

07

Предельные энергетические возможности мощных AlInGaN-светодиодов

© А.Л. Закгейм¹, А.В. Аладов¹, А.Е. Иванов^{1,2}, Н.А. Тальнишних¹, А.Е. Черняков¹¹ НТЦ микроэлектроники РАН, Санкт-Петербург, Россия² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 2 марта 2022 г.

В окончательной редакции 5 мая 2022 г.

Принято к публикации 16 мая 2022 г.

Проведены исследования наиболее совершенных на данный момент AlInGaN-светодиодов конструкции „UX:3“ с распределенной системой отражающих контактов, расположенных на тыльной стороне излучающего кристалла. Изучены токовые зависимости мощностных и спектральных характеристик, включая их распределение (мэппинг) по излучающей поверхности в широком диапазоне рабочих токов до ~ 30 А. На основе анализа ближнего поля излучения по интенсивности и спектру выявлена высокая однородность плотности тока при всех уровнях возбуждения (отсутствие эффекта „шнурования“). Насыщение оптической мощности и падение квантовой эффективности объясняются только внутренними факторами, которые хорошо описываются ABC-моделью.

Ключевые слова: AlInGaN-светодиод, квантовый выход, спектр излучения, мощность излучения, ближнее поле излучения.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.13.52742.19182

К настоящему моменту AlInGaN-светодиоды ведущих фирм-производителей, в первую очередь OSRAM Opto Semiconductors, Philips Lumileds, отличает высокий уровень конструктивного совершенства и излучательных характеристик. Оптимизированная MQW-гетероструктура (MQW — multiple quantum well), система распределенных отражающих контактов, малые значения электрического и теплового сопротивлений обеспечили достижение ваттных оптических мощностей с квадратного миллиметра излучающей поверхности при высоком (более 50%) КПД [1]. Большинство исследований, посвященных AlInGaN-светодиодам, относится к непрерывному режиму работы, что естественно в связи с их основным применением для освещения. Вместе с тем в последнее время возрос интерес к использованию AlInGaN-светодиодов видимого сине-зеленого диапазона спектра не только „для глаза“, но и в работе с физическими приемниками, в частности для накачки твердотельных лазеров или в открытых системах передачи информации VLC (visible light communication) [2]. Новые приложения предъявляют требования к быстродействию светодиодов (формированию световых импульсов длительностью от десятков наносекунд до единиц микросекунд) и, что особенно важно, к достижению максимально возможной мощности излучения (энергии в импульсе).

В работе [3] нами исследовалось поведение при больших импульсных токах AlInGaN-светодиодов „вертикальной“ конструкции с p - и n -контактами, расположенными на противоположных сторонах излучающего кристалла. Было установлено, что ограничение выходной мощности излучения при росте возбуждения связано

не столько с физическими причинами — падением внутреннего квантового выхода η_{int} с током („efficiency droop“), сколько с геометрическим фактором — „шнурованием“ тока вблизи и под n -контактом, повышением локальной плотности тока, увеличением затенения света контактами. В настоящей работе для анализа предельных энергетических возможностей AlInGaN-светодиодов выбраны светодиоды наиболее совершенной на данный момент конструкции — так называемой конструкции „UX:3“ [4,5], реализованной в коммерческих светодиодах OSRAM OSTAR LE B Q8WP [6]. Главным отличием кристаллов „UX:3“, как это иллюстрирует рис. 1, является многоточечная геометрия отражающих n -контактов, которые благодаря специальной технологии „изолированных колодцев“ переносятся и равномерно распределяются по площади p -контакта на тыльной стороне кристалла. Сложность технологии окупается идеальными условиями для равномерного распределения тока и вывода света без потерь из-за затенения. Светодиод LE B Q8WP представляет собой излучающий кристалл типа „UX:3“ размером 1.5×1.2 mm, смонтированный на коммутационной плате, обеспечивающей электрическое контактирование и теплоотвод; для защиты корпус закрыт стеклянным окном. По спецификации основные технические характеристики: номинальный ток в непрерывном режиме $I = 1.4$ А (максимально допустимый ток $I_{max} = 5$ А), прямое напряжение $U_f \approx 3.3$ В, мощность излучения в номинальном режиме $P_{opt} \approx 2$ В (соответственно, расчетный КПД $\approx 40\%$).

Исследования в импульсном режиме проводились в диапазоне длительностей импульсов $\tau = 100\text{--}3000$ ns

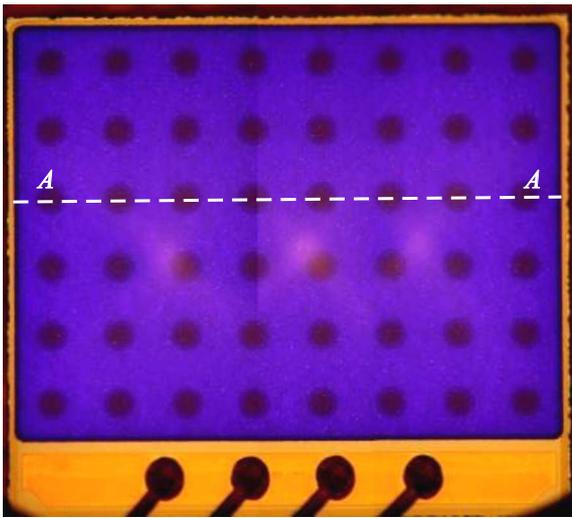


Рис. 1. Фотография излучающей поверхности светодиода LE В Q8WP. Темные кружки соответствуют положению n -контактов.

при частоте $F = 100$ Hz (исключается саморазогрев) в диапазоне токов до 30 А.

На рис. 2, *a* приведены токовые зависимости мощности излучения P_{opt} и внешнего квантового выхода η_{EQE} , а на рис. 2, *b* — токовые зависимости пиковой длины волны излучения λ_{peak} и ширины спектра излучения на уровне половины максимума (полуширины) $\Delta\lambda_{0.5}$ в диапазоне токов от долей миллиампера до 30 А (плотность тока до $J \sim 1.7$ kA/cm²). Импульсный режим при измерении обеспечивался генератором Agilent 8114A с усилителем PicoLAS LDP-V 80-100 V3.3. Оптическая мощность и спектры излучения регистрировались комплексом „OL 770-LED High-speed LED Test and Measurement System“, температура образца $T = 300$ K.

Из рис. 2 хорошо видно значительное различие как мощностных, так и спектральных характеристик двух

конструкций AlInGaN-светодиодов: „вертикального“ и „УХ:3“. В пользу последнего свидетельствует сглаженное (менее крутое) падение η_{EQE} с током, позволяющее при $I = 30$ А получить значительную оптическую мощность $P_{opt} = 24$ W (для „вертикального“ кристалла она составляет всего ~ 7 W). При этом улучшается и токовая стабильность спектра излучения: для „УХ:3“ при возрастании тока от 0.1 до 30 А „голубой сдвиг“ составляет $\lambda_{peak(0.1 \rightarrow 30)} = 446 - 440 = 6$ nm, а уширение спектра $\Delta\lambda_{0.5(0.1 \rightarrow 30)} = 22 - 15 = 7$ nm (для „вертикального“ кристалла 25 и 15 nm, т.е. в 4 и 2 раза больше соответственно).

Для выяснения причин столь различающегося поведения светодиодов, имеющих однотипную структуру (MQW, удаленная подложка и пр.) и близкие начальные (на малом токе) энергетические и спектральные характеристики, мы провели сравнительный анализ двух типов кристаллов с точки зрения распределения тока и тепла при возрастании уровня возбуждения. Для „вертикальных“ кристаллов, как было показано в [3], с ростом тока развивается эффект его локализации вблизи контакта, приводящий к тому, что реальная плотность тока намного выше, чем средняя, отвечающая площади p - n -перехода. Иная картина складывается для кристалла „УХ:3“. Для количественной оценки распределения плотности тока по площади проводилось сканирование ближнего поля излучения кристалла по двум координатам с регистрацией интенсивности и спектра. Мощностной и спектральный мэппинг осуществлялся с помощью оптического микроскопа Mitutoyo, совмещенного со спектрометром Avantes AvaSpec-2048. Оптическая система обеспечивала пространственное разрешение ~ 30 μ m.

На рис. 3, *a* представлены результаты сканирования ближнего поля излучения вдоль оси AA (рис. 1) в масштабе высокого разрешения, отвечающего расстоянию между двумя соседними „колодцами“ n -контактов (200 μ m).

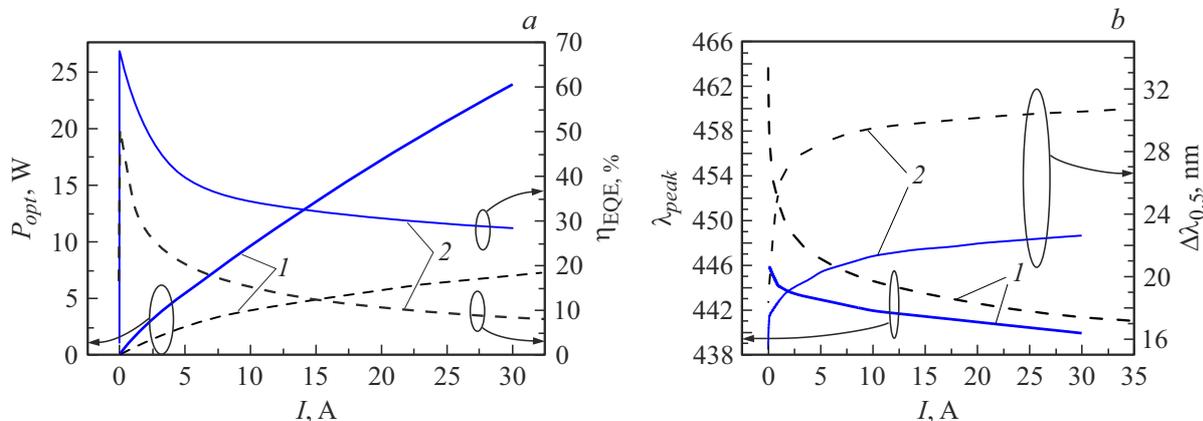


Рис. 2. *a* — зависимости от тока выходной оптической мощности P_{opt} (1) и внешнего квантового выхода η_{EQE} (2); *b* — зависимости от тока пиковой длины волны λ_{peak} (1) и полуширины спектра $\Delta\lambda_{0.5}$ (2). Штриховыми линиями на обоих фрагментах для сравнения показаны аналогичные зависимости для „вертикального“ светодиода SemiLEDs EV-B40A [3].

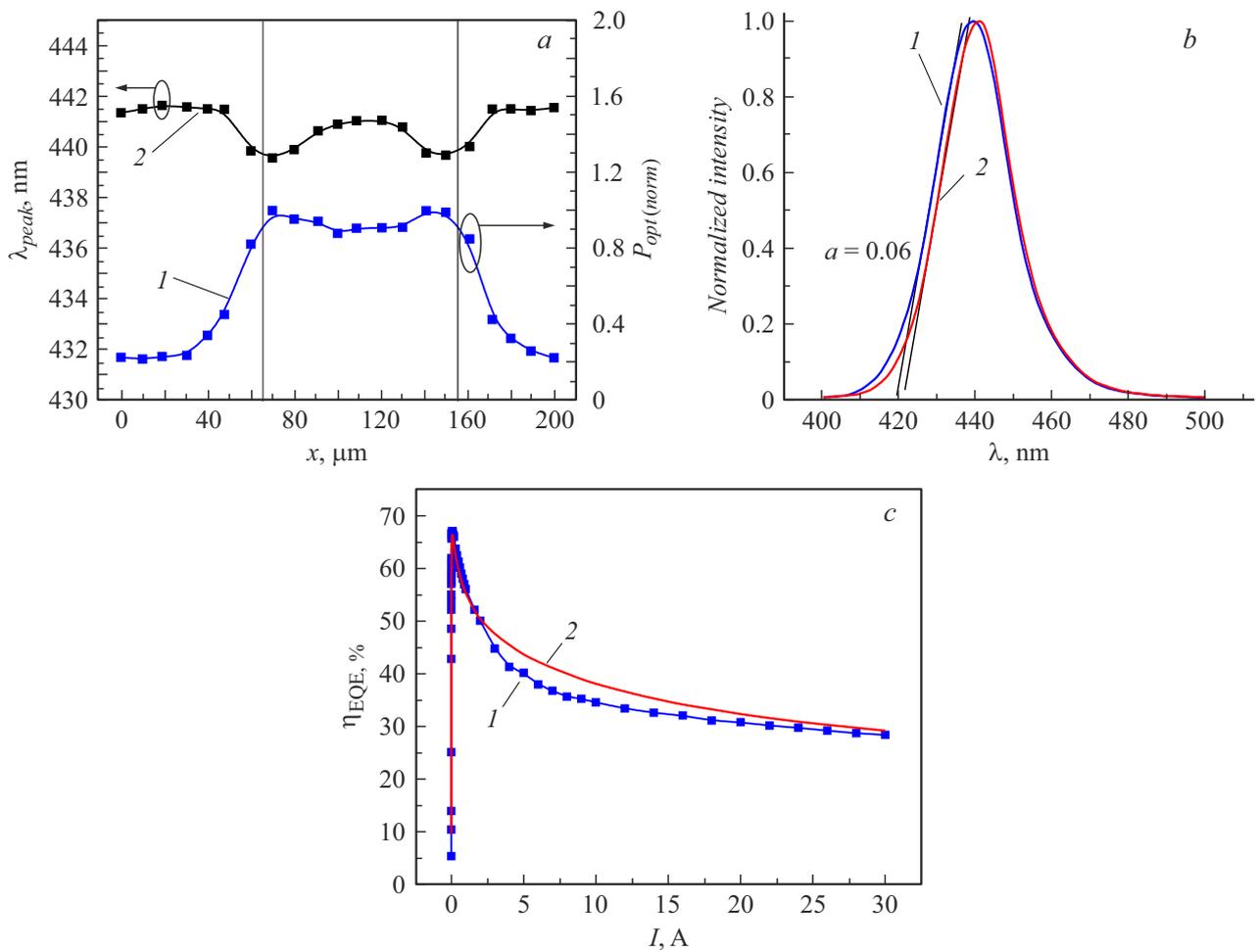


Рис. 3. *a* — распределение между соседними *n*-контактами нормализованной интенсивности $P_{opt}(norm)$ (1) и пиковой длины волны излучения λ_{peak} (2) по сечению AA (см. рис. 1) при токе $I = 30$ А; *b* — спектры излучения в двух точках излучающей поверхности: в центре между контактами (1) и у края *n*-контакта (2); *c* — экспериментальная (1) и рассчитанная по ABC-модели (2) зависимости η_{QE} от тока.

Как видно из рис. 3, *a*, даже при большом токе в промежутке между *n*-контактами сохраняется высокая однородность излучения по интенсивности (диапазон изменения в пределах 10%) и спектру (диапазон изменения $\lambda_{peak} < 1.5$ nm), свидетельствующая об однородности распределения плотности тока. Дополнительным подтверждением того же являются приведенные на рис. 3, *b* спектры излучения в двух характерных точках: в середине между контактами и у края контакта. Одинаковый наклон коротковолнового плеча спектра $a = 0.06$ означает отсутствие температурных градиентов по площади активной области, которые могли бы возникнуть в случае локализации тока.

С учетом полученного результата мэппинга об однородности распределения тока мы сочли корректным использовать для дальнейшего анализа поведения токовых зависимостей в рамках ABC-модели [7] значения средней плотности тока, определяемой как $J = I/S$ (где I — ток, S — площадь кристалла). В ABC-модели внутренний квантовый выход определяется конкуренцией трех ме-

ханизмов рекомбинации в активной области:

$$\eta_{QE} = \eta_{ext}\eta_{IQE} = \eta_{ext} \frac{Bn^2}{An + Bn^2 + Cn^3}. \quad (1)$$

Здесь η_{IQE} — внутренний квантовый выход, η_{ext} — коэффициент вывода излучения, n — концентрация носителей, A , B и C — коэффициенты рекомбинации по Шокли–Риду–Холлу, излучательной бимолекулярной рекомбинации и оже-рекомбинации соответственно. С использованием известных преобразований [8] при построении экспериментальных зависимостей приведенного квантового выхода $\eta_{QE}^{max}/\eta_{QE}$ от суммы корней приведенных мощностей $(p^{1/2} + p^{-1/2})$, где $p = P_{out}/P_{out}^{max}$, а P_{out}^{max} — выходная оптическая мощность при токе, соответствующем η_{QE}^{max} , получаем выражение для определения основных параметров излучательной рекомбинации

$$\eta_{QE}^{max}/\eta_{QE} = \eta_{IQE}^{max} + \frac{p^{1/2} + p^{-1/2}}{Q + 2}. \quad (2)$$

Из графика на основе выражения (2) при его экстраполяции к значению $(p^{1/2} + p^{-1/2}) \rightarrow 0$ можно определить η_{IQE}^{\max} и $Q = B/(AC)^{1/2}$ — „фактор качества“. С учетом $\eta_{EQE} = \eta_{ext}\eta_{IQE}$, зная η_{IQE} и экспериментально измеренный η_{EQE} , можно определить и η_{ext} , т.е. все главные параметры светодиода. Результаты соответствующего построения зависимости $\eta_{EQE}^{\max}/\eta_{EQE}$ от комбинации $(p^{1/2} + p^{-1/2})$ на основе экспериментальной зависимости на участке умеренных токов (0.1–0.5 А) дали значения $\eta_{IQE}^{\max} = 0.8$, $Q = 8$, $\eta_{ext} = 0.84$.

Можно отметить, что полученные значения выглядят весьма реалистично: $\eta_{IQE}^{\max} = 0.8$ соответствует известным из литературы лучшим значениям, $\eta_{ext} = 0.84$ отвечает совершенной конструкции кристалла без поглощающих свет элементов и с высокоотражающими контактами.

На рис. 3, с представлены экспериментальная зависимость $\eta_{EQE} = f(I)$ (кривая 1), заимствованная из рис. 2, а, и рассчитанная по ABC-модели, экстраполированная до тока 30 А (кривая 2). Хорошее соответствие кривых в широком диапазоне токов свидетельствует о том, что в конструкции излучающего кристалла „UX:3“ реализуются энергетические характеристики, близкие к теоретически предельным для современного уровня технологии AlInGaN-светодиодов. ABC-модель аутентично описывает насыщение выходной оптической мощности с током в связи с „внутренними“ физическими процессами рекомбинации, а дополнительные механизмы потерь, связанные с „внешними“ недостатками конструкции, практически отсутствуют.

Таким образом, можно с большой долей уверенности утверждать, что достигнутые на сегодня энергетические возможности ~ 25 W излучения единичного кристалла при КПД $\sim 25\%$ (~ 15 W/mm²) являются близкими к предельным, ограниченным физикой работы AlInGaN-светодиода. В то же время эти параметры являются весьма высокими даже в сравнении с параметрами инжекционных AlInGaN-лазеров сине-зеленого диапазона и достаточными для решения ряда новых задач, в частности, оптической накачки твердотельных лазеров.

Благодарности

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

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S.Yu. Karpov, Proc. SPIE, **9768**, 97680C (2016). DOI: 10.1117/12.2207265
- [2] P. Pichon, A. Barbet, J.-P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, Optica, **5** (10), 1236 (2018). DOI: 10.1364/OPTICA.5.001236
- [3] А.Л. Закгейм, А.Е. Иванов, А.Е. Черняков, Письма в ЖТФ, **47** (16), 32 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.16.51326.18795 [A.L. Zakgeim, A.E. Ivanov, A.E. Chernyakov, Tech. Phys. Lett., **47**, 834 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021080290].
- [4] A. Laubsch, M. Sabathil, J. Baur, M. Peter, B. Hahn, IEEE Trans. Electron Dev., **57** (1), 79 (2010). DOI: 10.1109/TED.2009.2035538
- [5] B. Hahn, B. Galler, K. Engl, J. Appl. Phys., **53** (10), 100208 (2014). DOI: 10.7567/JJAP.53.100208
- [6] OSRAM Datasheet LE В Q8WP [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://www.osram.com/ecat/OSRAM%20OSTAR%C2%AE%20Projection%20Compact%20LE%20B%20Q8WP/com/en/class_pim_web_catalog_103489/prd_pim_device_2191200/
- [7] S.Yu. Karpov, Opt. Quantum Electron, **47** (6), 1293 (2015). DOI: 10.1007/s11082-014-0042-9
- [8] I.E. Titkov, S.Yu. Karpov, A. Yadav, V.L. Zerova, M. Zulonas, B. Galler, M. Strassburg, I. Pietzonka, H. Lugauer, E.U. Rafailov, IEEE J. Quantum Electron., **50** (11), 911 (2014). DOI: 10.1109/JQE.2014.2359958