor type defects are proposed as models for two stages. The model of injection stimulated (non-thermal) underthreshold creation of defects can explain the results.

E-mail: yunovich@scon175.phys.msu.su