10

Влияние повышенного содержания индия на характеристики InGaN/GaN гетероструктур в условиях низких температур и ускоренного старения

© А.М. Иванов, А.В. Клочков

ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 03.12.2025 г.
В окончательной редакции 24.07.2026 г.
Принята к публикации 04.08.2026 г.

Проведены сравнительные исследования электрооптических и шумовых характеристик зеленых светодиодов при температурах 23 °C и −196 °C. Показана возможность улучшения оптических характеристик при кратковременных воздействиях токами высокой плотности 160 A/cm^2. Рост концентрации индия способствует проявлению квантово-размерного эффекта Штарка, что при низких температурах усиливает падение внешней квантовой эффективности, но тормозит ее рост после кратковременных токовых воздействий. Результаты сравниваются с ранее полученными для ультрафиолетовых светодиодов и объясняются на основе анализа механизмов транспорта носителей и дефектообразования.

Ключевые слова: внешняя квантовая эффективность, низкочастотный токовый шум, туннельный транспорт носителей, green gap.

DOI: 10.61011/OS.2026.09.63819.8853-26

Введение

В настоящее время применение светодиодов и лазеров на основе системы InGaN/GaN с квантовыми ямами требуют надежных и долговечных светоизлучающих приборов со стабильными, неменяющимися при эксплуатации исходными параметрами. Наиболее заметные трансформации характеристик исследуемых твердотельных излучателей наблюдаются при существенных температурных колебаниях в окружающей среде. Использование светодиодов и лазеров в открытом космосе и в арктических регионах предъявляет к ним повышенные требования по сохранению работоспособности [1,2]. Поэтому исследования температурных изменений характеристик зеленых светодиодов, их устойчивость при крайне низких температурах представляет несомненный исследовательский интерес [3,4].

Твердые растворы на основе InGaN нашли обширное применение для изготовления приборов, работающих в области голубого и зеленого участков спектра; последние используют для создания полноцветных дисплеев высокого разрешения, многоцветных излучателей [5], оптической связи [6]. Для синих, аквамариновых и зеленых светодиодов с использованием InGaN/GaN-гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) характерно падение квантовой эффективности по мере увеличения длины волны излучаемого света (green gap), что замедляет развитие твердотельных систем освещения и отображения информации [7]. Для ослабления этого эффекта предлагают использовать КЯ InGaN с градиентным содержанием индия на n-стороне [6], очень тонкие КЯ [7], введение дополнительных слоев в КЯ, например $ZnGeN_2$ [8].

Совместные исследования зеленых и синих светодиодов применяют на практике для лучшего понимания физических процессов в приборах с различным содержанием In в слоях InGaN [7,9,10]. Это может способствовать решению проблемы green gap, замедляющей создание источников белого света на основе комбинации излучений разных участков видимого спектра. Анализ температурных зависимостей коэффициентов рекомбинации, выполненный в [11] для голубых и зеленых светодиодов, позволил авторам сделать вывод об определяющей роли оже-рекомбинации в падении эффективности зеленых светодиодов, а в [12] объясняют это снижение уменьшением перекрытия волновых функций электрона и дырки из-за возникновения пьезоэлектрических полей. Эти поля обусловлены рассогласованием параметров решеток InGaN и GaN.

Плотность дефектов, ответственных за безызлучательную рекомбинацию в зеленых структурах, выше, чем в голубых. Это было установлено, используя модель многоканальной рекомбинации и частотные преобразования, и подтверждено температурными измерениями [13].

Низкочастотные (НЧ) шумы коррелированы с концентрацией дефектов в устройствах полупроводниковой микроэлектроники. Они отражают совершенство выращиваемых структур и используются для исследования природы шума и причин его возникновения [14]. НЧ-шум — это чувствительный инструмент для оценки плотности дефектов в материале и определения интенсивности его источников в различных областях гетероструктуры [15]. Целесообразно использование измере-

ний НЧ-шума для заключения о качестве полученных кристаллических слоев, понимания физических аспектов изменений в исследуемых твердотельных элементах и предсказания продолжительности времени безотказной работы оптоэлектронных приборов.

В настоящей работе мы представляем результаты изучения зеленых светодиодов в условиях низких температур ($T = -196\,^{\circ}$C) и их сравнение с поведением ранее исследованных ультрафиолетовых (УФ) светодиодов как InGaN/GaN-гетероструктур с наименьшим содержанием индия. Сравнительный анализ отражает роль содержания индия в слоях InGaN при охлаждении и ускоренном старении при воздействии токами ($I = 130$ и 160 mA). Видоизменения оптических характеристик и величины плотности НЧ-шума в светодиодах на основе КЯ InGaN/GaN исследуются с целью идентификации природы токового шума и изменения электролюминесценции. Полученные результаты объясняются на основе рассмотрения механизмов транспорта носителей и температурных трансформаций в приборах.

Методы

Для сравнительных исследований структур с КЯ на основе InGaN/GaN использовались современные зеленые индикаторные светодиоды фирмы Nichia Corporation [16]: NSPG550DS с пиковой энергией излучения $h\nu_{\mathrm{QW}} = 2.36$ eV, длина волны $\lambda = 525$ nm, сила света 37.7 cd (светодиоды X) и CNSPE-510S, $h\nu_{\mathrm{QW}} = 2.44$ eV, $\lambda = 508$ nm, сила света 3.9 cd (светодиоды Y). Номинальный ток I составлял 20 mA, активная площадь 10^{-3} cm^2.

Исследования оптических и электрических характеристик светодиодов проводились в камере, позволяющей выполнять низкотемпературные и высокотемпературные измерения. Относительные изменения оптической мощности и внешней квантовой эффективности (ВКЭ, отношение фототока к току через светодиод (относительные единицы) фиксировались кремниевым фотодиодом ФД-24К в режиме короткого замыкания.

Аналого-цифровой преобразователь (STC-H246 Камертон, собственный уровень шума 1 μV) оцифровывал колебания напряжения на сопротивлении $R = 100\,\Omega$. С помощью компьютера в полосе частот 7 Hz–7.5 kHz по программе быстрого преобразования Фурье рассчитывался спектр плотности шума S_I на основе полученных $2 \cdot 10^6$ выборок с частотой дискретизации 16 kHz. Определялась S_I в четырех полосах с центральными частотами 20, 70, 270 и 1000 Hz. Подробное описание экспериментальной установки и измерения низкочастотного шума представлено в [17,18].

Экспериментальные результаты

На рис. 1, *a* приведены токовые зависимости оптической мощности (фототока) зеленого светодиода X при двух температурах: комнатной и температуре жидкого азота. При токах $I < 20\,\mu$A оптическое излучение при $T = -196\,^{\circ}$C ($\propto I^{0.9}$) превосходит излучение при $T = 23\,^{\circ}$C, что соответствует общефизическим представлениям об использовании светодиодов при охлаждении. Однако при $I > 1$ mA наблюдаемое нарастание относительной мощности излучения охлажденного светодиода X замедляется ($\propto I^{0.3}$), и при номинальном токе $I = 20$ mA через светодиод оптическая мощность без охлаждения в 6 раз превышает значение при $T = -196\,^{\circ}$C.

Рис. 1, *b* иллюстрирует зависимости ВКЭ от протекающего тока при $T = 23\,^{\circ}$ и $-196\,^{\circ}$C. При $T = 23\,^{\circ}$C зависимость имеет обычный вид с нерезким максимумом при 200 μA с последующим плавным спадом. При $T = -196\,^{\circ}$C и $I < 30\,\mu$A ВКЭ превосходит эффективность при комнатной температуре и имеет тенденцию к росту с уменьшением тока. А при номинальном токе ВКЭ резко падает, составляя 16 % от значения при комнатной температуре (для УФ-светодиода 45 %, вставка к рисунку).

Вольт-амперные характеристики при двух температурах представлены на рис. 1, *c*. Они пересчитывались в зависимости тока от напряжения на p–n-переходе $I(V_I)$ и аппроксимировались экспоненциальной функцией $I = I_0 \exp(qV_I/n_I(V_I)kT)$, где $n_I(V_I)$ — фактор идеальности (k — постоянная Больцмана, q — элементарный заряд). Фактор идеальности характеризует механизмы протекания тока и рассчитывается как $n_I = (q/kT)/(d\ln I/dV_I)$. Полученные значения n_I приведены на вставке к рис. 1, *c*. Во всем диапазоне токов при $T = -196\,^{\circ}$C $n_I > 5$.

Токовые зависимости спектральной плотности низкочастотного шума S_I светодиода X при двух температурах приведены на рис. 1, *d*. При $I > 300\,\mu$A рост плотности шума при $T = -196\,^{\circ}$C существенно превышает увеличение шума при $T = 23\,^{\circ}$C для четырех частот анализа. Для частоты $F = 20$ Hz при номинальном токе и охлаждении S_I в 300 раз превосходит плотность шума при $T = 23\,^{\circ}$C. При $0.3 \le I \le 3$ mA крутизна зависимости $S_I \propto I^{2.5}$.

Рис. 2 демонстрирует результаты, полученные на светодиодах Y. На рис. 2, *a* приведены частотные зависимости спектральной плотности НЧ-шума при трех значениях тока и $T = 23\,^{\circ}$C. S_I существенно возрастает с увеличением тока при прямом смещении. Для больших токов при $F = 100$ Hz проявляется характерный подъем зависимостей, а вот существенный рост плотности шума на низких частотах $F \le 30$ Hz не наблюдается.

Изменения ВКЭ после последовательных электрических стрессов токами при прямом смещении ($I = 130$ mA, 4 h, тест № 1) и ($I = 160$ mA, 1 h, тест № 2) иллюстрирует рис. 2, *b*: при номинальном токе после воздействия током $I = 130$ mA ВКЭ падает на 7 %. При последующем стрессовом воздействии $I = 160$ mA, 1 h ВКЭ растет на 10 % при $I = 20$ mA и возрастает на 2.7 % относительно исходной величины.

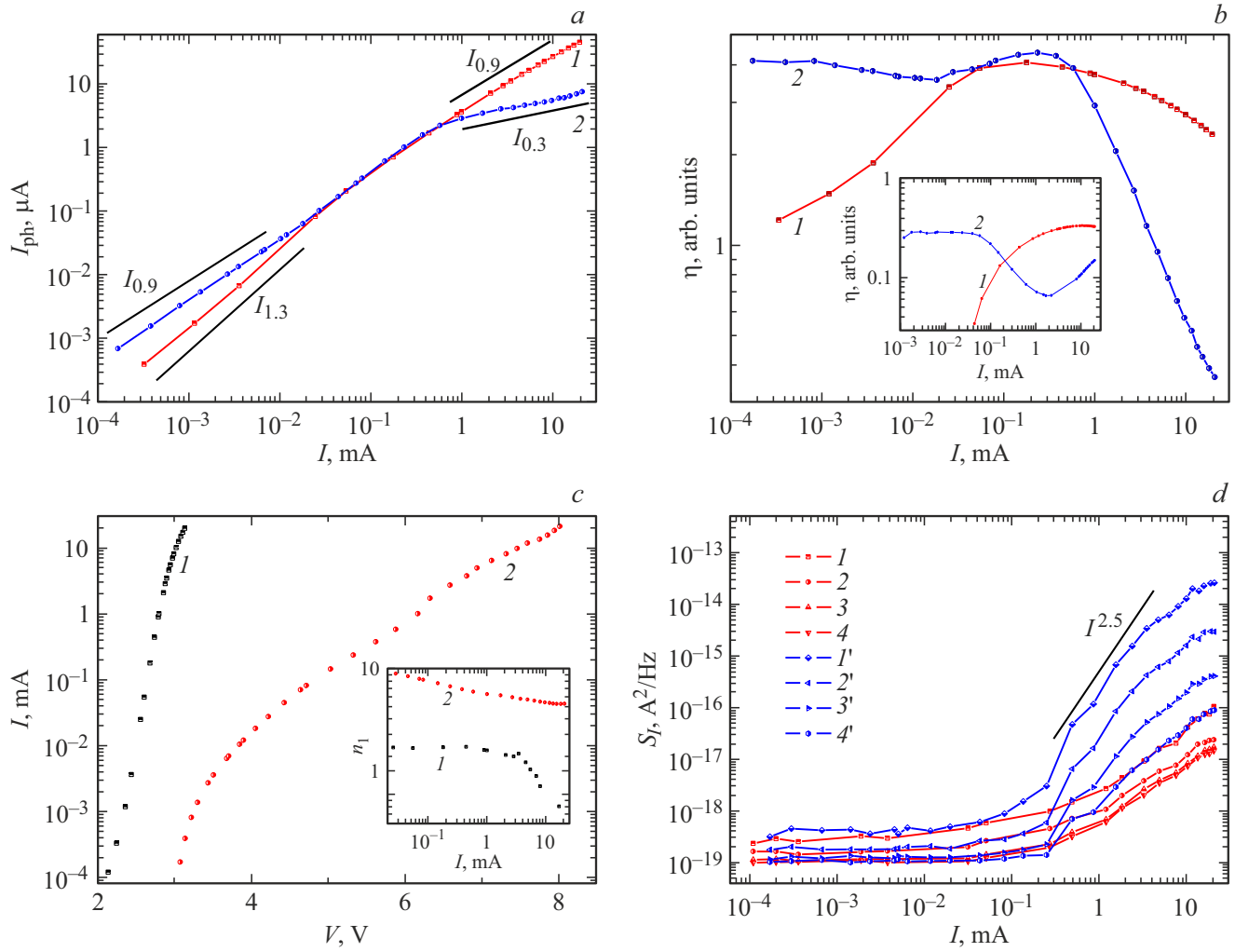

Рис. 1. Зависимости фототока фотодиода (*a*) и ВКЭ зеленого светодиода X (*b*) от тока при прямом смещении, на вставке то же для УФ-светодиодов. (*c*) Зависимости тока от прямого смещения. На вставке — рассчитанная зависимость фактора идеальности. При T, °C: *1* — 23, *2* — −196. (*d*) Зависимости спектральной плотности токового шума от тока для различных частот анализа F, Hz: *1, 1′* — 20, *2,2′* — 70, *3, 3′* — 270, *4, 4′* — 1000 при T, °C: *1, 2, 3, 4* — 23, *1′, 2′, 3′, 4′* —−196.

Зависимость плотности тока от прямого смещения на светодиоде для тестов № 1, 2 представлены на рис. 2, *c*. После последовательного воздействия токами $I = 130$ и 160 mA кривые смещаются в область меньших напряжений.

Обсуждение результатов

Рост оптической мощности светодиодов X при токах $I < 20\,\mu$A и $T = -196\,^{\circ}$C по сравнению с $T = 23\,^{\circ}$C объясняется опережающим ростом излучательной рекомбинации по сравнению с безызлучательной, возрастанием перекрытия волновых функций электрона и дырки в КЯ, так как количество носителей на интервал dk в фазовом k-пространстве увеличивается с понижением температуры, транспортом носителей по механизму прыжковой проводимости по хвостам плотности состояний разрешенных зон и уровням дефектов в барьерах к КЯ, облегчающим локализацию носителей в КЯ. То же объяснение для возрастания при $T = -196\,^{\circ}$C ВКЭ при малых токах, а ее рост с уменьшением тока возможно также связать с баллистическим переносом части носителей в КЯ.

Заметное замедление роста фототока при $I > 1$ mA охлажденного прибора можно интерпретировать транспортными особенностями переноса носителей в КЯ. На вставке к рис. 1, *c* представлены зависимости от тока фактора идеальности. При $T = 23\,^{\circ}$C и миллиамперных токах n_I становится меньше 2, и в токе преобладает надбарьерная инжекция носителей в КЯ. При $T = -196\,^{\circ}$C во всем измеренном интервале токов ($n_I > 5$) прыжковое туннелирование по дефектам и состояниям в запрещенной зоне (33) имеет важное значение. Резкое падение эффективности при больших плотностях тока, в отличие от УФ-светодиодов (вставка рис. 1, *b*) и [19], связано с проявлением green gap, туннелированием элек-

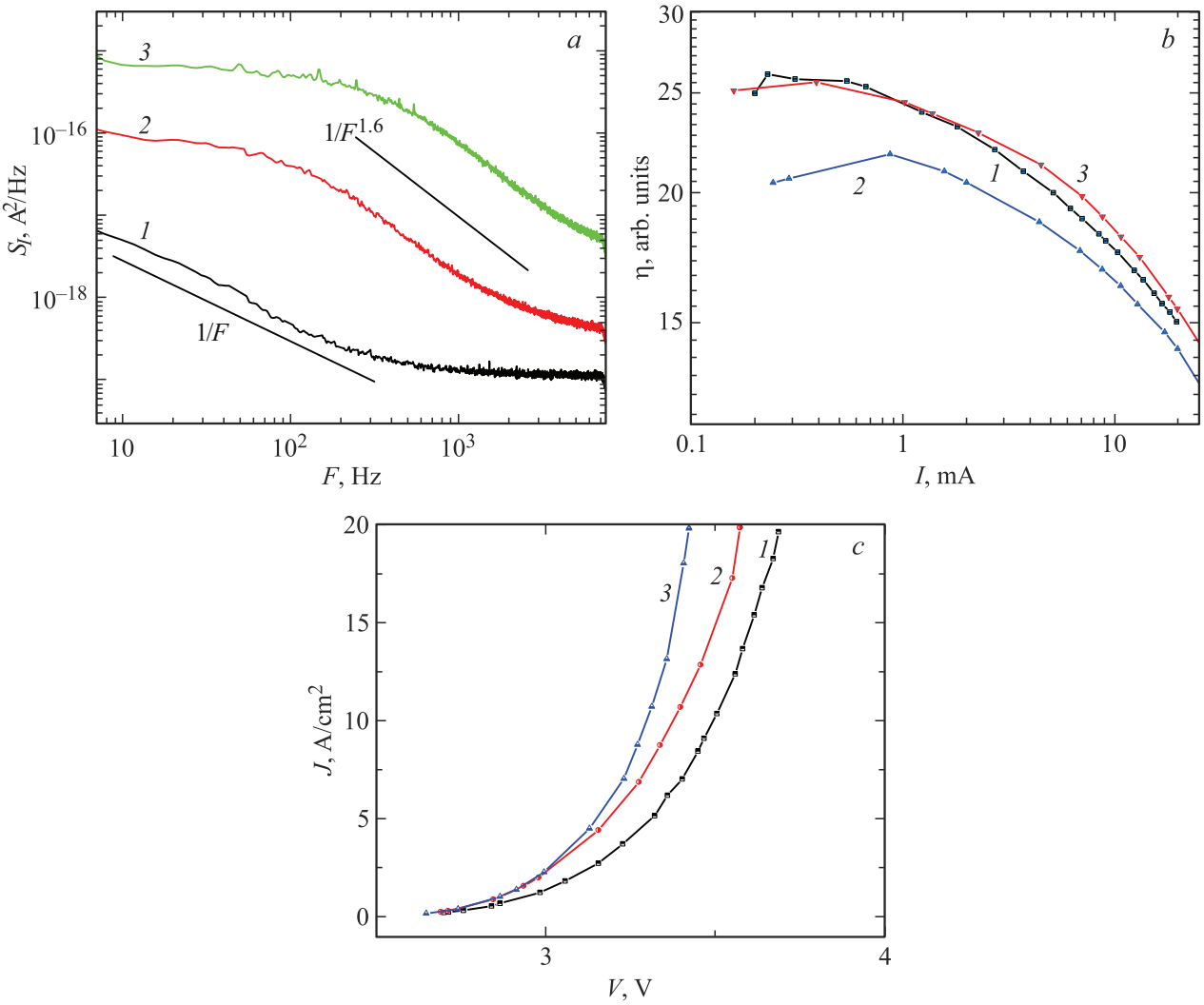

Рис. 2. Зависимости спектральной плотности токового шума светодиода Y (a) от частоты при I, mA: *1* — 0.3, *2* — 2.9, *3* — 14.0; (b) ВКЭ от тока при прямом смещении; (c) Плотности тока от прямого смещения. Образец: *1* — исходный, после тестов *2* — № 1, *3* — № 2.

тронов из активной области в p-область по состояниям дефектов и баллистическим переносом электронов над КЯ [20].

Токовая зависимость плотности НЧ-шума демонстрирует резкий рост при $T = -196\,^{\circ}$C и $I > 0.3$ mA для четырех частот наблюдения. С учетом доминирования туннельного переноса носителей в КЯ и усиления роли безызлучательной рекомбинации допустимо считать, что основным источником шума является туннельное сопротивление. Быстрый рост плотности шума с ростом тока ($S_I \propto I^{2.5}$, согласно [15], доминирует шум в активной области) говорит о вкладе еще нескольких механизмов: а) генерационно-рекомбинационный шум, связанный с безызлучательной рекомбинацией вне КЯ, в барьерах и прилегающих областях; б) оптический шум, обусловленный излучательной рекомбинацией в КЯ, пропорционален мощности выходного света [21], он незначителен из-за уменьшения люминесценции; в) так как при баллистическом переносе носителей заряда плотность тока обеспечивается меньшим числом носителей N (а согласно Хоуге, спектральная плотность токового $1/F$-шума $S_I = (\alpha I^2)/(FN)$, где α — постоянная Хоуге, N — количество электронов, осуществляющих проводимость), то это означает рост НЧ-фликкер-шума.

Характеристики светодиодов Y на различных стадиях испытаний представлены на рис. 2. На частотных зависимостях плотности шума проявляются характерные особенности в виде плато с последующим более резким спадом $S_I \propto 1/F^{1.6}$ при токах $I = 2.9$ и 14 mA (рис. 2, a). Их можно трактовать как присутствие лоренцевых шумов. Это генерационно-рекомбинационный шум, связанный с захватом носителей на дефектные центры в ЗЗ с набором постоянных времен захвата носителей. Существенный рост плотности шума с увеличением тока (рис. 2, a)

означает наличие высокой плотности дефектов в InGaN, что характерно для слоев с высоким содержанием индия в гетероструктурах InGaN/GaN. Присутствие высокой концентрации дефектов в активной области снижает эффективность светодиода и ускоряет его старение [22].

Падение ВКЭ после кратковременного воздействия током при прямом смещении (тест № 1, $I = 130$ mA, 4 h) (рис. 2, *b*) связано с возникновением в активных областях и прилегающих барьерах центров безызлучательной рекомбинации Shockley–Read–Hall (SRH) [23]. В модели ABC, представленной в [24], внутренняя квантовая эффективность $\eta_{\text{int}} = Bn^2/(An + Bn^2 + Cn^3 + Dn^2)$, где n — концентрация носителей, A, B, C, D — коэффициенты безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла, излучательной рекомбинации, безызлучательных ожерекомбинации и рекомбинации Оже с участием дефектов соответственно. С ростом концентрации дефектов в активной области и на гетерограницах из-за воздействия током высокой плотности и одновременного нагрева коэффициенты A и D возрастают и уменьшается ВКЭ.

После электрического стресса (тест № 2, $I = 160$ mA, 1 h) наблюдался рост ВКЭ выше исходной величины при номинальном токе. На рис. 2, *c* прослеживается уменьшение рабочего напряжения, связанное с возрастанием легирования *p*-области и ростом надбарьерной инжекции дырок. Типичными диффундирующими примесями являются магний и водород. Взаимодействие Mg–H приводит к снижению плотности дырок и увеличивает последовательное сопротивление [24]. Возрастание легирования является следствием активации акцепторной примеси Mg, развала комплекса Mg–H стрессовым воздействием постоянным током [17]. В дальнейшем процессе деградации Mg в *n*-области выступает компенсирующей примесью, а разрушение Mg–H в активной области и дрейф под действием поля в нее отсоединенного H^+ из барьеров приводит к возникновению уровней, вносящих вклад в безызлучательную рекомбинацию [25]. Катионы H^+ участвуют в захвате туннелирующих носителей на шероховатой гетерогранице и в локальных областях, обогащенных In [26]. Рост концентрации дефектов по обе стороны гетерограницы увеличивает туннельную проницаемость стенок КЯ [27] и туннельный отток носителей из КЯ (неканоническая модель ABC).

Трансформация электрооптических характеристик светодиодов Y происходят при более сильных электротермических воздействиях ($I = 130$ mA, 4 h и $I = 160$ mA, 1 h, рис. 2, *b*), чем в УФ-светодиодах, несмотря на более высокое дефектообразование в слое InGaN. Наблюдалось падение оптической мощности после пропускания тока 130 mA с последующим ее ростом после $I = 160$ mA (таким воздействиям соответствуют локальные перегревы из-за неравномерности протекания тока при шнуровании (current crowding) [28]) на 10 % при $I = 20$ mA. Позитивные изменения в УФ-светодиодах начинались после $I = 80$ mA, 1 h с ростом ВКЭ на 20 % [17].

С ростом концентрации In (зеленые светодиоды) усиливаются деформационная напряженность, неравномерность распределения индия и его кластеризация в КЯ. При низких температурах затруднена рекомбинационно-стимулированная диффузия [29], выравнивающая распределение индия в КЯ, что способствовало бы равномерности локализации. Это создает благоприятные условия для проявления квантово-размерного эффекта Штарка, создающего напряженность поля в КЯ, усиливающуюся внешним смещением. В этом поле носители заряда приобретают энергию выше тепловой и могут генерировать дефекты кристаллической решетки, участвующие в безызлучательной рекомбинации [30]. Квантово-размерный эффект Штарка, кроме того, уменьшает перекрытие волновых функций электронов и дырок [24]. Для его ослабления используют особые ориентации роста с получением полуполярных и неполярных КЯ [31], применяют КЯ с плавно изменяющимся содержанием In, что одновременно снижает скорость ожерекомбинации [5]. Для преодоления green gap также используют короткопериодные сверхрешетки InGaN/GaN, которые ослабляют электрическое поле в светодиоде для достижения высокой ВКЭ [3].

В глубоких КЯ зеленых светодиодов при малых токах носители заряда успевают локализоваться с последующей излучательной рекомбинацией. На рис. 1, *b* при $I < 30\,\mu$A и $T = -196\,^\circ$C ВКЭ существенно выше, чем ВКЭ при $T = 23\,^\circ$C. По мере роста тока и плотности носителей в КЯ повышается доля нелокализованных носителей, растет отношение скоростей безызлучательной и излучательной рекомбинации [7], туннелирование носителей из активной области. При больших токах возрастает число носителей, участвующих в баллистическом переносе над КЯ. Дальнейшее направление работы будет связано с исследованием электрооптических характеристик зеленых светодиодов при $-196 < T < 100\,^\circ$C и стрессовых воздействиях с $I > 160$ mA.

Заключение

Проведенные сравнительные исследования зеленых светодиодов в целом показали работоспособность приборов при температуре жидкого азота. Но при номинальных токах произошло резкое падение ВКЭ, сопровождающееся ростом плотности низкочастотного токового шума. Рост плотности шума по закону $S_I \propto I^{2.5}$ подразумевает возможные изменения спектра дефектов (проявление метастабильности образующихся центров) и смену основных механизмов транспорта носителей. Токовая зависимость фактора идеальности подтверждает это. Это означает падение надежности в работе светоизлучающих приборов при $T = -196\,^\circ$C.

При охлаждении возрастают баллистический транспорт носителей и число носителей, туннелирующих в КЯ по дефектам. При номинальном токе разница ВКЭ при $T = 23$ и $-196\,^\circ$C в зеленых светодиодах

существенно превышает это различие в УФ-светодиодах. Это обусловлено более высокой концентрацией индия, приводящей к усилению напряженности поля в КЯ (эффект Штарка). Возрастание шума с охлаждением в зеленых светодиодах значительно превосходит этот рост в УФ-светодиодах, особенно на низких частотах 20 и 70 Hz. Последнее может негативно сказаться на сроках службы зеленых светодиодов на основе InGaN/GaN в условиях охлаждения.

В светодиодах Y при номинальных токах рост ВКЭ происходит после воздействия $I = 160$ mA, 1 h. Воздействие $I = 130$ mA, 4 h приводило к падению ВКЭ. Рост ВКЭ в УФ-светодиодах наблюдался при плотностях тока вдвое меньших, чем в представленных результатах зеленых светодиодов. Повышенная концентрация In в слоях InGaN не играет решающего значения в ускорении процессов изменения параметров нитрид галлиевых излучающих приборов при стрессовых воздействиях токами, превосходящими номинальные. Возможные улучшения оптических характеристик на начальных этапах старения связаны с активацией Mg и развалом комплексов Mg−H.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] M.L. Lee, P.S. Hsieh, C.S. Chen, H.Z. Zhang, P.Y. Chen, C.Y. Yang, M.J. Wu, C.F. Lin, H.W. Hsu, M.Y. Kuo, H. Chen. J. Mater Sci: Mater. Electron., **32**, 28287 (2021). DOI: 10.1007/s10854-021-07205-6

[2] C-Y. Yang, C-Y. Yu, Y-L. Lin, M-T. Hon, S-J. Yang, Y-Z. Zhang, H-C. Kang, Y-W. Kuo, C-F. Lin, Y-L. Wu, H-H Chou, H. Chen, Y-H. Li, J. Han. Results in Phys., **50**, 106594 (2023). DOI: 10.1016/j.rinp.2023.106594

[3] S.S. Nahaei, J.D. Ha, J.Su. Kim, J.So. Kim, G.H. Kim, D.K. Lee, T.I. Kang. J. Lumin., **253**, 119440 (2023). DOI: 10.1016/j.jlumin.2022.119440

[4] J. Li, D. Chen, K. Li, Q. Wang, M. Shi, C. Cheng, J. Leng. Cryst., **11** (9), 1061 (2021). DOI: 10.3390/cryst11091061

[5] S. Zhou, Z. Wan, Y. Lei, B. Tang, G. Tao, P. Du, X. Zhao. Opt. Lett., **47**, 1291 (2022). https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-47-5-1291

[6] Z. Wang, H. Liu, D. Yang, L. Bao. Opt. Lett., **50**, 2614 (2025). https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?URI=ol-50-8-2614

[7] X. Li, N. Pant, E. DeJong, A.T. Elshafiey, R. Armitage, E. Kioupakis, D. Feezell. Appl. Phys. Lett., **122**, 212108 (2023). DOI: 10.1063/5.0151301

[8] H. Karan. Mater. Sci. Eng. B, **309**, 117657 (2024). DOI: 10.1016/j.mseb.2024.117657

[9] D. Samosvat, A. Karpova, G. Zegrya. Appl. Phys. A, **131**, 99 (2025). DOI: 10.1007/s00339-024-08219-7

[10] D-C. Choi, Y.S. Kim, K-B. Kim, S-N. Lee. Photonics, **11** (2), 135 (2024). DOI: 10.3390/photonics11020135

[11] F. Nippert, S.Yu. Karpov, G. Callsen, B. Galler, T. Kure, C. Nenstiel, M.R. Wagner, M. Straßburg, H-J. Lugauer, A. Hoffmann. Appl. Phys. Lett., **109**, 161103 (2016). DOI: 10.1063/1.4965298

[12] C.J. Humphreys, J.T. Griffiths, F. Tang, F. Oehler, S.D. Findlay, C. Zheng, J. Etheridge, T.L. Martin, P.A.J. Bagot, M.P. Moody, D. Sutherland, P. Dawson, S. Schulz, S. Zhang, W.Y. Fu, T. Zhu, M.J. Kappers, R.A. Oliver. Ultramicroscopy, **176**, 93 (2017). DOI: 10.1016/j.ultramic.2017.01.019

[13] I. Reklaitis, R. Kudžma, S. Miasojedovas, P. Vitta, A. Žukauskas, R. Tomašiūnas, I. Pietzonka, M. Strassburg. J. Electron. Mater., **45** (7), 3290 (2016). DOI: 10.1007/s11664-016-4557-7

[14] J. Glemža, S. Pralgauskaitė, V. Palenskis, J. Matukas. Lith. J. Phys., **59** (3), 146 (2019). DOI: 10.3952/physics.v59i3.4081

[15] V.A. Sergeev, I.V. Frolov, A.A. Shirokov. Russ. Microelectron., **45** (7), 498 (2016). DOI: 10.1134/S1063739716070155

[16] Nichia Corporation Specifications for Green LED NSPG500DS [Электронный ресурс]. URL: https://www.alldatasheet.com/html-pdf/585198/NICHIA/NSPG500DS/442/2/NSPG500DS.html

[17] А.М. Иванов, А.В. Клочков. ЖТФ, **92** (2), 283 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.02.52019.229-21 [A.M. Ivanov, A.V. Klochkov. Tech. Phys., **67** (2), 225 (2022). DOI: 10.21883/TP.2022.02.52953.229-21]

[18] A.M. Ivanov, G.V. Nenashev, A.N. Aleshin. J. Mater Sci: Mater. Electron., **33**, 21666 (2022). DOI: 10.1007/s10854-022-08955-7

[19] А.М. Иванов, А.В. Клочков. ФТП, **56** (6), 596 (2022). DOI: 10.21883/FTP.2022.06.52596.9817 [A.M. Ivanov, A.V. Klochkov. Semicond., **56** (6), 431 (2022). DOI: 10.21883/SC.2022.06.53546.9817]

[20] И.А. Прудаев, В.В. Копьев, И.С. Романов, В.Л. Олейник. ФТП, **51** (2), 240 (2017). DOI: 10.21883/FTP.2017.02.44112.8251 [I.A. Prudaev, V.V. Kopyev, I.S. Romanov, V.L. Oleynik. Semicond., **51** (2), 232 (2017). DOI: 10.1134/S1063782617020166]

[21] S. Pralgauskaitė, V. Palenskis, J. Matukas, J. Glemža, G. Muliuk, B. Šaulys, A. Trinkūnas. Microelectron. Reliab., **55** (1), 38 (2015). DOI: 10.1016/j.microrel.2014.09.027

[22] D. Bohomolov, V. Ivanova, U.T. Schwarz. Phys. Stat. Sol. A, **222**, 2400869 (2025). DOI: 10.1002/pssa.202400869

[23] C. De Santi, M. Meneghini, N. Trivellin, S. Gerardin, M. Bagatin, A. Paccagnella, G. Meneghesso, E. Zanoni. Appl. Phys. Lett., **105**, 213506 (2014). DOI: 10.1063/1.4902870

[24] M. Buffolo, A. Caria, F. Piva, N. Roccato, C. Casu, C. De Santi, N. Trivellin, G. Meneghesso, E. Zanoni, M. Meneghini. Phys. Stat. Sol. A, **219**, 2100727 (2022). DOI: 10.1002/pssa.202100727

[25] J. Ruschel, J. Glaab, M. Brendel, J. Rass, C. Stölmacker, N. Lobo-Ploch, T. Kolbe, T. Wernicke, F. Mehnke, J. Enslin, S. Einfeldt, M. Weyers, M. Kneissl. J. Appl. Phys., **124**, 084504 (2018). DOI: 10.1063/1.5028047

[26] N.A. Talnishnikh, E.I. Shabunina, N.M. Shmidt, A.E. Ivanov. J. Phys.: Conf. Ser., **2086**, 012104 (2021). DOI: 10.1088/1742-6596/2086/1/012104

[27] Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер. ФТТ, **64** (3), 371 (2022). DOI: 10.21883/FTT.2022.03.52099.241 [N.I. Bochkareva, Y.G. Shreter. Phys. Solid State, **64** (3), 371 (2022). DOI: 10.21883/PSS.2022.03.53193.241]

[28] M. Shatalov, G. Simin, V. Adivarahan, A. Chitnis, S. Wu, R. Pachipulusu, V. Mandavilli, K. Simin, J.P. Zhang, J.W. Yang, M.A. Khan. Jpn. J. Appl. Phys., Part 1, **41** (8), 5083 (2002). DOI: 10.1143/JJAP.41.5083

[29] Н.А. Тальнишних, А.Е. Иванов, Е.И. Шабунина, Н.М. Шмидт. Опт. и спектр., **131** (11), 1499 (2023). DOI: 10.61011/OS.2025.04.60535.7296-24
[N.A. Tal'nishnikh, A.E. Ivanov, E.I. Shabunina, N.M. Shmidt. Opt. Spectrosc., **131** (11), 1423 (2023). DOI: 10.61011/OS.2025.04.60535.7296-24].
[30] Ф.И. Маняхин, Л.О. Мокрецова. Светотехника, **3**, 29 (2021) [F.I. Manyakhin, L.O. Mokretsova. Light Eng., **29** (5(2)), 72 (2021). DOI: 10.33383/2021-010]
[31] S.S. Manaktala, K.M. Singh. Int. J. Eng. Adv. Technol., **9** (1), 5205 (2019). DOI: 10.35940/ijeat.E7014.109119