

## Ближнее поле излучения и эффект неоднородности распределения плотности тока в AlInGaN микросветодиодах

© А.Л. Закгейм<sup>1</sup>, А.Е. Иванов<sup>1,2</sup>, А.Е. Черняков<sup>1</sup>, Л.А. Алексанян<sup>3</sup>, А.Я. Поляков<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НТЦ микроэлектроники РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> СПбГЭТУ „ЛЭТИ“,

Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский технологический университет „МИСИС“,  
Москва, Россия

e-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 21.05.2024 г.

В окончательной редакции 24.07.2024 г.

Принята к публикации 30.10.2024 г.

Объектом исследования являлись быстро развивающиеся в настоящее время микросветодиоды на основе наногетероструктур AlGaInN, обладающие высокими электролюминесцентными характеристиками, открывающими новые возможности применения. Исследование ближнего поля излучения с высоким пространственным разрешением (мэппинг) выявило высокую неоднородность плотности тока в широком диапазоне уровней возбуждения, а именно концентрацию света и тока в кольцевой области, примыкающей к боковой поверхности мезы. С учетом этого эффекта вводится понятие „эффективной“ плотности тока, анализируются токовые зависимости энергетических характеристик, включая насыщение оптической мощности и падение квантовой эффективности.

**Ключевые слова:** AlInGaN, мезоструктура, микросветодиод, электролюминесценция, ближнее поле излучения, квантовый выход.

DOI: 10.61011/OS.2024.12.59800.6579-24

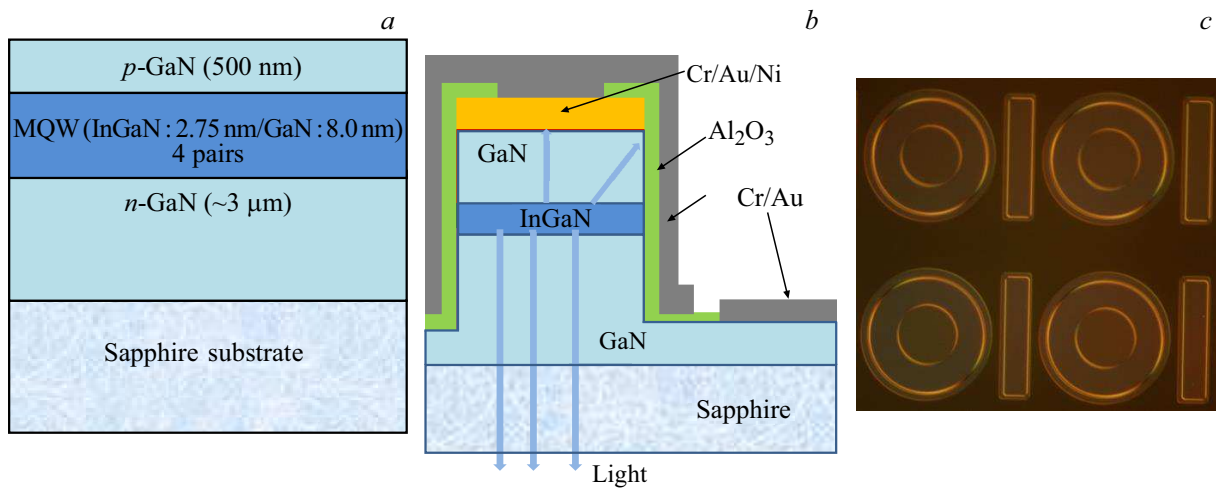
Микросветодиоды (микроСД) на основе квантово-размерных MQW (Multiple Quantum Well) гетероструктур AlInGaN с типичными размерами излучающей области, определяемой диаметром мезоструктуры  $D = 10\text{--}100\ \mu\text{m}$ , в последнее время вызывают большой интерес для использования в дисплеях высокой яркости и высокого разрешения, светодиодных прожекторах, специализированных источниках света для медицины, биосенсорах и др. [1,2].

При известных потенциальных преимуществах микроСД, расширяющих области их применения, возникают новые проблемы как в технологии создания приборов, так и при их работе. В первую очередь это повышенные плотности рабочих токов, рост значений последовательного сопротивления и прямого напряжения, что напрямую влияет на квантовый выход и КПД. Кроме того, рост соотношения периметра активной области к ее площади увеличивает роль безызлучательной поверхностной рекомбинации, изменяет условия растекания тока, вывода излучения, теплоотвода и др. Эти вопросы находятся сейчас в центре внимания широкого круга исследователей [3–5].

Объектом исследования в настоящей работе являлись синие ( $\lambda \approx 450\ \text{nm}$ ) микроСД InGaN со структурой, представленной на рис. 1, а, выращиваемой методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МО ГФЭ) на сапфировой подложке. Структура содержит нижний контактный слой  $n\text{-GaN}$  ( $\sim 3\ \mu\text{m}$ ), MQW активную область

из четырех квантовых ям  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ( $\sim 2.75\ \text{nm}$ ), разделенных барьерами GaN ( $\sim 8.0\ \text{nm}$ ), верхний контактный  $p\text{-GaN}$ -слой ( $\sim 500\ \text{nm}$ ). Мезаструктуры диаметром от 20 до  $100\ \mu\text{m}$  и глубиной  $\sim 1\ \mu\text{m}$  (до  $n\text{-GaN}$  контактного слоя) формировались методами фотолитографии и реактивного ионного травления. Боковые склоны мезы защищались диэлектриком  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $p$ - и  $n$ -контакты (Cr/Au/Ni и Cr/Au соответственно) получались с помощью напыления, металлизация Cr/Au также обеспечивает подвод тока и монтаж. Схематически сечение микроСД и фотография вида сверху показаны на рис. 1, б, в.

Для объяснения вида главной „физической“ характеристики СД — зависимости внешнего квантового выхода  $\eta_{\text{EQE}}$  от тока — широко применяется АВС-модель, учитывающая конкуренцию бимолекулярной излучательной рекомбинации и двух механизмов безызлучательной рекомбинации: Шокли–Рида–Холла и Оже [6]. Основой для анализа энергетических характеристик СД и вклада различных механизмов рекомбинации в рамках АВС-модели является экспериментальная зависимость выходной оптической мощности от тока  $P_{\text{opt}} = f(I)$  в широком диапазоне токов с дальнейшим пересчетом в зависимость внешнего квантового выхода  $\eta_{\text{EQE}}$  от плотности тока  $j$ :  $\eta_{\text{EQE}} = f(j)$ . Точное измерение  $P_{\text{opt}}$  в современной аппаратуре с использованием интегрирующей сферы не вызывает проблем [7], а плотность тока обычно по умолчанию рассчитывается как средняя  $j = I/S$ , где  $I$  — ток,  $S$  — площадь кристалла ( $p$ – $n$ -перехода). Последнее,



**Рис. 1.** Схематический разрез MQW InGaN эпитаксиальной структуры на сапфировой подложке для микро-СД (a); сечение микро-СД со схематическим изображением контактных и диэлектрических слоев: стрелками показаны пути распространения света — выходящие и блокируемые контактами (b); фотография вида сверху на пластину с микро-СД (c). Заимствовано из [8].

вообще говоря, некорректно, поскольку однородное распределение плотности тока реализуется лишь в частных случаях: относительно малых токов и при правильной геометрии контактных площадок. В рабочих режимах всегда имеют место эффекты шнурования тока (current crowding) вблизи (под) контактами [9–11].

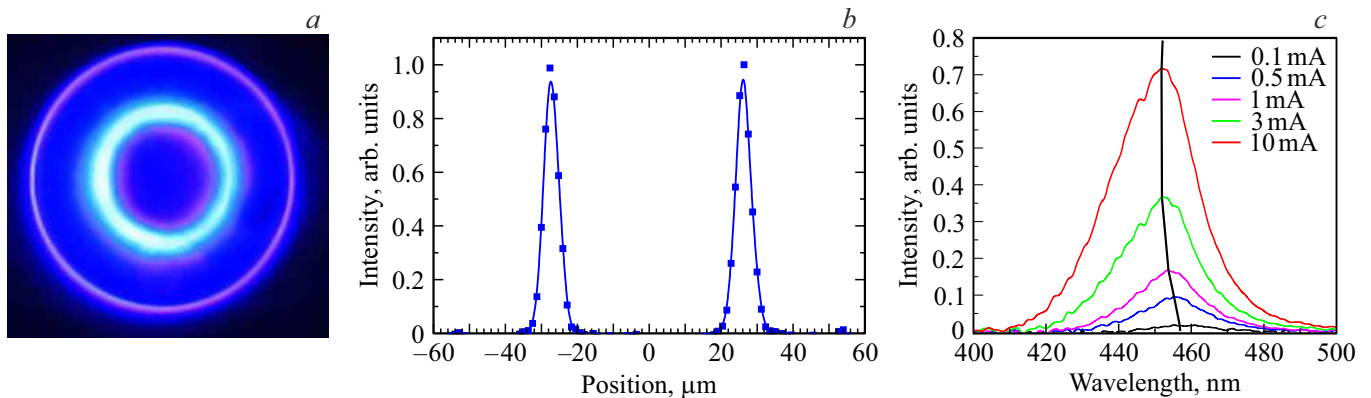
В предыдущих работах нами экспериментально и путем моделирования исследовались картины распределения (мэппинг) плотности тока, яркости и температуры для широкого круга СД „макро“-размеров ( $> 300 \mu\text{m}$ ). При этом использовались методы сканирования и фотометрии излучающей поверхности в диапазоне собственной электролюминесценции (ЭЛ) (300–800 nm) [12,13]. В настоящей работе аналогичные подходы применены к микро-СД, что потребовало максимального увеличения чувствительности и пространственного разрешения измерительной аппаратуры.

ЭЛ характеристики микро-СД исследовались со стороны прозрачной сапфировой подложки (снизу) при размещении подложки с образцами в зондовой установке Suss PM-5 с оптическим микроскопом Mitutoyo и спектрометром Avantes 2048. Для регистрации пространственного распределения интенсивности ЭЛ использовалась фотокамера Canon EOS 5D с 12 Мрхл КМОП. Электрические режимы задавались и контролировались источником Keithley 2400. Оптическая мощность и спектры излучения регистрировались комплексом „OL 770-LED High-speed LED Test and Measurement System“ (Optronic Lab).

Были исследованы ближнее поле излучения собственной ЭЛ (иными словами мэппинг яркости излучающей поверхности) для микро-СД диаметрами 50 и  $100 \mu\text{m}$  с пространственным разрешением  $\sim 1.5 \mu\text{m}$ , а также интегральные зависимости  $P_{\text{opt}}$ ,  $\eta_{\text{EQE}}$  от тока в диапазоне значений 0.003–5 mA. Следует отметить важное отличие в условиях распространения света и тока в макро-

микро-СД с мезаструктурой. В макро-СД (со свободной боковой поверхностью мезы достаточной глубины) обеспечивается полное внутреннее отражение света от боковой поверхности, к которому, как правило, добавляется отражение от частично отражающих металлических контактов. За счет этого достигается многопроходность и внутренняя фокусировка излучения, что ведет к повышению EQE и одновременно к различию в распределениях интенсивности света и плотности тока накачки по площади кристалла [14,15]. В нашем случае микро-СД (рис. 1, b) геометрия мезаструктуры близка к „плоскому“ цилиндру (диаметром 10–100 μm и высотой  $\sim 1 \mu\text{m}$ ), верхняя и боковая поверхности закрыты поглощающим синее излучение контактным слоем Cr/Au ( $R < 30\%$ ), что означает отсутствие условий для многопроходности света. Таким образом, ближнее поле ЭЛ в первом приближении отвечает распределению плотности тока (в определенных случаях сильной зависимости квантового выхода от тока следует учитывать и этот фактор). На рис. 2, a представлена фотография ближнего поля ЭЛ микро-СД диаметром  $100 \mu\text{m}$  при токе  $300 \mu\text{A}$  (вид снизу, со стороны сапфировой подложки, где возрастание интенсивности свечения отражается изменением окраски от темно-синей к белой). На рис. 2, b, соответствующему фото на рис. 2, a, изображен профиль интенсивности свечения в сечении по диаметру.

Анализ картины ближнего поля излучения при увеличении тока показывает сильную локализацию ЭЛ вплоть до того, что уже при токе  $300 \mu\text{A}$  90% всего излучения сосредоточивается в кольце шириной  $\sim 7\text{--}10 \mu\text{m}$ , расположенном на расстоянии  $\sim 30 \mu\text{m}$  от центра мезаструктуры. Такой результат может быть получен из модели токорастекания по эквивалентной электрической цепи СД меза-конструкции при определенном соотношении контактных и слоевых сопротивлений [16].



**Рис. 2.** Картина ближнего поля ЭЛ ( $I = 300 \mu\text{A}$ ), где возрастание интенсивности свечения отображается переходом от синего к белому цвету (*a*). Профиль интенсивности в диаметральном сечении (*b*) и спектра излучения микро-СД (*c*) при токах 0.1–10 мА.

Наблюдаемую сильную неоднородность распределения тока по площади  $p$ – $n$ -перехода (несколько неожиданную при столь малых размерах и малых токах) необходимо в первую очередь учитывать при интерпретации основных токовых зависимостей параметров микро-СД. Как известно, внутренний квантовый выход  $\eta_{\text{QE}}$ , выходная мощность  $P_{\text{opt}}$ , а также спектр излучения СД InGaN сильно зависят от плотности тока (концентрации инжектированных носителей в активной области). Соответственно для анализа поведения указанных характеристик, в том числе в рамках АВС-модели, надо обращаться к реальной или эффективной плотности тока, которая, как показывает наше исследование, может сильно превосходить среднюю. Как следует из рис. 2, *b*, при  $I = 300 \mu\text{A}$  ( $U = 4.2 \text{V}$ ) средняя плотность тока для микро-СД составляет  $j_{\text{med}} \approx 4 \text{ A/cm}^2$  ( $S = 7.9 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ ), а эффективная — для кольца диаметром  $\sim 50 \mu\text{m}$  и шириной  $\sim 7 \mu\text{m}$  ( $S_{\text{ef}} = 9.4 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ )  $j_{\text{ef}} \approx 33 \text{ A/cm}^2$ , т.е. почти на порядок больше, однако отвечает номинальным значениям серийных мощных СД.

Это должно проявляться в более „крутых“ токовых зависимостях уменьшения  $\eta_{\text{EQE}}$  (efficiency droop), а также в значительных дрейфах спектров излучения (сначала голубое смещение — экранировка полярности активной области, затем красное — разогрев, рис. 2, *c*). Отметим, что для макро-СД AlInGaN при реализуемых токах достичь теплового красного смещения обычно не удается. Эффект шнурования тока и смещение его с током к периметру мезаструктуры также необходимо учитывать при анализе поверхностной рекомбинации и условий теплоотвода [10].

Результатом экспериментального исследования ближнего поля излучения микро-СД InGaN с круглой мезаструктурой (диаметром  $\leq 100 \mu\text{m}$ ) явилось обнаружение сильного кольцеобразного шнурования тока даже при небольших его величинах. Развиваемые градиенты в распределении плотности тока по площади  $p$ – $n$ -перехода выше, чем в СД больших размеров с оптимальной

геометрией контактов [17]. Отличие реального распределения плотности тока, ее эффективного значения  $j_{\text{ef}}$  от среднего  $j_{\text{med}}$ , получаемого делением тока на площадь, необходимо учитывать при анализе всех электрооптических и тепловых характеристик.

## Благодарности

Авторы благодарят профессора In-Hwan Lee (Korea University, Seoul, Korea) за предоставленные образцы. Исследования выполнены в ЦКП „Элементная база радиофотоники и нанoeлектроники: технология, диагностика, метрология“.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] C. Lin et al. *J. Phys. Photonics*, **5**, 042502 (2023). DOI: 10.1088/2515-7647/acf972
- [2] Y. Huang et al. *Light: Science & Appl.*, **9**, 105 (2020). DOI: 10.1038/s41377-020-0341-9
- [3] K. Bulashevich, S. Karpov. *Phys. Stat. Solidi, RRL*, 1–5 (2016). DOI: 10.1002/pssr.201600059
- [4] S. Konoplev, K. Bulashevich, S. Karpov. *Phys. Stat. Solidi A*, **215** (10), 1700508 (2017). DOI: 10.1002/pssa.201700508
- [5] J. Smith et al. *Appl. Phys. Lett.*, **116**, 071102 (2020). DOI: 10.1063/1.5144819
- [6] S. Karpov. *Opt. Quantum Electron*, **47** (6), 1293–1303 (2015). DOI: 10.1007/s11082-014-00429
- [7] А.Л. Закгейм, А.Е. Черняков. *Светотехника*, **4**, 51 (2013).
- [8] In-Hwan Lee, Tae-Hwan Kim, A.Y. Polyakov et al. *J. Alloys and Compounds*, **921**, 166072 (2022). DOI: 10.1016/j.jallcom.2022.166072
- [9] X. Guo, E.F. Schubert. *Appl. Phys. Lett.*, **78** (21), 3337 (2001). DOI: 10.1063/1.1372359
- [10] M. Shatalov et al. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41**, 5083 (2002). DOI: 10.1143/JJAP.41.5083

- [11] А.Л. Закгейм, А.Е. Иванов, А.Е. Черняков. Письма в ЖТФ, **47** (16), 32 (2021).  
DOI: 10.21883/PJTF.2021.16.51326.18795
- [12] А.Л. Закгейм, Г.Л. Курышев, М.Н. Мизеров и др. ФТП, **44** (3), 390 (2010).
- [13] A.E. Chernyakov, K.A. Bulashevich, S.Yu. Karpov, A.L. Zakgeim. Phys. Stat. Solidi A, **210** (3), 466–469 (2013). DOI: 10.1002/pssa.201200658
- [14] V. Zabelin, D.A. Zakheim, S.A. Gurevich. IEEE J. Quantum Electron., **40** (12), 1675–1686 (2004).  
DOI: 10.1109/JQE.2004.837005
- [15] Д.А. Закгейм, И.П. Смирнова, И.В. Рожанский и др. ФТП, **39** (7), 885 (2005).
- [16] Е.Ф. Шуберт. *Светодиоды* (Физматлит, М., 2008).
- [17] А.Л. Закгейм, А.В. Аладов, А.Е. Иванов, Н.А. Тальнишних, А.Е. Черняков. Письма в ЖТФ, **48** (13), 33 (2022).  
DOI: 10.21883/PJTF.2022.13.52742.19182