

Влияние размера и конструкции на электрические и оптические характеристики InGaN/GaN-микросветодиодов

© А.Л. Закгейм¹, А.Е. Черняков¹, Н.М. Шмидт², Л.А. Алексанян³, А.Я. Поляков³,
А.А. Васильев³, И.В. Щемеров³, Lee-Woon Jang⁴, Sang-Ik Lee⁵

¹ НТЦ микроэлектроники Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

³ Университет науки и технологий „МИСиС“,
119049 Москва, Россия

⁴ The Institute for High Technology Materials and Devices, Korea University,
Seoul 02841, Republic of Korea

⁵ Department of Materials Science and Engineering, Korea University,
Seoul 02841, Republic of Korea

E-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 1 июня 2026 г.

В окончательной редакции 20 августа 2026 г.

Принята к публикации 11 сентября 2026 г.

Исследовано влияние конструкции и масштабирования микросветодиодов на основе InGaN/GaN квантово-размерных гетероструктур с длиной волны излучения 460 нм на электролюминесцентные характеристики. Были изучены микросветодиоды с диаметром мезаструктуры в диапазоне 5–100 мкм в двух вариантах конструкций: с „чистой“ круглой мезаструктурой и мезаструктурой, плотно заполненной наностолбиками диаметром 800 нм. Показано, что заметное влияние поверхностных эффектов: токовых утечек и безызлучательной рекомбинации возникает при диаметрах мезы менее 30 мкм. Несмотря на это, меньшие по размеру микросветодиоды обеспечивают более высокую плотность оптической мощности — светимость. С привлечением ABC-модели проанализированы зависимости внешнего квантового выхода от плотности тока с оценкой механизмов рекомбинации для различных размеров и конструкций. Выяснена перспективность конструкции с мезой, плотно заполненной наностолбиками диаметром 800 нм и залитой стеклом. Такой конструктивный вариант позволяет уменьшить потери носителей заряда на поверхностную рекомбинацию благодаря снижению механических напряжений на границе диэлектрик-полупроводник.

Ключевые слова: микросветодиод, InGaN/GaN квантово-размерные гетероструктуры, наностолбики, коэффициент идеальности, мощность излучения, квантовый выход, ABC-модель, поверхностная рекомбинация.

DOI: 10.61011/FTP.2026.08.63956.9980

1. Введение

В последнее десятилетие большое количество работ посвящено технологии создания и исследованию эффективных микросветодиодов (микро-СД, μ LED) на основе InGaN/GaN-гетероструктур. С точки зрения применения микро-СД главный интерес представляет формирование пикселей дисплеев, обеспечивающих высокую яркость и пространственное разрешение изображения. Другие потенциально перспективные области применения: оптическая связь, медицинские и биологические датчики, бесконтактная литография и др. Результаты исследований по микро-СД насчитывают десятки публикаций, включая обзоры [1–5].

Основные особенности электролюминесцентных и тепловых характеристик микро-СД, которые можно отнести к преимуществам, следующие:

- возможность работы при высоких плотностях тока до 5 кА/см^2 [6] с достижением высокой энергетической светимости до единиц кВт/см^2 (или яркости

$> 10^6 \text{ кд/м}^2$), что на 2–3 порядка больше, чем для стандартных „broad-area“ светодиодов (СД);

- малая диффузионная емкость, благодаря чему микро-СД обладают повышенным быстродействием, обеспечивающим полосу модуляции в гигагерцовом диапазоне [7], что важно для применения в оптической связи (Li-Fi);

- малый размер в принципе позволяет достичь более эффективного отвода тепла и однородности распределения тока по площади, что благоприятно для достижения предельных энергетических характеристик [8].

В то же время основные проблемы микро-СД, кроме технологической сложности (фотолитография, коммутация, монтаж и др.), связаны с физическими процессами инжекции и рекомбинации носителей. В современных лучших InGaN/GaN синих СД ($\lambda \approx 450 \text{ нм}$) достигнуто значение внешнего квантового выхода $EQE \approx 80\%$, что означает и очень высокие значения $\sim 90\%$ для его составляющих: внутреннего квантового выхода IQE и коэффициента вывода излучения LEE [9–11].

При переходе к микро-СД, работающим в условиях высоких плотностей тока, возрастает вероятность сильного падения эффективности вследствие разогрева и безызлучательной оже-рекомбинации. С другой стороны, уменьшение размера активной области — p – n -перехода ведет к увеличению отношения площади его внешней боковой поверхности к площади сечения. Наличие поверхностных состояний, таких как точечные дефекты и оборванные связи [12], приводит к токам утечки, уменьшающим инжекцию носителей заряда в квантовые ямы и к безызлучательной поверхностной рекомбинации, снижая IQE [4,5]. Большинство экспериментальных и теоретических работ по микро-СД посвящено исследованию этих эффектов, а именно их влиянию в зависимости от размеров мезаструктуры, ограничивающей активную область и качества ее боковой поверхности. На практике активное подавление дефектов на боковой стенке мезы микро-СД осуществляется за счет специальных обработок травления и пассивации, обеспечивающих повышение параметров микро-СД [13,14].

Обычно к микро-СД относят приборы с поперечными размерами в диапазоне 10–300 мкм [15,16], но есть исследования, доведенные до нижнего предела размеров ~ 1 –2 мкм [17,18]. Для стандартных „broad-area“ СД типичные поперечные размеры составляют 300–1500 мкм.

В целом обеспечение работоспособности и эффективности микро-СД требует комплексной оптимизации InGaN/GaN-гетероструктуры, конструкции излучающего кристалла и условий работы. Несмотря на значительное число исследований, посвященных этой проблеме, однозначности в критических параметрах микро-СД, определяющих их электрооптические характеристики, нет. Плотность тока поверхностной рекомбинации J_{surfrec} в светодиодах определяется диффузией неравновесных носителей к поверхности и скоростью поверхностной рекомбинации SRV (surface recombination velocity) [19]:

$$J_{\text{surfrec}} = q\Delta n_{\infty} \frac{SRV \cdot D}{D + SRV \cdot L}, \quad (1)$$

где q — элементарный заряд, Δn_{∞} — концентрация неравновесных носителей вдали от поверхности, SRV — скорость поверхностной рекомбинации, $L = \sqrt{D\tau_{\text{bulk}}}$ — диффузионная длина, τ_{bulk} — объемное время жизни. Как следует из (1), скорость исчезновения носителей у поверхности определяется двумя процессами: диффузией, подводящей неравновесные носители к поверхности; и собственно поверхностной рекомбинацией, уничтожающей их. Имеется два предельных случая: (i) $SRV \cdot L/D \ll 1$ — поверхность „медленная“ и рекомбинация ограничена ее скоростью — τ_{surf} ; (ii) $SRV \cdot L/D \gg 1$ — поверхность „быстрая“ рекомбинация ограничена только диффузионным подводом носителей — τ_{bulk} . Какой из двух факторов является доминирующим, зависит от материала и качества обработки поверхности. Для широко распространенных СД — красных на основе AlGaInP и синих — на основе InGaN/GaN

их значения более-менее известны и наглядно проявляются. Так, для AlGaInP СД с высокими значениями $SRV \sim 10^5$ см/с и $D \sim 50$ см²/с падение эффективности начинается уже с размеров ~ 250 –300 мкм, а для СД на основе InGaN/GaN, где $SRV < 10^4$ см/с и $D \sim 5$ см²/с, влиянием поверхностных явлений до появления микро-СД пренебрегали [4,20].

В данной работе были исследованы электролюминесцентные характеристики микро-СД в диапазоне размеров (диаметров мезаструктуры) 5–100 мкм в двух вариантах конструкций: тип I — с „чистой“ мезой и тип II — с мезой, плотно заполненной наностолбиками (nano columns — NC) диаметром 800 нм, что максимально увеличивает общий периметр и, соответственно, пропорциональную ему, суммарную площадь боковой поверхности p – n -перехода (более детальное обсуждение далее). Измерения включали: вольт-амперные характеристики — зависимости тока и плотности тока от напряжения, энергетические характеристики — зависимости оптической мощности, энергетической светимости и внешнего квантового выхода от тока и плотности тока, спектры и ближнее поле излучения. Проведен анализ экспериментальных электролюминесцентных характеристик в рамках ABC-модели [21,22]. Основная цель исследований — выявить влияние размеров и конструкции микро-СД на генерацию и вывод излучения.

2. Эксперимент и методы измерений и обработки результатов

Микро-СД с диаметрами мез 5, 10, 20, 30, 50 и 100 мкм при глубине травления ~ 1 мкм были изготовлены на основе широко используемых в настоящее время излучающих квантово-размерных InGaN/GaN-гетероструктур на сапфировой подложке с многоямной (multy-quantum well, MQW) активной областью. Основные слои такой структуры (рис. 1) включают: легированный ~ 1.5 мкм n -GaIn, легированный Si n -GaIn эмиттер ~ 2 мкм, активную MQW область, состоящую из 4 пар InGaIn-квантовых ям толщиной 2.75 нм, разделенных GaN-барьерами толщиной ~ 8 нм, и верхний, легированный Mg p -эмиттер с контактным слоем, общей толщиной ~ 0.5 мкм. Пиковая длина волны излучения составляла $\lambda_{\text{peak}} \approx 460$ нм.

С целью углубленного исследования влияния поверхностей мезаструктуры на внутренний и внешний квантовый выход, а также токи утечки были изготовлены из одной гетероструктуры в одних и тех же размерах две разные конструкции микро-СД. Одна — „классическая“: круглая меза с односторонним расположением контактов и выводом излучения через подложку (рис. 2, а) (в дальнейшем для краткости обозначаемая как „чистая“ меза или тип I), другая — такая же меза, но разделенная на множество наностолбиков NC диаметром 800 нм (площадь отдельного NC — $S_{\text{NC}} = 0.5$ мкм², периметр $L_{\text{NC}} = 2.51$ мкм), пронизывающих p – n -переход



Рис. 1. Схематическое изображение светодиодной InGaN/GaN-гетероструктуры.

Количество NC в мезах различного диаметра

Диаметр мезы, мкм	5	10	20	30	50	100
Число NC в мезе	7	19	85	199	559	2233

до n -GaN-слоя, т.е. такой же высоты $h \sim 1$ мкм, как и основная меза (рис. 2, *b*) (в дальнейшем обозначаем как тип II). Введение NC, с одной стороны, резко увеличивает отношение суммарной боковой поверхности активной области к ее площади и должно (предположительно) усиливать проявление поверхностной рекомбинации. С другой стороны, разделение активной области на множество NC диаметром < 1 мкм может снижать микронапряжения и дефектообразование в структуре и на поверхностях, а также способствовать выводу излучения. Представляет интерес выяснить суммарный эффект.

В таблице приведены данные по количеству NC в мезах различного диаметра, которое в предельном случае может составить более 2000.

Как уже говорилось, зависимость эффективности от размеров для микро-СД определяется отношением вкладов в общий рекомбинационный процесс поверхностной безызлучательной и объемной излучательной рекомбинации, которые в свою очередь пропорциональны площади боковой поверхности активной области и ее сечению. С уменьшением диаметра мезы d это соотношение возрастает как $1/d$ [4,5]. Для наглядности соотношения площадь боковой поверхности активной области S_{lat} к площади сечения активной области S_{act} в микро-СД приведем некоторые численные данные. Для мезы типа I диаметром 100 мкм отношение $S_{lat}/S_{act} = 0.04$, для мезы диаметром 5 мкм $S_{lat}/S_{act} = 0.8$, т.е. возрастает в 20 раз.

При этом для мезы диаметром 100 мкм типа II с NC в количестве 2233 площадь активной области p - n -перехода сокращается, а боковая возрастает, так что их соотношение достигает $S_{latNC}/S_{actNC} = 5$, и в целом диапазон исследуемых соотношений активной и боковой площади составляет более 2-х порядков.

Постростовая технология изготовления микро-СД включала нанесение прозрачного p -контакта из оксида индия-олова (ITO) толщиной ~ 50 нм методом осаждения электронным лучом, реактивное ионное травление мезы и NC на глубину ~ 1 мкм с обработкой поверхности NC и мезы по способу „KOH + PECVD (SiO_2)“, т.е. первоначально травление в KOH, а затем нанесение SiO_2 при $\sim 400^\circ C$ толщиной 50–100 нм по методу PCVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). После такой обработки пространство между NC, а также вокруг внешней боковой поверхности мезы заполняется методом „spin-on-glass“ („погружение в стекло“), что обеспечивает механическую прочность конструкции и защиту боковых поверхностей. Кольцевые n - и p -металлические контакты (площадки для проволоочного соединения) Cr/Au имели толщину ~ 500 нм.

На рис. 3 показаны фотографии ближнего поля излучения микро-СД, регистрируемого через верхний про-

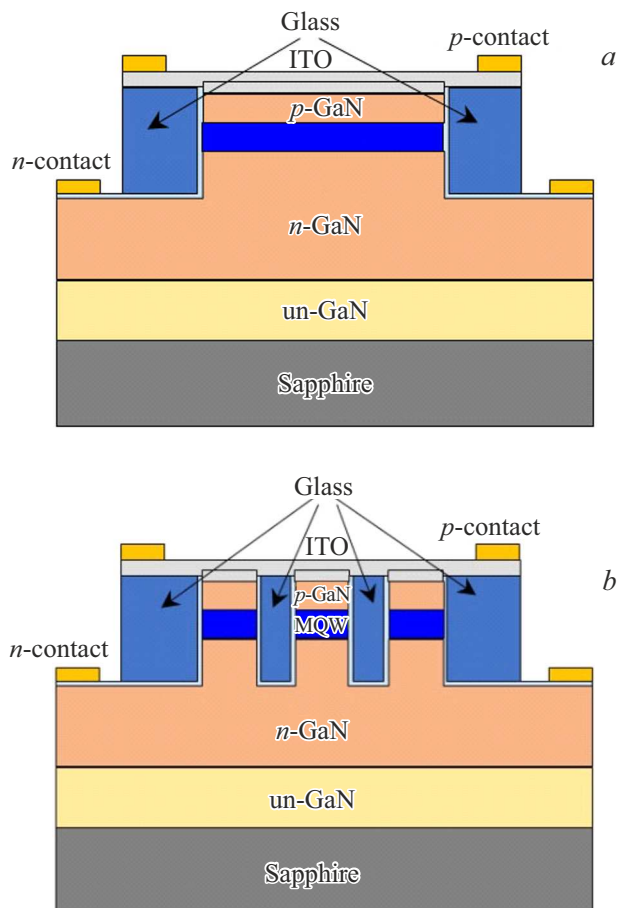


Рис. 2. Схематическое изображение сечения микро-СД: *a* — тип I; *b* — тип II.

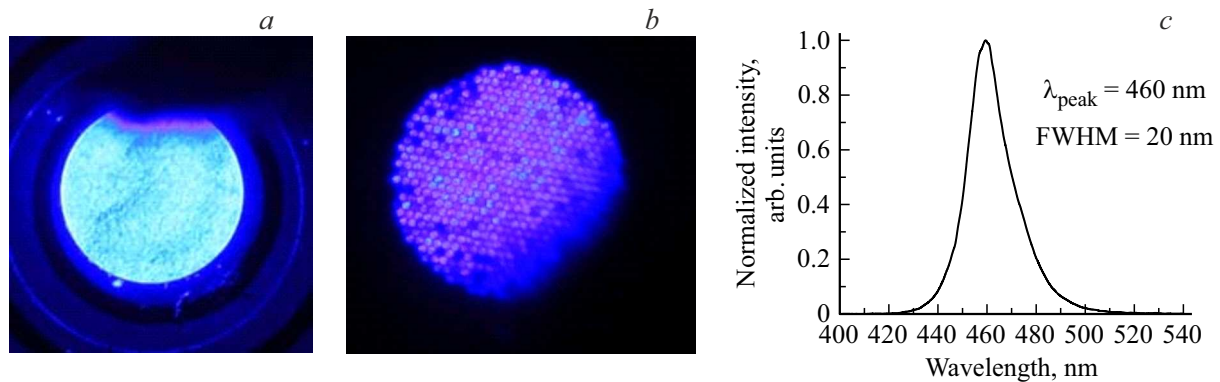


Рис. 3. Ближнее поле излучения микро-СД, регистрируемое через верхний прозрачный контакт ИТО: *a* — „чистая“ меза (тип I); *b* — меза с NC (тип II); *c* — спектр излучения при $I = 1.0$ мА.

зрачный контакт ИТО „чистой“ мезы (тип I) (рис. 3, *a*) и мезы с NC (тип II) (рис. 3, *b*), а также типичный спектр излучения (рис. 3, *c*). Фотографии были получены с применением оптического микроскопа Mitutoyo с фотокамерой Canon EOS 5D 12 Мрх КМОП, обеспечивающими разрешение 0.5 мкм. Как видно из рис. 3, *b*, удается хорошо разрешить излучение, исходящее от отдельных NC: различный цвет на рисунке отражает яркость. Также видно, что не все NC могут включаться в силу дефектов структуры или контактов.

Измерения электролюминесцентных (ЭЛ) характеристик проводились в непрерывном режиме при комнатной температуре в диапазоне плотностей токов от 0.1 до 2500 А/см². Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись с помощью источника-измерителя Keithley 2400. Мощностные и спектральные характеристики измерялись вначале при калибровочном токе в установке с интегрирующей сферой OL770-LED UV/VIS High-speed LED Test and Measurement System. В дальнейшем при снятии токовых зависимостей измерение мощности проводилось в относительных единицах фотоприемником, встроенным в оптическую систему микроскопа Mitutoyo с пересчетом в абсолютные значения с учетом калибровки.

Основные выражения, связывающие экспериментально измеряемые величины с рассчитываемыми, сводятся к следующим.

Прямая ветвь ВАХ описывается уравнением Шокли:

$$I = I_s e^{\frac{qU}{\gamma kT}}, \quad (2)$$

где I — прямой ток, I_s — ток насыщения, U — прямое напряжение, k — постоянная Больцмана, T — температура, γ — коэффициент идеальности, q — элементарный заряд.

Внешний квантовый выход EQE , как отношение числа излученных фотонов к числу прошедших электронов в единицу времени, численно равен произведению внутреннего квантового выхода IQE на коэффициент вывода света LEE , экспериментально определяется из отношения оптической мощности к току с учетом энергии

кванта излучения:

$$EQE = LEE \cdot IQE = \frac{P_{opt}/h\nu}{I/q}, \quad (3)$$

где P_{opt} — оптическая мощность, I — ток, $h\nu$ — энергия кванта излучения, q — элементарный заряд.

В представлении АВС-модели [22] IQE выражается как

$$IQE = \frac{Bn^2}{An + Bn^2 + Cn^3}, \quad (4)$$

а фактор качества Q

$$Q = B/(AC)^{0.5}, \quad (5)$$

где n — концентрация носителей в активной области (квантовых ямах), A — коэффициент безызлучательной рекомбинации по Шокли-Риду-Холлу, B — коэффициент бимолекулярной излучательной рекомбинации, C — коэффициент безызлучательной оже-рекомбинации.

Важным следствием АВС-модели является возможность связать экспериментально измеряемые зависимости EQE (или мощности излучения P) от тока с внутренними параметрами СД: IQE , LEE , Q по выражениям:

$$\begin{aligned} EQE_{max}/EQE(p) &= IQE_{max}/IQE(p) \\ &= \frac{Q/Q + 2}{Q/Q + p^{0.5} + p^{-0.5}} = \frac{Q + p^{0.5} + p^{-0.5}}{Q + 2} \\ &= IQE_{max} + \frac{p^{0.5} + p^{-0.5}}{Q + 2}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$IQE_{max} = \frac{Q}{Q + 2}, \quad (7)$$

где EQE_{max} и IQE_{max} — максимальные значения внешнего и внутреннего квантового выхода, p — нормализованная мощность излучения $p = P/P_{max}$, где P_{max} — мощность при токе, соответствующем максимальному значению EQE_{max} . С привлечением приведенных выражений проанализируем вольт-амперные и ватт-амперные характеристики микро-СД различного диаметра типа „чистая“ меза (тип I) и с NC (тип II).

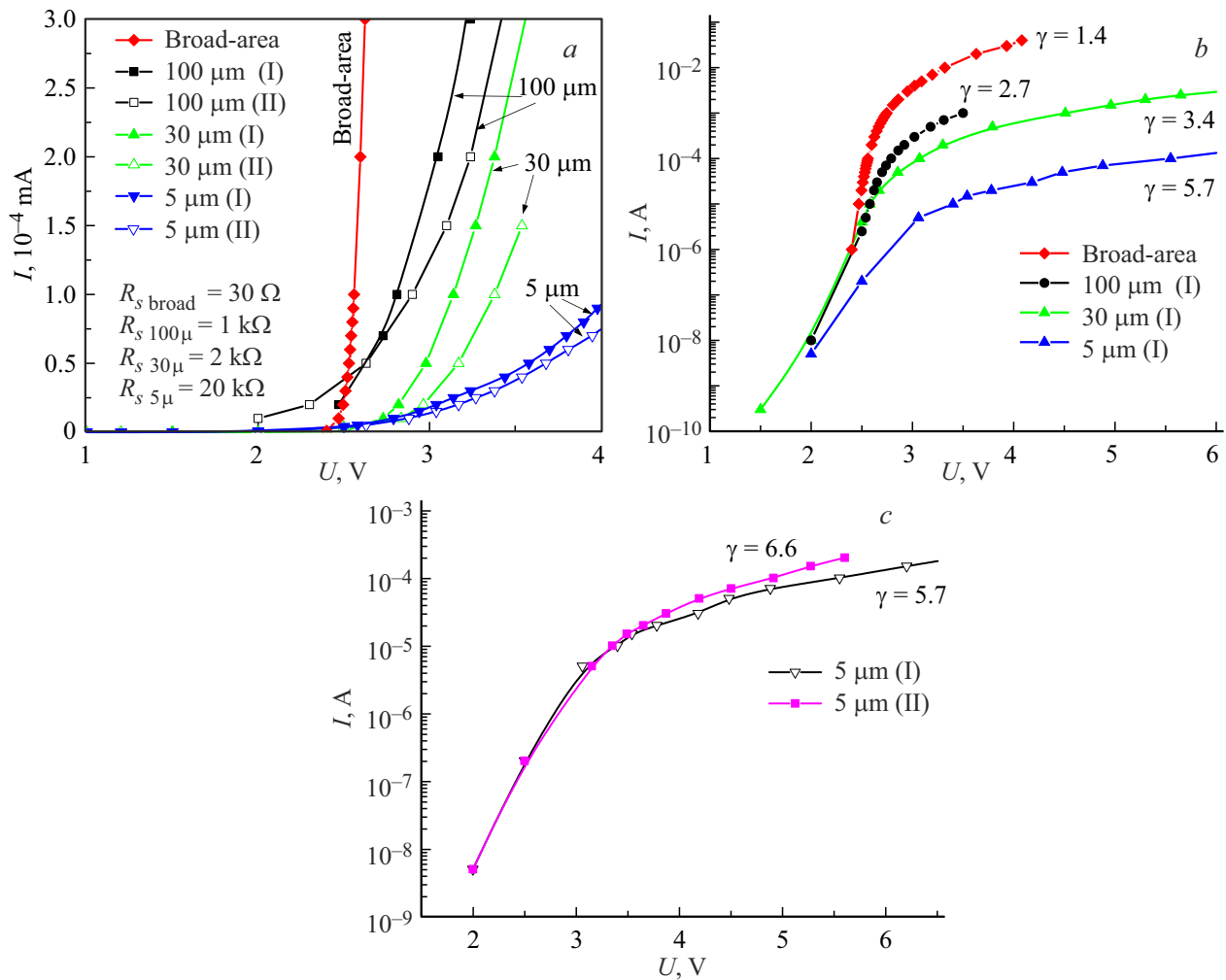


Рис. 4. Прямые ветви вольт-амперных характеристик $I-U$ в линейном (a) и логарифмическом (b, c) масштабах для микро-СД различных размеров типа I и II.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Вольт-амперные характеристики

На рис. 4 показаны вольт-амперные $I-U$ -характеристики для микро-СД 3-х диаметров 5, 30 и 100 мкм обоих типов I и II, а также (для сравнения) для стандартного „broad-area“ СД площадью $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ в линейном (рис. 4, a) и логарифмическом (рис. 4, b) масштабах. На рис. 4, a показаны низкотоковый и высокотоковый участки ВАХ, отличающиеся механизмом транспорта носителей. Низкотоковый участок при напряжениях $\leq 2.2 \text{ В}$, как правило, обусловлен туннелированием носителей на электронные состояния в запрещенной зоне и поверхностной утечкой носителей, особо актуальной для микро-СД [23]. Этот участок не дает вклада в излучательную межзонную рекомбинацию в активной области, образуя, таким образом, канал потерь носителей заряда, которые не учитываются АВС-моделью. Высокотоковый участок ВАХ при напряжениях $> 2.2 \text{ В}$ определяется инжекцией носителей в активную область

СД с последующей их рекомбинацией. Изменение наклона ВАХ при $U \sim 2.7 \text{ В}$, как видно на рис. 4, b, связано с полным открытием $p-n$ -перехода и ограничением тока последовательным сопротивлением СД R_s . Как можно было ожидать, наблюдается сильное возрастание R_s от 30 Ом для „broad-area“ СД до 20 кОм для микро-СД диаметром 5 мкм, связанное с уменьшением площади контактов и сечения $p-n$ -перехода.

Рис. 4, b, где представлены ВАХ СД в логарифмическом масштабе, позволяет рассчитать коэффициент идеальности γ в уравнении Шокли:

$$\gamma = \frac{q}{kT} \left(\frac{\partial \ln I}{\partial U} \right)^{-1}. \quad (8)$$

Для контрольного „broad-area“ СД значение $\gamma = 1.4$ минимально и отвечает рекомбинации инжектированных носителей как вне, так и внутри ООЗ в активной области. По мере уменьшения диаметра мезы, как следует из рис. 4, b, коэффициент идеальности возрастает: $\gamma = 2.7$ при диаметре 100 мкм; $\gamma = 3.4$ при диаметре

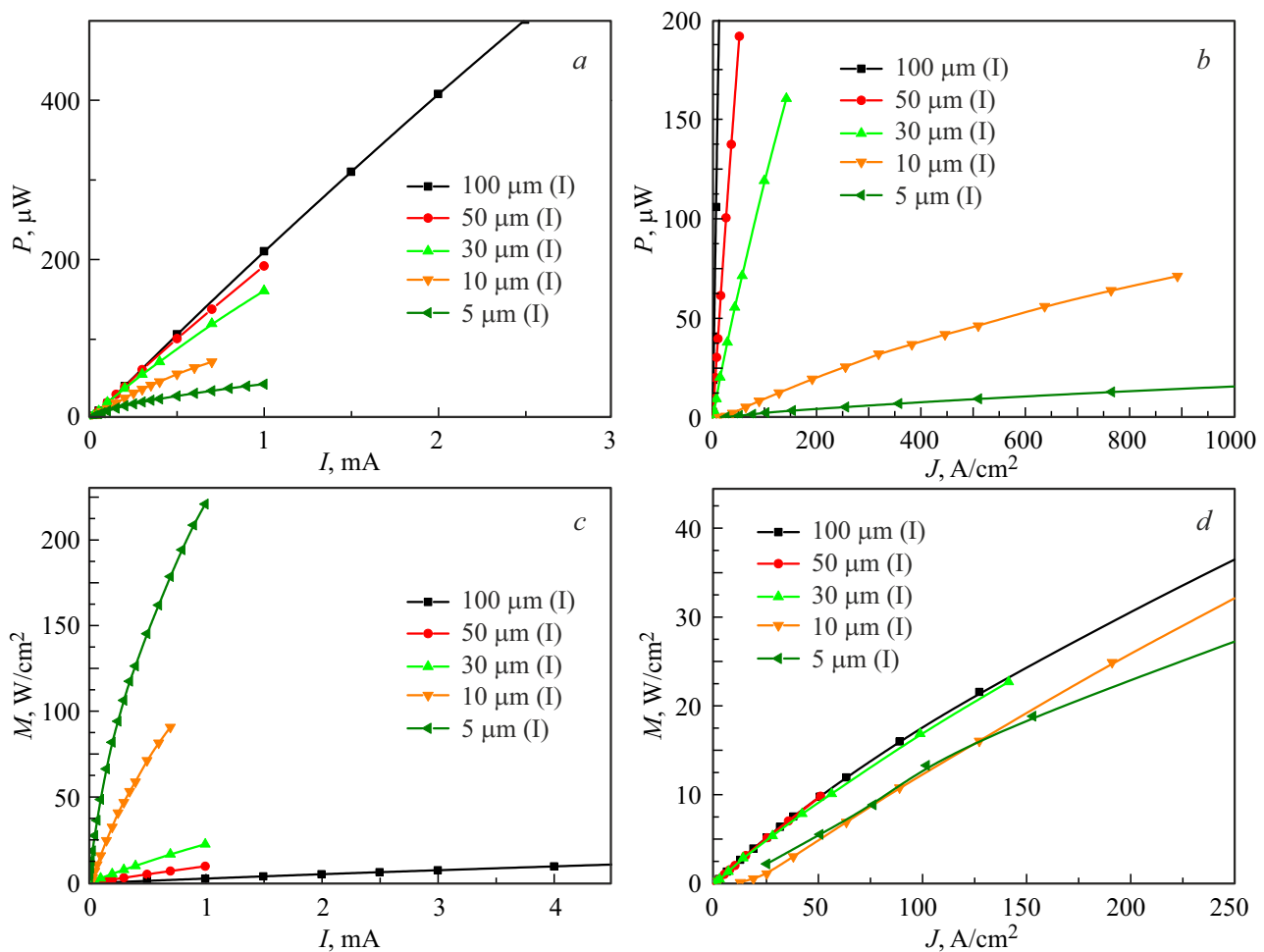


Рис. 5. Зависимости для микро-СД типа I мощности от тока $P-I$ (a) и от плотности тока $P-J$ (b) и зависимости светимости от тока $M-I$ (c) и от плотности тока $M-J$ (d) при диаметрах мез 5–100 мкм.

30 мкм и $\gamma = 5.7$ при диаметре 5 мкм. Такая деградация коэффициента идеальности γ при уменьшении диаметра микро-СД свидетельствует о росте составляющей тока, связанной с поверхностной утечкой и рекомбинацией. Как будет показано далее, это коррелирует с токовыми зависимостями квантового выхода микро-СД. На рис. 4, c показано увеличение γ для мезы диаметром 5 мкм при переходе от типа I к типу II. Соответствующие значения γ 5.6 и 6.6, т.е. заполнение активной области НС уже не ведет к заметному росту потерь, что, как будет видно в дальнейшем, также коррелирует с токовыми зависимостями квантового выхода.

3.2. Энергетические характеристики: зависимости мощности и плотности мощности излучения от тока и плотности тока

В отличие от „broad-area“ СД, микро-СД предполагают работу при высоких плотностях тока вплоть до единиц килоампер на квадратный сантиметр. В таких условиях можно ожидать как теплового падения EQE ,

так и эффекта „efficiency droop“, связанного с безызлучательной оже-рекомбинацией, что в совокупности ограничивает энергетические характеристики и ресурс работы. На рис. 5, a и b представлены зависимости мощности излучения от тока $P-I$ и от плотности тока $P-J$ для микро-СД типа I с набором диаметров мез от 5 до 100 мкм. Как можно видеть, для микро-СД диаметром > 30 мкм мощностные зависимости в области умеренных токов близки, что позволяет считать такие микро-СД „примыкающими“ к „broad-area“ СД. Для микро-СД малого диаметра < 30 мкм вид зависимостей $P-I$ заметно меняется: абсолютные значения P при тех же токах (рис. 5, a) уменьшаются в силу меньшего значения EQE (более детально далее), а отклонение от линейности наступает раньше из-за быстрого нарастания плотности тока до высоких значений.

Вид зависимостей $P-J$ на рис. 5, b объясняется следующим. В диапазоне плотностей тока, где сохраняется линейность ватт-амперной характеристики, при одинаковой плотности тока J , общий ток I выше для микро-СД большего диаметра, соответственно, и полная

мощность излучения P больше. Для количественной оценки отметим, что для малых мез при диаметре 5 мкм, относительно большой плотности тока $J = 350 \text{ А/см}^2$ соответствует общий ток всего лишь $I = 70 \text{ мкА}$, а при диаметре 10 мкм — $I = 280 \text{ мкА}$. График на рис. 5, *b* для малых мез относится к начальной части рис. 5, *a*, т.е. токов меньше долей миллиампера, хотя плотность тока при этом составляет уже сотни ампер на квадратный сантиметр, что приводит к заметному „efficiency droop“ и стремлению мощностных зависимостей к насыщению. В диапазоне плотностей тока, где сохраняется линейность ватт-амперной характеристики, при одинаковой плотности тока J , общий ток I выше для микро-СД большего диаметра, соответственно, и полная мощность излучения P больше.

Большой практический интерес для создания высокояркостных СД излучателей и дисплеев представляют зависимости плотности мощности излучения — энергетической светимости M [Вт/см^2] (или для видимого излучения — яркости [кд/м^2]) от тока и плотности тока: зависимости $M-I$ и $M-J$ представлены на рис. 5, *c* и *d*. Из рис. 5, *c* следует, что зависимость светимости от тока носит линейный характер для мез в диапазоне диаметров 30–100 мкм и сублинейный (насыщающийся) характер для мез диаметром 5–20 мкм (аналогично мощности излучения). В то же время абсолютное значение светимости M возрастает с уменьшением диаметра мезы от 100 до 5 мкм и этот рост может составить 2 порядка. Так, при токе $I = 1 \text{ мА}$, $M \approx 2 \text{ Вт/см}^2$ для мезы диаметром 100 мкм и $M \approx 220 \text{ Вт/см}^2$ для мезы диаметром 5 мкм. Таким образом, для малой мезы светимость в ~ 100 раз выше, чем для большой; при этом их площади отличаются в 400 раз. Таким образом, два фактора действуют в противоположных направлениях: с одной стороны, резкое уменьшение площади, а с другой — „efficiency droop“ из-за возрастания плотности тока и падение квантового выхода вследствие поверхностной рекомбинации, но в совокупности все же достигается значительный рост светимости при малых размерах микро-СД.

Отметим, что достигаемые при малом токе $I \sim 1 \text{ мА}$ значения энергетической светимости $M > 200 \text{ Вт/см}^2$ в микро-СД диаметром 5 мкм свидетельствуют о больших возможностях по яркости в сравнении с „broad-area“ СД.

3.3. Зависимости внешнего квантового выхода от тока и плотности тока

Главными, с точки зрения физики работы СД, характеристиками являются зависимости внешнего квантового выхода от тока $EQE-I$ и от плотности тока $EQE-J$. На основе анализа этих экспериментально измеряемых зависимостей можно количественно оценить вклад различных механизмов рекомбинации, включая поверхностную рекомбинацию в микро-СД. На рис. 6 представлены токовые зависимости $EQE-I$, $EQE-J$ для микро-СД

различного диаметра типа с „чистой“ мезой (тип I) и с NC (тип II).

Все зависимости на рис. 6 имеют типичный для СД вид с постепенным выходом на значение EQE_{max} при насыщении каналов безызлучательной рекомбинации по Шокли–Рид–Холлу, поддержанием EQE_{max} при доминировании излучательной рекомбинации и последующим падением EQE , связанным с нарастанием безызлучательной оже-рекомбинации [24] или снижением коэффициента инжекции из-за утечки электронов [25]. Критическое значение имеют два параметра: абсолютное значение EQE_{max} и плотность тока, при котором оно достигается $J_{EQE \text{ max}}$.

Из рис. 6 видно, что абсолютные величины EQE_{max} для всех исследованных микро-СД с диаметром $> 30 \text{ мкм}$ находятся в диапазоне 8–11 %, что можно отнести к средним значениям по сравнению с известными лучшими достижениями [3]. По существу это связано с конструкцией излучающего кристалла, не оптимальной с точки зрения вывода излучения LEE . В частности, нет отражающего p -контакта и отражающих покрытий на боковом склоне мезы, а также текстурированной сапфировой подложки, как, например, в работе [2], т.е. не использованы основные приемы, позволяющие повысить LEE . Экспериментально установлено, что в исследуемой конструкции микро-СД примерно равные доли излучения выходят через сапфировую подложку (вниз) и прозрачный ПТО p -контакт (вверх). Суммарный EQE („вверх + вниз“) составляет $\sim 20\%$, так что, если прозрачный ПТО p -контакт закрыть отражающим покрытием (Ag), можно получить EQE , близкий к $\sim 20\%$ при выводе излучения через подложку. Максимальные на сегодня экспериментальные значения для микро-СД $EQE \approx 33\%$ приведены в работе [26], расчетные модельные значения $EQE \sim 40\%$ — в работе [27]. Детальный анализ соотношения EQE , IQE и LEE будет приведен далее в разделе про ABC-модель, а пока отметим следующее.

Абсолютные значения EQE для СД с NC (тип II) в среднем оказались несколько выше, чем для „чистых“ мез (тип I): ~ 11 и $\sim 8\%$ соответственно. Такое увеличение можно объяснить повышением эффективности вывода света LEE за счет волноводных эффектов в NC при минимизации дефектов их стенок [18,28]. Наблюдаемое на рис. 6 заметное снижение EQE_{max} почти вдвое при переходе к малым мезам диаметром 5–10 мкм можно рассматривать как первое свидетельство падения IQE вследствие утечки носителей к боковой поверхности и безызлучательной рекомбинации на ней. О том же свидетельствуют приведенные на рис. 6, *b* и *d* зависимости квантового выхода EQE от плотности тока J с фиксацией значения $J_{EQE \text{ max}}$, определяемого соотношением излучательной и безызлучательной рекомбинации. Наименьшее значение плотности тока $J_{EQE \text{ max}}$, приводимое в литературе для InGaIn/GaN синих „broad-area“ СД, составляет 5.5 А/см^2 [11], для коммерческих СД обычно $J_{EQE \text{ max}} \sim 10\text{--}15 \text{ А/см}^2$. С учетом этого, полученные

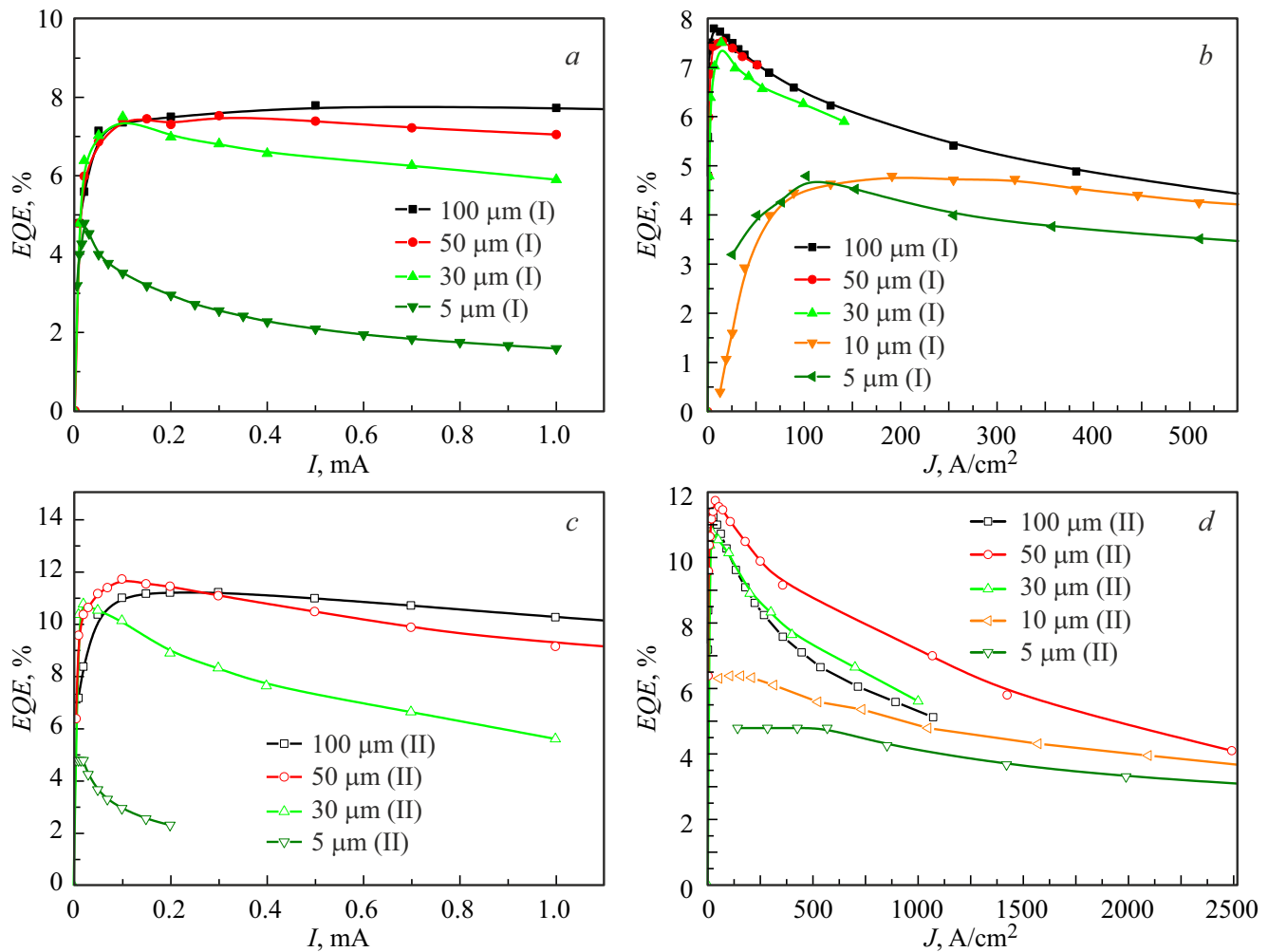


Рис. 6. Зависимости внешнего квантового выхода от тока $EQE-I$ и плотности тока $EQE-J$ для микро-СД типа I (a, b) и типа II (c, d) при диаметрах мез 5–100 мкм.

значения $J_{EQE\max} \sim 10 \text{ A/cm}^2$ для исследуемых микро-СД диаметром 100 мкм (рис. 6, b и d) свидетельствуют о достаточно высоком качестве исходной InGaN/GaN-гетероструктуры. В этих условиях явное увеличение $J_{EQE\max}$ от 10 A/cm^2 до $> 100 \text{ A/cm}^2$ на зависимости $EQE-J$ (рис. 6, b и d) при переходе к малым мезам с диаметрами 5 и 10 мкм, очевидно, связано с ростом безызлучательной поверхностной рекомбинации на боковых склонах мезоструктуры. Возрастание отношения боковой поверхности $p-n$ -перехода к его площади в ~ 5 раз при переходе от мезы с диаметром 30 мкм к мезе с диаметром 5 мкм, как видно, становится критичным с точки зрения вклада тока поверхностной безызлучательной рекомбинации, увеличивая значение $J_{EQE\max}$ и снижая значение $EQE_{\max}$.

Наблюдаемый нами экспериментальный вид зависимостей $EQE = f(J)$ для разных диаметров мез коррелирует с данными работ [3, 29, 30] и теоретической работой по моделированию инжекции и рекомбинации в активной области InGaN микро-СД [27].

4. Анализ зависимостей внешнего квантового выхода от тока в рамках АВС-модели

Как следует из АВС-модели, выражение (5) по зависимости приведенного внешнего квантового выхода $EQE_{\max}/EQE(p)$ от приведенной мощности излучения $p = P_{\text{out}}/P_{\max}$, где $P_{\max}$ соответствует мощности при $EQE_{\max}$, можно определить основные характеристики генерации и вывода излучения. Важно отметить, что оба значения $EQE_{\max}$ и $P_{\max}$ получаются непосредственно из измеренной экспериментальной зависимости P от рабочего тока СД:

$$\frac{EQE_{\max}}{EQE(p)} = IQE_{\max} + \frac{p^{0.5} + p^{-0.5}}{Q + 2}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что $EQE_{\max}/EQE(p)$ линейно зависит от комбинации $Y = p^{0.5} + p^{-0.5}$ и дает значение $IQE_{\max}$ при экстраполяции линейной зависимости до $p^{0.5} + p^{-0.5} \rightarrow 0$. Можно видеть, что такая линейность

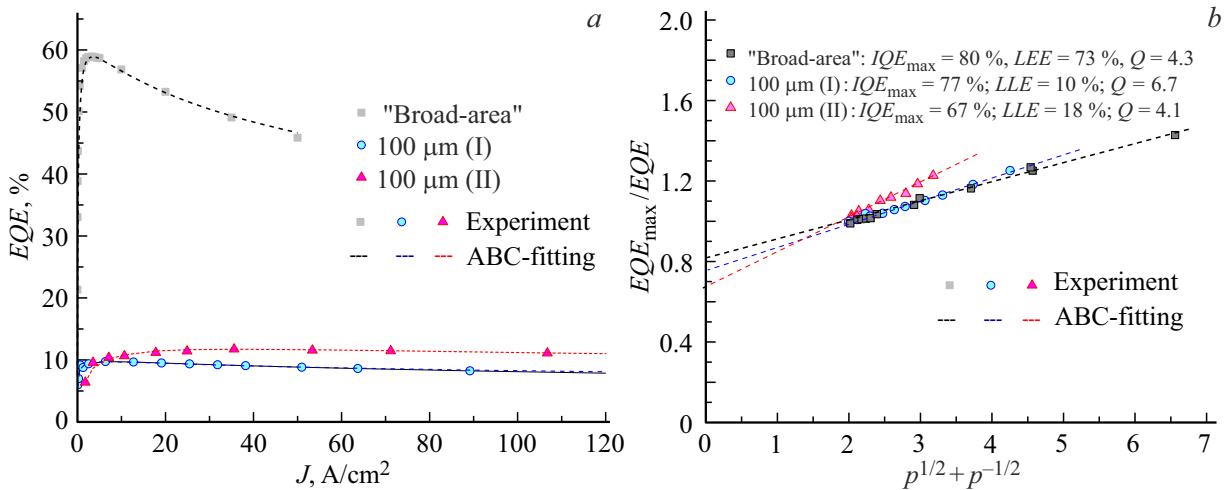


Рис. 7. Зависимости EQE от плотности тока J (a) и $EQE_{\text{max}}/EQE(p)$ от $p^{0.5} + p^{-0.5}$ (b) для 3-х вариантов СД: „broad-area“ СД, микро-СД диаметром 100 мкм типа I и микро-СД диаметром 100 мкм типа II. Кружками обозначены экспериментальные точки, пунктирные кривые — аппроксимации по ABC-модели.

должна выполняться при любом значении p , т.е. во всем диапазоне изменения тока (оптической мощности). При этом малые значения Y , близкие к 2, соответствуют значениям EQE , близким к его максимуму, тогда как большие значения Y отвечают либо малому, либо большому току, т.е. и относительно низким значениям EQE . Зная EQE_{max} и IQE_{max} , легко определить фактор качества Q и эффективность вывода излучения LLE . В то же время значительное отклонение от линейной зависимости (9) может служить индикатором неприменимости стандартной ABC-модели для интерпретации данных по EQE , в частности, из-за влияния поверхностных эффектов в микро-СД.

Применим (9) для анализа токовых зависимостей EQE исследованных микро-СД. В качестве контрольного образца рассмотрим коммерческий „broad-area“ СД с высокими характеристиками Luxeon HL1Z [31]. На рис. 7, a показано хорошее соответствие экспериментальных точек и аппроксимации по ABC-модели зависимости EQE от плотности тока J , а на рис. 7, b — зависимости $EQE_{\text{max}}/EQE(p)$ от $Y = p^{0.5} + p^{-0.5}$ в широком диапазоне Y от 2 до 7 для „broad-area“ СД и микро-СД с диаметром 100 мкм обоих типов I и II. Как можно видеть, для всех 3-х сильно различных по конструкции СД полученные зависимости хорошо описываются ABC-моделью. Несмотря на значительную разницу в абсолютных значениях EQE от 10 до 60% (по известным причинам, связанным с конструкцией излучающего кристалла), внутренний квантовый выход IQE оказывается достаточно близким и лежит в диапазоне 67–80%, также как и фактор качества $Q \approx 4.1$ –6.7.

Особо интересен тот результат, что переход от мезы диаметром 100 мкм типа I к такой же мезе типа II, содержащей 2233 НС диаметром 0.8 мкм, т.е. с большой суммарной площадью боковой поверхности, не приводит

к кардинальному падению IQE , а энергетические зависимости хорошо описываются стандартной ABC-моделью. Такой результат позволяет предположить, что травление НС с заполнением стеклом пространства между ними снижает микронапряжения на периферии НС, уменьшая плотность поверхностных состояний [32]. Причем в этом монолитном варианте можно ожидать более мощной релаксации напряжений, чем в случае нанесения стекла на периферию единичной мезы. Такое поведение может быть усилено тем, что нитриды III группы имеют колончатую структуру, образованную границами зерен, которые, как известно, являются центрами безызлучательной рекомбинации. Вполне вероятно, что в результате формирования НС при травлении удаляется часть этих рекомбинационных границ. В работе [33] показано снижение концентрации поверхностных безызлучательных центров в InGaN при пассивации SiO₂, а в работе [34] приведены примеры уменьшения дефектов на боковой поверхности InGaN/GaN микро-СД, выращенных с дополнительными слоями. Отметим, что для хорошо отработанной кремниевой электроники снижение скорости поверхностной рекомбинации вследствие травления и пассивации широко используется [35,36]. Вполне вероятно, что в обсуждаемом случае действует совокупность нескольких факторов, для выяснения вклада каждого необходимы дополнительные исследования.

5. Заключение

В работе были исследованы электролюминесцентные характеристики микро-СД диаметром от 5 до 100 мкм на основе InGaN/GaN квантово-размерных гетероструктур в диапазоне плотностей токов J до килоампер на квадратный сантиметр. При этом сравнивались две конструкции микро-СД: тип I — с обычной мезаструктурой

круглого сечения при наборе диаметров 5, 10, 20, 30, 50 и 100 мкм и тип II — такие же мезаструктуры, но разделенные на множество наностолбиков NC диаметром 0.8 мкм. На основе анализа вольт-амперных характеристик установлено, что микро-СД обладают повышенным последовательным сопротивлением до десятков килоом, что связано с малой площадью p -контакта и сечением токового канала. По той же причине рабочие значения плотностей тока составляют сотни ампер — единиц килоампер на квадратный сантиметр, что намного больше, чем для стандартных „broad-area“ СД. Что касается коэффициента идеальности γ в уравнении Шокли, то он возрастает от 1.4 для „broad-area“ СД до 2.7 для мезы диаметром 100 мкм и до 5.7 для мезы диаметром 5 мкм. Такое поведение γ отвечает представлению о росте тока поверхностной рекомбинации.

Большой практический интерес для микро-СД представляют зависимости энергетической светимости (или, для видимого диапазона, яркости) от тока и ее возможные предельные значения. Показано, что даже при малом токе $I \sim 1$ мА для микро-СД диаметром 5 мкм значения энергетической светимости M превосходят > 200 Вт/см², что свидетельствует о больших возможностях по яркости в сравнении со стандартными „broad-area“ СД.

Были исследованы главные, с точки зрения физики работы СД, характеристики — зависимости внешнего квантового выхода EQE от тока и от плотности тока, которые с привлечением АВС-модели позволяют судить о доминирующих механизмах излучательной и безызлучательной рекомбинации. Обнаружено, как заметное уменьшение абсолютных значений $EQE_{\max}$ — примерно вдвое, так и значительное увеличение соответствующего этому значению плотности тока $J_{EQE \max}$ — от 10 до 100 А/см² при переходе к малым размерам мез с диаметром < 30 мкм. Такое поведение естественно связать с увеличением вклада безызлучательной поверхностной рекомбинации на боковых склонах мезаструктуры, когда отношение площади боковой поверхности p – n -перехода к площади его активной области возрастает во много раз, при этом критичным (для данного материала и способа обработки поверхности) оказалось уменьшение диаметра мезы до значений < 30 мкм. В то же время микро-СД с диаметром > 30 мкм можно считать близкими к „broad-area“ СД. Их зависимости квантового выхода от плотности тока хорошо описываются АВС-моделью и, исходя из нее, дают вполне реалистичные оценки внутреннего квантового выхода $IQE \approx 70$ –80 %. Характеристики микро-СД с диаметром 5–30 мкм не аппроксимируются стандартной АВС-моделью, что говорит о воздействии дополнительных механизмов поверхностной рекомбинации.

Интересной особенностью поведения микро-СД диаметром 100 мкм типа II, содержащих множество внутренних NC диаметром 0.8 мкм, является то, что они адекватно описываются АВС-моделью и присутствие NC не оказывает заметного влияния на зависимости

EQE от тока и абсолютное значение IQE , аналогичное внешним границам мезаструктуры. Полученные результаты позволяют предполагать, что травление NC и введение стекла между ними снижает микронапряжения на периферии NC, уменьшая плотность поверхностных состояний и концентрацию безызлучательных рекомбинационных центров. Таким образом, открывается возможность совершенствования параметров микро-СД на постростовых стадиях.

Благодарности

Исследования параметров светодиодов выполнены при участии ЦКП „Элементная база радиофотоники и нанoeлектроники: технология, диагностика, метрология“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] J. Park, M. Pristovsek, H. Amano, T. Seong. Appl. Phys. Rev., **11**, 021319 (2024). DOI: 10.1063/5.0177550
- [2] M.S. Wong, Sh. Nakamura, S.P. DenBaars. ECS J. Solid State Sci. Technol., **9** (1), 015012 (2020).
- [3] Y. Zhang, R. Xu, Q. Kang, X. Zhang, Z. Zhang. Micromachines, **14**, 991 (2023). DOI: 10.3390/mi14050991
- [4] P. Li, J. Ewing, M.S. Wong, Y. Yao, H. Li, S. Gandrothula, J.M. Smith, M. Iza, Sh. Nakamura, S.P. DenBaars. APL Materials, **12**, 080901 (2024). DOI: 10.1063/5.0222618
- [5] F. Olivier, S. Tirano, L. Dupré, B. Aventurier, Ch. Langeron, F. Templier. J. Luminesc., **191** (Part B), 112 (2017).
- [6] S.S. Konoplev, K.A. Bulashevich, S.Yu. Karpov. Phys. Status Solidi A, **215** (10), 1700508 (2017). DOI: 10.1002/pssa.201700508
- [7] R.P. Green, J.D. McKendry, D. Massoubre, E. Gu, M.D. Dawson, A.E. Kelly. Appl. Phys. Lett., **102** (9), 091103 (2013). DOI: 10.1063/1.4794078
- [8] J. Herrnsdorf, J.D. McKendry, Sh. Zhang, E. Xie, R. Ferreira, D. Massoubre, A.M. Zuhdi, R.K. Henderson, I. Underwood, S. Watson, A.E. Kelly, E. Gu, M.D. Dawson. IEEE Trans. Electron Dev., **62** (6), 1918 (2015).
- [9] S.Y. Karpov. Proc. SPIE, **9768**, 97680C (2016). DOI: 10.1117/12.2207265
- [10] C.A. Hurni, A. David, M. Cich, R. Aldaz, B. Ellis, K. Huang, A. Tyagi, R. DeLille, M. Craven, F.M. Steranka, M.R. Krames. Appl. Phys. Lett., **106**, 031101 (2015). DOI: 10.1063/1.4905873L
- [11] L. Kuritzky, A. Espenlaub, B.P. Yonkee, C.D. Pynn, S.P. Denbaars, Sh. Nakamura, C. Weisbuch, J.S. Speck. Opt. Express, **25** (24), 30697 (2017).
- [12] C. Van de Walle, D. Segev. J. Appl. Phys., **101**, 81704 (2007).
- [13] M.S. Wong, C. Lee, D.J. Myers, D. Hwang, J.A. Kearns, T. Li, J.S. Speck, Sh. Nakamura, S.P. DenBaars. Appl. Phys. Express, **12**, 097004 (2019).
- [14] S. Zhang, Q. Fan, X. Ni, L. Tao, X. Gu. Crystals, **13**, 1611 (2023). DOI: 10.3390/cryst13121611

- [15] Zh. Gong, Sh. Jin, Y. Chen, J. McKendry, D. Massoubre, I.M. Watson, E. Gu, M.D. Dawson. *J. Appl. Phys.*, **107**, 013103 (2010).
- [16] R. Yapparov, M.S. Wong, T. Tak, S.P. DenBaars, J.S. Speck, S. Marcinkevičius. *Appl. Phys. Lett.*, **126**, 201102 (2025).
- [17] J.M. Smith, R. Ley, M.S. Wong, Y. Baek, J. Kang, Ch. Kim, M.J. Gordon, Sh. Nakamura, J.S. Speck, S.P. DenBaars. *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 071102 (2020).
- [18] R. Ley, J.M. Smith, M.S. Wong, T. Margalith, Sh. Nakamura, S.P. DenBaars, M.J. Gordon. *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 251104 (2020).
- [19] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd edn (Hoboken, John Wiley and Sons, 2006).
- [20] D. Hwang, A. Mughal, C.D. Pyn, Sh. Nakamura, S.P. DenBaars. *Appl. Phys. Express*, **10**, 032101 (2017).
- [21] N. Mott. *Solid State Electron.*, **21**, 1275 (1978).
- [22] S.Y. Karpov. *Optical Quant. Electron.*, **47** (6), 1293 (2015).
- [23] A. Keppens, W.R. Ryckaert, G. Deconinck, P. Hanselaer. *J. Appl. Phys.*, **104**, 093104 (2008).
- [24] K. Bulashevich, S.Y. Karpov. *Phys. Status Solidi C*, **5** (6), 2066 (2008).
- [25] I. Rozhansky, D. Zakheim. *Semiconductors*, **40** (7), 839 (2006).
- [26] M. Wong, D. Hwang, A. Alhassan, C. Lee, R. Ley, Sh. Nakamura, S.P. Denbaars. *Opt. Express*, **26** (16), 21324 (2018). DOI: 10.1364/OE.26.021324
- [27] J. Kou, C. Shen, H. Shao, J. Che, X. Hou, C. Chu, K. Tian, Y. Zhang, Z. Zhang, H. Kuo. *Opt. Express*, **27** (12), 6443 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.00A643
- [28] H.W. Choi, C.W. Jeon, M.D. Dawson, P.R. Edwards, R.W. Martin, S. Tripathy. *J. Appl. Phys.*, **93**, 5978 (2003). DOI: 10.1063/1.1567803
- [29] Y. Shin, J. Park, B. Bak, S. Min, D. Shin, J.B. Park, T. Jeong, J. Kim. *Opt. Express*, **30** (12), 21065 (2022). DOI: 10.1364/OE.459877
- [30] S. Konoplev, K. Bulashevich, S. Karpov. *Phys. Status Solidi A*, **215** (10), 1700508 (2017). DOI: 10.1002/pssa.201700508
- [31] Datasheet Luxeon 2835. <https://lumileds.com/products/color-leds/>
- [32] S.J. Fonash. *J. Appl. Phys.*, **44** (10), 4607 (1973).
- [33] T. Kim, A. Bashar, M. Islam, J. Kim, H. Lee, M. Kim, J. Bae, J. Song, D. Shin, J. Shim, S. Oh, J. Kwak. *Adv. Photonics Nexus*, **5** (1), 016014 (2026). DOI: 10.1117/1.AP.N.5.1.016014
- [34] S. Gandrothula, T. Kamikawa, P. Shapturenka, R. Anderson, I.M. Wong, H. Zhang, J.S. Speck, Sh. Nakamura S.P. Denbaars. *Appl. Phys. Lett.*, **119**, 142103 (2021).
- [35] R.S. Bonilla, B. Hoex, P. Hamer, P.R. Wilshaw. *Phys. Status Solidi A*, **214** (7), 1700293 (2017). DOI: 10.1002/pssa.201700293
- [36] W. Füssel, M. Schmidt, H. Angermann, G. Mende. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A: Accel. Spectrom. Detect. Assoc. Equip.*, **327** (2), 177 (1996).

Редактор А.Н. Смирнов

Influence of size and design on the electrical and optical characteristics of InGaN/GaN micro-LEDs

A.L. Zakgeim¹, A.E. Chernyakov¹, N.M. Schmidt², L.A. Alexanyan³, A.Y. Polyakov³, A.A. Vasilev³, I.V. Shchemerov³, Lee-Woon Jang⁴, Sang-Ik Lee⁵

¹ SHM R&E Center, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

² Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

³ National University of Science and Technology MISIS, 119049 Moscow, Russia

⁴ The Institute for High Technology Materials and Devices, Korea University, Seoul 02841, Republic of Korea

⁵ Department of Materials Science and Engineering, Korea University, Seoul 02841, Republic of Korea

Abstract The influence of design and scaling on the electroluminescent characteristics of micro-LEDs based on InGaN/GaN quantum-well heterostructures (emission wavelength: 460 nm) was investigated. Micro-LEDs with mesa diameters ranging from 5 to 100 μm were studied in two configurations: a „plain“ circular mesa and a mesa densely packed with 800 nm diameter nanopillars. It was found that surface effects—specifically current leakage and non-radiative recombination—become significant at mesa diameters below 30 μm . Nevertheless, smaller micro-LEDs provide higher optical power density (luminance). The dependence of external quantum efficiency on current density was analyzed using the ABC model to evaluate recombination mechanisms across different sizes and designs. The study highlights the potential of a design featuring a mesa densely packed with 800 nm diameter nanopillars and encapsulated in glass; this configuration reduces charge carrier losses due to surface recombination by lowering mechanical stress at the dielectric-semiconductor interface.