

Проявление инжекционного механизма падения эффективности светодиодов на основе AlInGaN в температурной зависимости внешнего квантового выхода

© А.С. Павлюченко*[¶], И.В. Рожанский*, Д.А. Закгейм**+

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,

194021 Санкт-Петербург, Россия

+ ЗАО „Эпицентр“,

194156 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 января 2009 г. Принята к печати 22 января 2009 г.)

Работа посвящена исследованию механизма снижения внешней квантовой эффективности в светодиодных гетероструктурах на основе AlInGaN при высокой плотности тока накачки. Проведены исследования зависимости внешней квантовой эффективности от температуры для двух типов гетероструктур с активной областью, расположенной в n - и p -области гетероструктуры. Экспериментально установлено, что зависимости внешнего квантового выхода от температуры при больших плотностях токов накачки для этих двух типов гетероструктур носят различный характер. С помощью численного моделирования показано, что указанное различие обусловлено различной температурной зависимостью коэффициента инжекции носителей в активную область гетероструктур с активной областью n - и p -типа. Полученные данные свидетельствуют о ключевой роли инжекционного механизма в эффекте падения внешнего квантового выхода с ростом тока накачки.

PACS: 42.55.Px, 73.40.Kp, 73.63.Hs, 78.20.Bh, 78.67.De, 85.60.Jb

1. Введение

Мощные светодиоды на основе AlGaInN являются самыми перспективными устройствами для замены традиционных низкоэффективных источников белого света, таких как лампы накаливания и флуоресцентные лампы. Однако ключевой проблемой, осложняющей широкое внедрение этих светодиодов в осветительные устройства, остается значительное падение эффективности электролюминесценции (внешнего квантового выхода) при увеличении тока накачки. В современных коммерческих светодиодных структурах синего спектрального диапазона максимальное значение квантовой эффективности достигается, как правило, при плотности тока накачки $J \sim 1-10$ А/см². При увеличении плотности тока до величин $J \approx 500$ А/см² квантовая эффективность снижается более чем вдвое по сравнению с максимальным значением. Таким образом, при величине светового потока, необходимого для задач общего освещения, эффективность светодиодов оказывается невысокой.

Несмотря на то что проблема внешнего квантового выхода светодиодов на основе AlGaInN с ростом тока накачки инициирует большое число исследований, причина этого падения до сих пор не установлена однозначно. Падение наблюдается как в режиме постоянного тока, так и в импульсном режиме работы и поэтому не может объясняться нагревом активной области светодиода [1,2]. Как правило, типичная коммерческая светодиодная гетероструктура сине-фиолетового спектрального диапазона представляет собой $p-n$ -переход в GaN, с одной или несколькими квантовыми яма-

ми, размещенными в области пространственного заряда (ОПЗ) с n -стороны. Эти квантовые ямы представляют собой активную область светодиода, в них происходит излучательная рекомбинация электронов и дырок. В структурах с активной областью n -типа проводимости концентрация электронов в квантовых ямах превосходит концентрацию дырок и темп рекомбинации определяется инжекцией дырок из p -области. В p -области размещается токоограничивающий широкозонный слой на основе твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$ для подавления утечки электронов в p -область. В настоящее время наиболее вероятными причинами падения внешнего квантового выхода в структурах с активной областью n -типа при высокой плотности тока накачки считаются снижение эффективности инжекции носителей в активную область [3] и оже-рекомбинация [4]. Возможно, снижение квантового выхода обусловлено не одним, а несколькими эффектами. В работе [3] нами была предложена диффузионно-дрейфовая модель зарядового транспорта, описывающая экспериментальные зависимости эффективности электролюминесценции от тока накачки в светодиодных гетероструктурах на основе AlGaInN. При этом падение квантового выхода, наблюдаемое в численном эксперименте, оказалось связанным с уменьшением коэффициента инжекции, определяемого как ток рекомбинации в активной области, отнесенный к полному току, протекающему через гетероструктуру. В структурах с активной областью n -типа токоограничивающий слой на основе $Al_xGa_{1-x}N$ должен препятствовать проникновению электронов в p -область, где они рекомбинируют безызлучательно. Однако, как было показано в расчетах, встроенные пьезоэлектрические поля, характерные для гетероструктур на основе нитридов элементов III груп-

[¶] E-mail: alexey@school.ioffe.ru

пы, приводят в конечном итоге к появлению потенциального барьера, образуемого этим слоем, и, следовательно, к утечке электронов в p -область. В той же работе нами был предложен новый вариант светодиодной гетероструктуры, в котором квантовые ямы размещены со стороны p -области. В этом случае рекомбинацию в активной области определяет инжекция электронов (а не дырок), а токоограничивающий слой должен размещаться в n -области и препятствовать утечке дырок. Как было показано, в этом случае потенциальный барьер для дырок остается достаточно высоким и их утечки в n -область происходить не должно [3].

В настоящей работе проведены экспериментальные исследования и численный расчет зависимости внешнего квантового выхода от плотности тока накачки при различных температурах в структурах с активной областью n - и p -типа.

В структурах с активной областью n -типа зависимость внешнего квантового выхода от температуры при высокой плотности тока накачки оказывается немонотонной. В структурах с активной областью p -типа при понижении температуры квантовый выход монотонно растет во всем диапазоне токов накачки. Как будет показано, это различие объясняется тем же механизмом, что и снижение коэффициента инжекции при высокой плотности тока накачки.

2. Эксперимент и результаты

В работе исследовались температурные зависимости внешнего квантового выхода в светодиодных гетероструктурах с активной областью n - и p -типа. Исследованные светодиодные гетероструктуры были выращены методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений. На рис. 1 приведены схемы исследованных светодиодных гетероструктур. Обе гетероструктуры, с активной областью n -типа (рис. 1, *a*) и активной областью p -типа (рис. 1, *b*), представляют собой p - n -переход на основе нитрида галлия с активной областью и широкозонным токоограничивающим слоем. Активная область в обеих гетероструктурах содержит 5 нелегированных квантовых ям (MQW) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x \approx 0.12$) толщиной 2 нм, разделенных барьерами GaN. Широкозонный токоограничивающий барьер представляет собой слой $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ толщиной 25 нм. В гетероструктуре с активной областью n -типа активная область находится между слоями n -GaN и i -GaN, барьеры GaN между квантовыми ямами в активной области n -легированы, а широкозонный барьер расположен в p -области. В гетероструктуре с активной областью p -типа активная область находится между слоями p -GaN, барьеры GaN между квантовыми ямами не легированы, широкозонный барьер расположен в n -области.

Из этих гетероструктур были изготовлены светодиодные кристаллы размером 500×700 мкм с отражающим p -контактом по разработанной технологии [5].

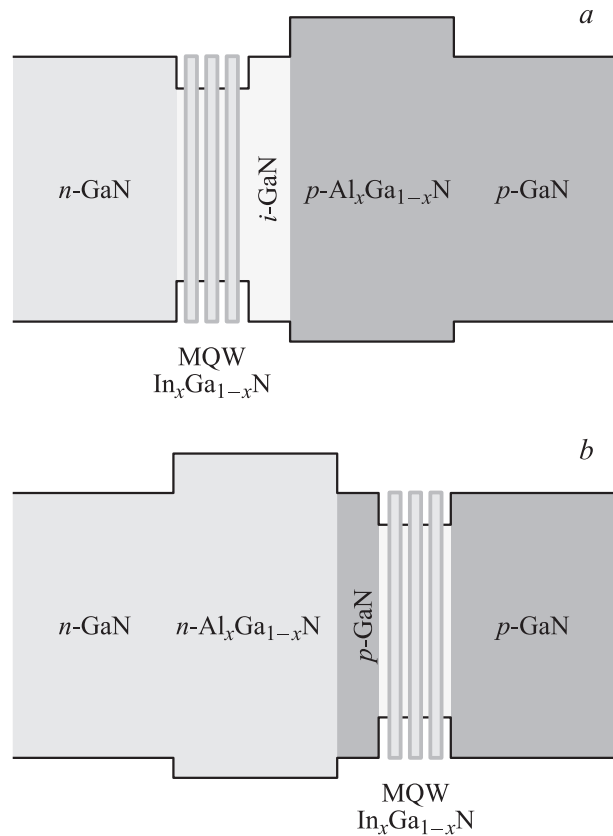


Рис. 1. Светодиодные гетероструктуры с активной областью n -типа (*a*) и с активной областью p -типа (*b*).

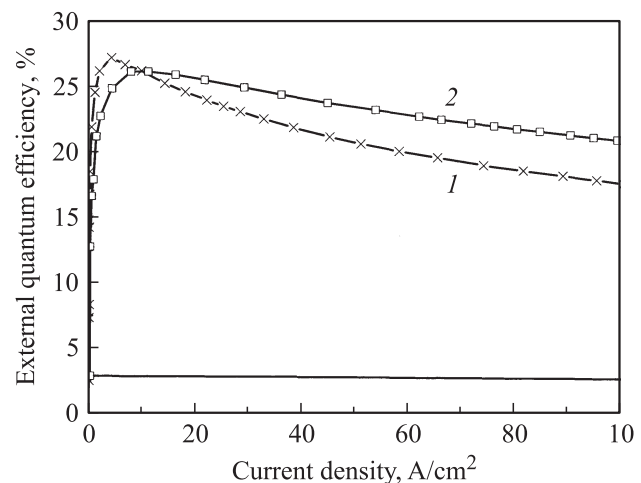


Рис. 2. Зависимости квантовой эффективности от плотности тока накачки при комнатной температуре в гетероструктурах с активной областью n -типа (1) и с активной областью p -типа (2).

Кристаллы были смонтированы в алюминиевые корпуса методом флип-чип. На рис. 2 представлены измеренные зависимости внешнего квантового выхода от плотности тока накачки готовых светодиодов.

Для исследования температурных зависимостей квантового выхода использовался криостат Janis 8027. Для

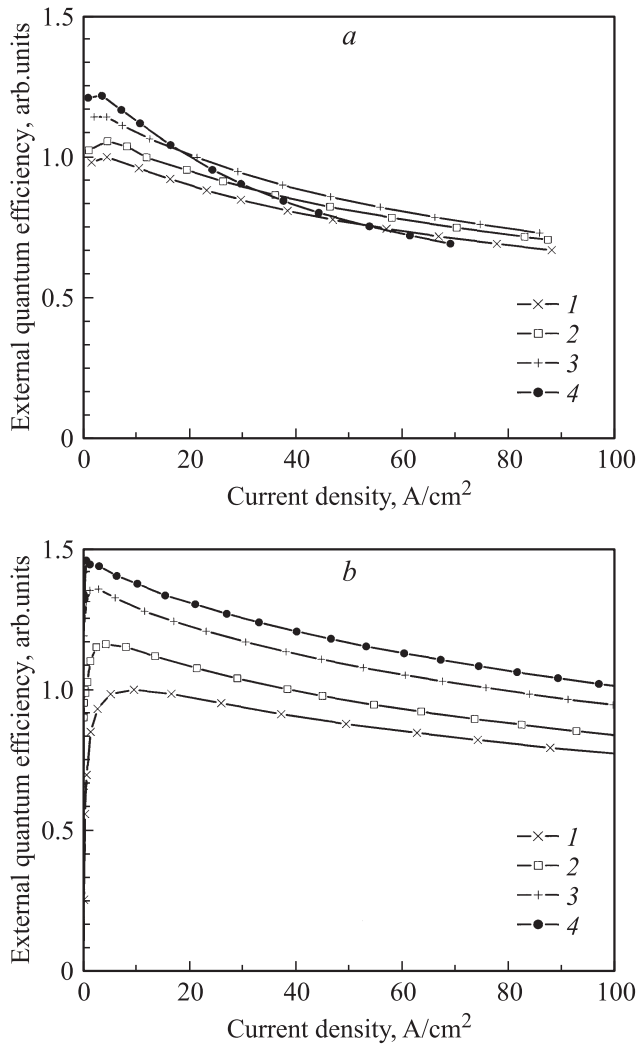


Рис. 3. Зависимости квантовой эффективности от плотности тока накачки в гетероструктурах с активной областью *n*-типа (*a*) и с активной областью *p*-типа (*b*) при $T = 300$ (1), 260 (2), 210 (3), 160 К (4).

исключения перегрева активной области измерения проводились в импульсном режиме, с длительностью импульса 100 мкс и частотой следования 1 Гц. Импульсные измерения проводились при помощи генератора Agilent 33220a с усилителем, для регистрации сигнала использовался осциллограф Tektronix TDS 3200.

Измерения зависимостей квантовой эффективности от величины тока накачки проведены в одном и том же диапазоне температур $T = 160\text{--}300$ К и плотностей токов $0\text{--}100$ А/см². Результаты измерений представлены на рис. 3. Видно, что в гетероструктуре с активной областью *n*-типа (рис. 3, *a*) при понижении температуры от 300 до 200 К (кривые 1–3) квантовая эффективность при фиксированной плотности тока накачки растет. При дальнейшем понижении температуры ниже 200 К рост продолжается только в области малых плотностей токов ($0\text{--}30$ А/см²), а при больших токах наблюдается умень-

шение квантовой эффективности с понижением температуры (кривая 4). В исследованной гетероструктуре с активной областью *p*-типа (рис. 3, *b*) при понижении температуры наблюдается монотонный рост внешней квантовой эффективности во всем измеряемом диапазоне токов.

3. Обсуждение

Внешний квантовый выход светодиода является произведением трех множителей [6]:

$$\eta = \eta_{\text{int}}\eta_{\text{inj}}\eta_{\text{extr}}, \quad (1)$$

где η_{int} — внутренний квантовый выход, η_{inj} — коэффициент инжекции, η_{extr} — эффективность вывода света. Параметр η_{extr} равен отношению числа фотонов, вышедших из светодиода, к числу фотонов, генерированных в активной области. От величины тока накачки и температуры этот коэффициент не зависит. Внутренний квантовый выход η_{int} отражает эффективность излучательной рекомбинации в активной области гетероструктуры и является отношением скорости излучательной рекомбинации к полной скорости рекомбинации (излучательной и безызлучательной) электронов и дырок в активной области. Темп безызлучательной рекомбинации увеличивается при увеличении температуры. Таким образом, η_{int} должен монотонно расти при уменьшении температуры. Коэффициент инжекции η_{inj} показывает, какая часть полного тока приходится на рекомбинацию в активной области (как излучательную, так и безызлучательную). Отличие η_{inj} от единицы означает наличие электронно-дырочной рекомбинации вне квантовых ям активной области. Именно такая ситуация возникает при утечке электронов в *p*-область. Хорошо известно, что в неполярных гетероструктурах (например, гетероструктурах на основе AlGaAs) такая утечка может быть эффективно блокирована широкозонным токоограничивающим слоем, размещаемым в *p*-области гетероструктуры. Однако в полярных структурах на основе нитридов III группы имеются спонтанная поляризация и пьезоэлектрические поля, которые приводят к искажению формы и высоты потенциального барьера, создаваемого токоограничивающим слоем. Так, в работе [3] на основе самосогласованного расчета, учитывающего наличие пьезоэлектрических полей и их частичную экранировку при протекании электрического тока, мы показали, что в гетероструктуре на основе GaN с активной областью *n*-типа и широкозонным слоем Al_xGa_{1-x}N ($x \approx 0.2$) барьер значительно искажается и практически не препятствует утечке электронов в *p*-область. По сути дела такая структура становится аналогичной *p*–*n*-гомопереходу с интенсивной излучательной рекомбинацией в активной области. В обычном полупроводниковом диоде без квантовых ям коэффициент инжекции носителей из эмиттера в базу не зависит от плотности тока при условии, что рекомбинация носителей в области пространственного

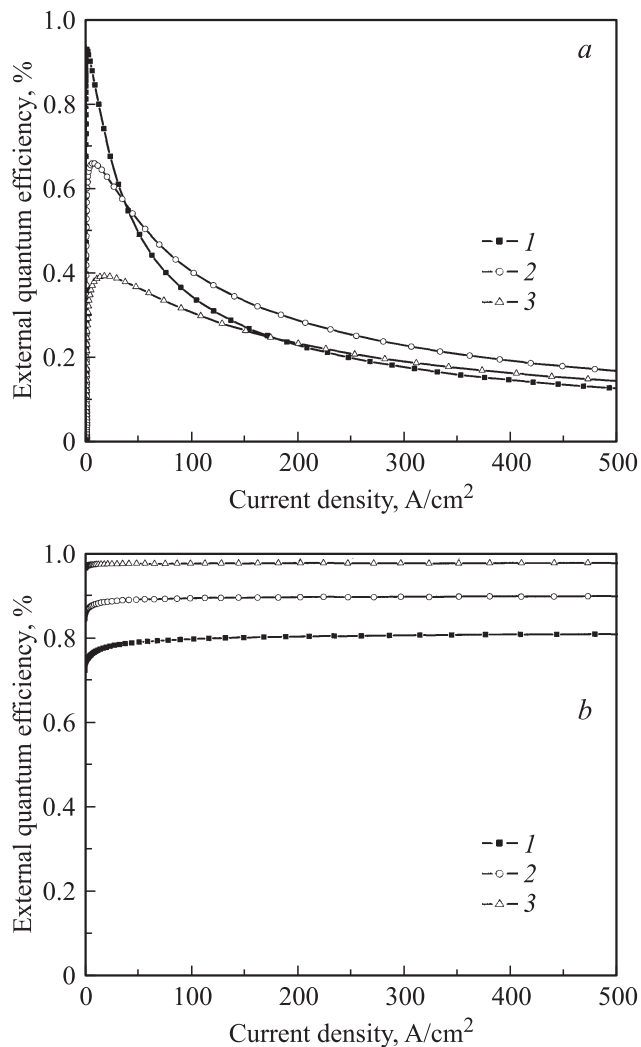


Рис. 4. Расчетные зависимости квантового выхода от плотности тока накачки для гетероструктур с активной областью *n*-типа (*a*) и с активной областью *p*-типа (*b*) при $T = 300$ (1), 280 (2), 250 К (3).

заряда мала. Для светодиодной гетероструктуры, однако, характерно расположение активной области как раз в области пространственного заряда (ОПЗ), и именно там и происходит основная доля рекомбинации носителей. В этом случае коэффициент инжекции существенно зависит от плотности тока. Действительно, если система квантовых ям расположена в *n*-области, то за снижение η_{inj} ответственны электроны, инжектированные в *p*-область. Концентрацию таких электронов на границе *p*-области пространственного заряда обозначим n_0 . Плотность диффузионного тока этих электронов есть $j_n = eDn_0/L$, где L — диффузионная длина электронов в *p*-области, $L = \sqrt{D\tau}$, D — коэффициент диффузии электронов, связанный с подвижностью (μ) электронов в *p*-области соотношением Эйнштейна $D = \mu kT/e$, τ — время жизни неосновных носителей в *p*-области, k — постоянная Больцмана. Таким образом, коэффи-

циент инжекции носителей в активную область есть

$$\eta_{inj} = 1 - \frac{j_n}{j} = 1 - \frac{\mu k T n_0 \sqrt{D}}{j \sqrt{\tau}}. \quad (2)$$

Полный ток (j) и концентрация неосновных электронов на границе ОПЗ (n_0) имеют одинаковую температурную зависимость, $j, n_0 \propto \exp(eU/kT)$, поэтому температурная зависимость коэффициента инжекции (2) определяется температурными зависимостями подвижности, $\mu(T)$, и времени жизни, $\tau(T)$. Температурная зависимость подвижности в *p*-GaN — слабая [7], но время жизни неосновных носителей в *p*-области экспоненциально растет при уменьшении температуры вслед за уменьшением равновесной концентрации дырок в *p*-области [8]. Таким образом, действительно следует ожидать снижения η_{inj} при уменьшении температуры. С другой стороны, понижение температуры снижает темп безызлучательной рекомбинации в активной области, что приводит к росту внутреннего квантового выхода.

На рис. 4 представлены расчетные зависимости внешнего квантового выхода от температуры для структур с активной областью *n*- и *p*-типа. Видно, что конкуренция температурной зависимости коэффициента инжекции и темпа безызлучательной рекомбинации в активной области для структур с активной областью *n*-типа действительно приводит к немонотонной зависимости внешнего квантового выхода от температуры в области больших токов накачки (рис. 4, *a*). Для структур с активной областью *p*-типа, напротив, монотонный рост квантового выхода при уменьшении температуры сохраняется во всем диапазоне плотностей тока накачки (рис. 4, *b*), поскольку в данном случае падения коэффициента инжекции из-за утечки носителей за токоограничивающий слой не происходит [3,9]. Расчет, однако, не описывает падение квантового выхода в гетероструктурах с активной областью *p*-типа при увеличении плотности тока. Это падение, по-видимому, связано с наличием других механизмов, помимо инжекционного.

4. Заключение

Таким образом, в работе проведено исследование температурных зависимостей внешней квантовой эффективности в нитридных светодиодных гетероструктурах с активной областью *n*- и *p*-типа. Экспериментально установлено, что внешняя квантовая эффективность в диапазоне малых плотностей тока накачки (менее 30 А/см²) монотонно растет при уменьшении температуры в обоих типах гетероструктур. Однако при большой плотности тока температурные зависимости внешнего квантового выхода для структур с активной областью *n*-типа и структур с активной областью *p*-типа качественно различаются. Так, в первом случае имеет место немонотонная температурная зависимость — внешний квантовый выход растет до температуры $T \approx 200$ К и падает при дальнейшем снижении температуры. Во втором случае

внешний квантовый выход монотонно растет с понижением температуры. В обоих типах гетероструктур рост квантовой эффективности при понижении температуры связан с уменьшением темпа безызлучательной рекомбинации в активной области и соответственно увеличением внутреннего квантового выхода. Показано, что падение внешнего квантового выхода при понижении температуры ниже 200 К, характерное только для структур с активной областью *n*-типа, связано с утечкой электронов в *p*-область гетероструктуры. Таким образом, полученные новые данные свидетельствуют о наличии такой утечки и подкрепляют гипотезу о том, что падение внешнего квантового выхода с ростом тока накачки в значительной степени обусловлено именно этим механизмом. Монотонная зависимость внешнего квантового выхода от температуры в гетероструктурах с активной областью *p*-типа свидетельствует о подавлении утечки дырок за токоограничивающий слой, что согласуется с результатами численного моделирования. Тем не менее в этих структурах наблюдается падение квантового выхода с ростом тока накачки, хотя и менее значительное, чем в гетероструктурах с активной областью *n*-типа. Это, по-видимому, может быть связано с наличием и других механизмов падения квантовой эффективности помимо утечки носителей за токоограничивающий слой.

Работа поддержана советом по грантам президента РФ (грант МК-8224.2006.2). Авторы благодарят Федеральное агентство по науке и инновациям за поддержку работы в рамках государственного контракта № 02.523.11.3008 от 15 августа 2007 г.

Список литературы

- [1] А.Л. Закгейм. Светодиоды и лазеры, **1–2**, 33 (2002).
- [2] X.A. Cao, S.F. LeBoeuf, M.P.D. Evelyn, S.D. Arthur, J. Kretchmer, C.H. Yan, Z.H. Yang. Appl. Phys. Lett., **84** (21), 4313 (2004).
- [3] И.В. Рожанский, Д.А. Закгейм. ФТП, **40** (7), 867 (2006).
- [4] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames. Appl. Phys. Lett., **91**, 141 101 (2007).
- [5] Д.А. Закгейм, И.П. Смирнова, И.В. Рожанский, С.А. Гуревич, М.М. Кулагина, Е.М. Аракчеева, Г.А. Онушкин, А.Л. Закгейм, Е.Д. Васильева, Г.В. Иткинсон. ФТП, **39** (7), 885 (2005).
- [6] A. Zakauskas, R. Gaska, M. Shur. *Introduction to Solid-State Lighting* (John Wiley & Sons Inc., 2002).
- [7] T.T. Mnatsakanov, M.E. Levinshtein, G.S. Simin, M.A. Khan. Sol. St. Electron., **47** (1), 111 (2003).
- [8] A. Nishikawa, K. Kumakura, Toshiki Makimoto. Appl. Phys. Lett., **91**, 133 514 (2007).
- [9] I.V. Rozhansky, D.A. Zakheim. Phys. Status Solidi A, **204** (1), 227 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

Manifestation of injection mechanism of the efficiency droop in the temperature dependence of external quantum efficiency in AlInGaN-based light-emitting diodes

A.S. Pavluchenko*[†], I.V. Rozhansky*, D.A. Zakheim*⁺

* Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
⁺ Epi-center,
194156 St. Petersburg, Russia

Abstract In this work we consider mechanism of the efficiency droop for AlInGaN-based light-emitting diode heterostructures at high pumping. The temperature dependence of external quantum efficiency has been studied for two types of heterostructures with an active region placed in *n*- and *p*-region respectively. It is shown experimentally that the temperature dependence of the external quantum efficiency at high pumping for the heterostructure with *n*-type active region qualitatively differs from that for the heterostructure with *p*-type active region. By means of numerical modeling, it is shown that the difference is subject to the unlike behavior of injection efficiency for the carriers into the active region for two types of heterostructure. The results obtained indicate the key role of injection mechanism in the effect of the efficiency droop at high pumping.