

06

## Особенности рекомбинационных процессов в светодиодах на основе InGaN/GaN при больших плотностях инжекционного тока

© Н.С. Аверкиев, М.Е. Левинштейн, П.В. Петров, А.Е. Черняков,  
Е.И. Шабунина, Н.М. Шмидт

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: Natalia.Schmidt@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 14 мая 2009 г.

Показано, что плотность низкочастотного шума светодиодов на основе InGaN/GaN зависит от плотности тока как  $j^3$  при плотностях тока больше  $20 \text{ A/cm}^2$ . Такой вид зависимости свидетельствует об образовании новых центров безызлучательной рекомбинации, и этот процесс может быть причиной падения внешней квантовой эффективности при больших плотностях тока.

PACS: 85.60.Jb, 81.05.Ea, 81.07.St, 71.55.-i, 72.20.Jv

Индустрия синих светодиодов на основе InGaN/GaN успешно развивается практически во всех промышленно развитых странах мира. Одной из наиболее важных практических задач, на которых сосредоточены усилия исследователей, является создание энергосберегающего освещения на основе мощных синих InGaN/GaN светодиодов с люминофором.

Основной проблемой, препятствующей успешному решению этой задачи, является падение квантовой эффективности излучения светодиодов с ростом плотности тока, наблюдающееся уже при небольших плотностях тока  $j \geq 10 \text{ A/cm}^2$ . Трудности в решении этой проблемы связаны в том числе с тем, что механизмы излучательной и безызлучательной рекомбинации в светодиодах на основе нитридов все еще остаются в значительной мере неисследованными, в особенности при больших плотностях прямого тока.

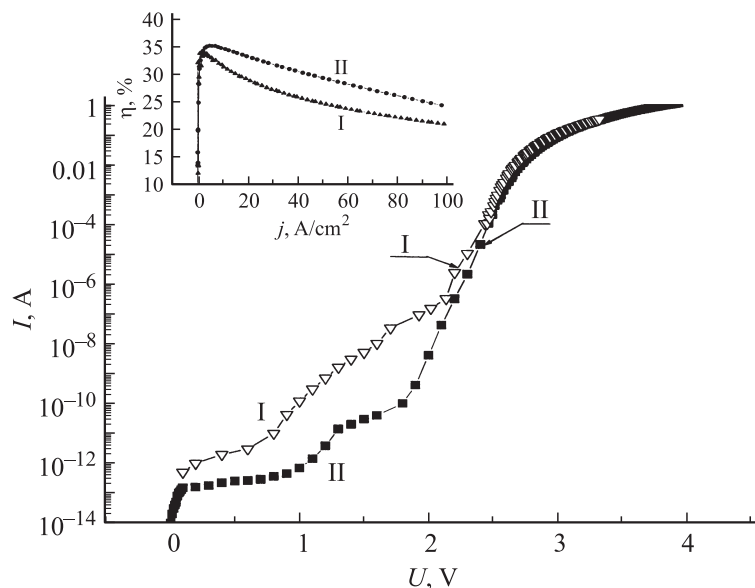
Низкочастотный шум в ряде случаев позволяет получить информацию о механизмах рекомбинации, которую трудно или невозможно получить другими методами. В настоящей работе низкочастотный

шум исследован в светодиодах на основе InGaN/GaN в диапазоне частот 10–10 000 Hz по ранее описанной методике [1] вплоть до значений  $j \sim 100 \text{ A/cm}^2$ , являющихся рабочими для мощных светодиодов и значительно превосходящих не только пороговые плотности тока, но и значения  $j$ , при которых наблюдается максимум квантовой эффективности излучения  $\eta$ .

Исследовались два типа светодиодов. Светодиодные структуры типа I с характерной длиной излучения 450–460 nm содержали 5 пар чередующихся слоев InGaN толщиной 3 nm и GaN толщиной 12 nm. Структуры были выращены на сапфировых подложках методом эпитаксии из металлорганических соединений и смонтированы по технологии флип-чип (без линз) в ЗАО „Светлана–Оптоэлектроника“. Размер светоизлучающей площади светодиода  $A$  составлял  $1.2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$  ( $300 \times 400 \mu\text{m}$ ). Максимальные значения  $\eta$  (без линз) составляли  $\sim 20$ –24%. С применением линз максимальные значения  $\eta$  достигали 30–35%, что соответствует современному мировому уровню.

Светодиодные структуры типа II представляли собой коммерческие светодиоды фирмы Cree. Размер светоизлучающей площади светодиодов составлял  $10^{-2} \text{ cm}^2$  ( $1 \times 1 \text{ mm}$ ). Максимальные значения  $\eta$  для этих светодиодов достигали 35–40%. Столь высокие значения  $\eta$  обязаны дизайну активной области с более узкими (2–3 nm) барьерами GaN, чем в светодиодах с традиционным дизайном активной области, а также оптимальному уровню легирования активного слоя кремнием [2].

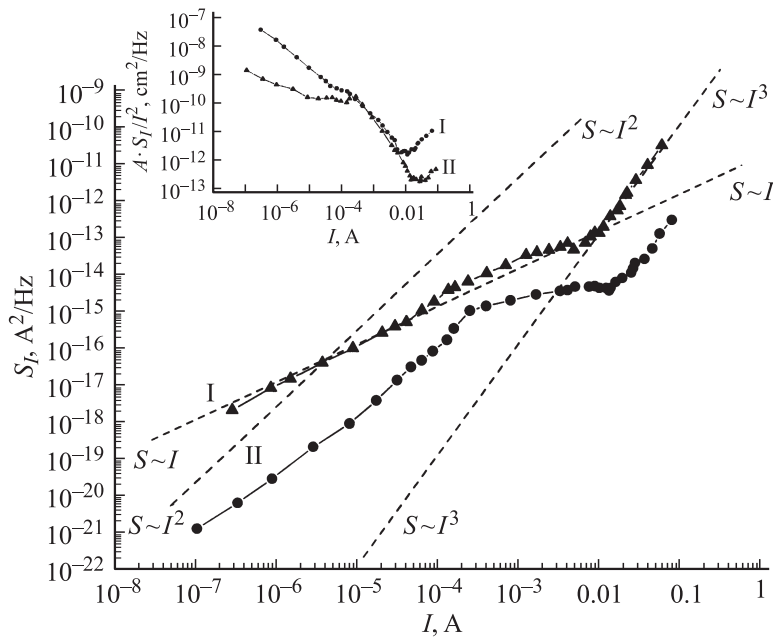
ВАХ диодов обоих типов представлены на рис. 1. Максимальным значениям тока на рис. 1 соответствует плотность тока  $j \sim 100 \text{ A/cm}^2$  для диодов обоих типов. Из рисунка видно, что в области малых плотностей токов ток („ток утечки“) в диодах типа I существенно, на несколько порядков больше, чем в диодах типа II. Известно, что токи утечки при малых смещениях определяются процессами туннельной безызлучательной рекомбинации, локализованной в системе протяженных дефектов, пронизывающих активную область светодиодов [3,4], и их величина во многом определяется степенью упорядоченности этой системы [5,6]. Таким образом, можно предположить, что материал диодов типа II структурно более совершенен, несмотря на близкие значения плотностей дислокаций, определенные методом рентгеновской дифрактометрии в структурах обоих типов. Значения „порогового тока“, отмеченные стрелками на рис. 1, определялись по минимальной интенсивности излучения, которая могла быть зарегистрирована, и



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики светодиодов обоих типов. Стрелками отмечены значения „порогового тока“  $I_{th}$ , равные  $3.51 \cdot 10^{-6}$  А для диодов типа I и  $1.66 \cdot 10^{-5}$  А для диодов типа II. На вставке показана зависимость квантовой эффективности  $\eta$  от плотности тока для диодов обоих типов при большой плотности тока.

соответствовали значению  $\eta \approx 10^{-3}$ . В области больших токов наблюдаемое на рис. 1 в логарифмическом масштабе „насыщение“ обусловлено падением приложенного напряжения на паразитных последовательных сопротивлениях светодиодов: контактов, подложки, буферного слоя, слаболегированных и компенсированных тонких „технологических“ слоев,  $p$ -слоя и т. д.

Зависимости  $\eta(j)$  с падением эффективности в области больших плотностей тока показанные на вставке, типичны для светодиодов на основе InGaN/GaN. Диоды типа II характеризуются относительно более медленным спадом вблизи максимума  $\eta$ . При  $j > 30$  А/см<sup>2</sup> зависимости  $\eta(j)$  практически параллельны. Во всей исследованной области токов  $I > I_{th}$  частотная зависимость спектральной плотности шума  $S_I$  в



**Рис. 2.** Зависимости спектральной плотности шума  $S_I(I)$  для диодов обоих типов. На вставке показаны токовые зависимости относительной спектральной плотности шума, нормированные на площадь диода  $A$ . Пунктирные линии показывают характерные зависимости  $S_I(I)$  от тока  $I$ .

измеренном диапазоне частот  $10\text{--}10\,000\text{ Hz}$  имела вид  $1/f$ . На рис. 2 показаны зависимости  $S_I(I)$  для диодов обоих типов, соответствующие частоте измерения  $f = 640\text{ Hz}$ . На вставке к рисунку показаны для той же частоты зависимости относительной спектральной плотности шума, нормированные на площадь диода  $A$  (шум обратно пропорционален площади диодов).

Зависимости  $S_I(I)$ , представленные на рис. 2, согласуются с соответствующими зависимостями для современных ультрафиолетовых LEDs, приведенных в работе [2]. В области малых токов  $I \ll I_{th}$  шум в диодах типа I следует закону  $S_I(I) \sim I$ , что свидетельствует о преобладании мономолекулярной безызлучательной рекомбинации при условии сла-

бого заполнения уровней, ответственных за шум  $1/f$  [2]. Как видно из рис. 2, не только абсолютные значения шума, но и нормированные на площадь относительные значения плотности шума для диода типа I значительно превышают соответствующие значения для диодов типа II. Таким образом, данные шумовых измерений свидетельствуют о том, что степень упорядоченности системы протяженных дефектов [5,6] в диодах типа I значительно хуже.

С ростом тока зависимость  $S_I(I)$  становится более пологой, и при токах  $10^{-4} \text{ A} \leq I \leq 10^{-2} \text{ A}$  шум довольно слабо зависит от тока. На зависимостях  $AS_I/I^2$  (вставка к рис. 2) этому участку соответствует падение относительной плотности шума в соответствии с законом  $S_I/I^2 \sim 1/I^2$ . На этом участке нормированные зависимости относительной спектральной плотности шума практически совпадают. В соответствии с анализом, приведенным в [2], этому участку токов соответствует преобладание излучательной бимолекулярной рекомбинации.

С дальнейшим ростом тока, при значениях плотностей тока  $\sim 5-10 \text{ A/cm}^2$ , соответствующих падению  $\eta$  (вставка к рис. 1), происходит нарастание плотности шума для обоих типов светодиодов, и зависимость  $S_I(I)$  близка к закону  $S_I \sim I^2$  („полочка“ на зависимости  $AS_I/I^2$ , показанной на вставке к рис. 2). Такой тип зависимости характерен для ситуации, когда шум обусловлен флуктуациями линейного сопротивления (контакты, подложка, буферные слои и т.д.). С дальнейшим ростом тока зависимость  $S_I(I)$  характеризуется зависимостью  $S_I \sim I^3$ . В [7] было показано, что зависимость  $S_I \sim I^3$  обусловлена появлением новых центров безызлучательной рекомбинации. Зависимость  $S_I \sim I^3$  неоднократно наблюдалась также при больших плотностях тока в металлах (см., например, обзор [8]), где связь такого типа зависимости с генерацией дефектов протекающим током установлена достаточно надежно.

Следует отметить два важных обстоятельства. Во-первых, в нашем случае образование новых дефектов является процессом обратимым, в отличие от случая деградировавших светодиодов [7], так как после возвращения в режим малых плотностей тока ВАХ и зависимости  $\eta(I)$  в исследуемых светодиодах полностью воспроизводятся. Во-вторых, полученные данные позволяют предположить, что падение  $\eta$  с ростом тока (вставка к рис. 1) вызвано усилением безызлучательной рекомбинации в результате образования новых центров. В пользу этого предположения свидетельствует также слабая зависимость  $\eta$  от тока:

$\eta \sim I^{-0.2}$ . Полученные данные ставят под сомнение механизм объемной Оже-рекомбинации, предложенный авторами [3,9] в качестве основной причины падения  $\eta$  при больших плотностях тока.

Полученные результаты показали целесообразность проведения исследований низкочастотного шума светодиодов при больших плотностях тока и подтвердили сомнения по поводу того, что объемная Оже-рекомбинация является основной причиной падения квантовой эффективности при больших плотностях тока. Кроме того, они показали, что канал локальной безызлучательной рекомбинации, связанный с системой протяженных дефектов может препятствовать развитию процесса излучательной рекомбинации, а значит приводить к снижению мощности излучения светодиодов.

Авторы выражают благодарность сотрудникам ЗАО „Светлана–Оптоэлектроника“ за предоставленные структуры и светодиоды.

Работа подержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 08-02-00010) и грантом президиума РАН „Новые материалы“ 9А32.

## Список литературы

- [1] Sayer S., Rumyantsev S.L., Shur M.S., Pala N., Bilenko Yu., Zhang J.P., Hu X., Lunev A., Deng J., Gaska R. // J. Appl. Phys. 2006. V. 100. P. 034504.
- [2] Chernyakov A.E., Sobolev M.M., Ratnikov V.V., Shmidt N.M., Yakimov E.B. // Superlattices and Microstructures. 2009. V. 45. P. 301.
- [3] Gardner N.G., Muller G.O., Shen Y.C., Watanabe S. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 243506.
- [4] Albrecht M., Schulz T., Weyher J., Lucznik B., Prystawko P. // Proceedings of the 8 International Workshop BIAMS. 2006. P. 28.
- [5] Shmidt N., Besyul'kin A., Dunaevsky M. et al. // J. Phys: Cond. Matter. 2002. V. 14. P. 13025.
- [6] Ankudinov A.V., Besyulkin A.I., Kolmakov A.G. et al. // Physica B. 2003. V. 340–342. P. 462.
- [7] Bychkhin S., Pogany D., Meneghesso G., Zanoni E. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 123714.
- [8] Жигальский Г.П. // УФН. 2003. Т. 173. В. 5. С. 465.
- [9] Shen Y.C., Muller G.O., Watanabe S., Gardner N.G., Krames M.R. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 141101.