

Влияние уровня легирования кремнием и характера наноструктурной организации на падение с током внешней квантовой эффективности InGaN/GaN-светодиодов

© Б.Я. Бер, Е.В. Богданова, А.А. Грешнов[¶], А.Л. Закгейм, Д.Ю. Казанцев, А.П. Карташова, А.С. Павлюченко, А.Е. Черняков, Е.И. Шабунина, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов*

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

* Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 7 сентября 2010 г. Принята к печати 15 сентября 2010 г.)

Проведены комплексные исследования синих светодиодов на основе квантово-размерных InGaN/GaN-структур с внешней квантовой эффективностью η до 40%. Показано, что в общем случае характер зависимости эффективности от плотности тока j определяется конкуренцией вкладов в излучательную рекомбинацию локализованных и делокализованных носителей. Причем вклад последних возрастает по мере ухудшения характера организации наноматериала, повышения температуры и тока накачки, а также с уменьшением ширины обедненного слоя активной области (при нулевом смещении). Наиболее резкое падение эффективности относительно максимума (до 2 раз при $j \approx 50 \text{ A/cm}^2$) наблюдалось при сильном легировании n^+ -области (до 10^{19} cm^{-3}) и при возникновении компенсированных слоев в активной или p^+ -области. При $j > 50 \text{ A/cm}^2$ доминирует вклад делокализованных носителей и наблюдается единообразный характер зависимостей эффективности от тока, аппроксимируемый $\eta(j) \propto j^{-b}$, где $0.2 < b < 0.3$.

1. Введение

Хорошо известно, что характер зависимости внешней квантовой эффективности синих светодиодов на основе квантово-размерных InGaN/GaN-структур от плотности тока существенно отличается от такового для светодиодов на основе традиционных $\text{Al}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ [1,2]. Основное отличие — наличие максимума эффективности при плотностях тока меньше 10 A/cm^2 и последующее падение его значений, начиная с плотностей тока, на порядок меньших, чем у указанных светодиодов. Этот эффект является серьезным препятствием на пути создания твердотельного энергосберегающего освещения. Причины такого падения, несмотря на многолетние исследования, однозначно не установлены. Представляется, что во многом это связано с тем, что не выработано единой точки зрения на природу безызлучательной рекомбинации в этих материалах. В результате при анализе причин падения эффективности опираются на модели и представления, развитые для традиционных $\text{Al}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ материалов. Между тем имеющийся обширный экспериментальный материал свидетельствует о том, что структурные свойства нитридов III группы принципиально отличаются в силу особенностей роста [3,4]. Рост в неравновесных условиях с большими рассогласованиями постоянных решетки подложки и слоев (до 13%), а также необходимость выращивания зародышевого слоя порождает многообразие характера организации наноматериала светоизлучающих квантово-размерных InGaN/GaN-структур и сложность в исследовании их свойств [5,6]. В результате структурные свойства определяются не только высокой плотностью единичных дислокаций, но и неоднородным

распределением их скоплений, присутствием многочисленных дилатационных и дислокационных границ сращения доменов и блоков (т.е. системой протяженных дефектов). Незначительные изменения (менее 10%) температуры роста зародышевого слоя приводят не столько к изменению плотности единичных дислокаций, сколько к изменению плотности их скоплений и протяженности дилатационных и дислокационных границ [5]. Использование методов мультифрактального анализа позволило количественно охарактеризовать особенности организации наноматериала с помощью таких параметров, как уровень самоорганизации, степень упорядоченности (степень нарушения локальной симметрии) [7] и установить корреляцию структурных [5], транспортных [8] и светоизлучающих свойств [9] с этими параметрами, а не с плотностью единичных дислокаций. Кроме того, разными авторами было показано, что умеренное легирование кремнием как слоев, так и светоизлучающих структур улучшает характер организации наноматериала [10], подавляет флуктуации случайного потенциала [11], улучшает транспортные свойства [12] и увеличивает интенсивность фото- и электролюминесценции слоев и светоизлучающих структур [13,14]. Эти факторы определили цель работы, направленную на выяснение вклада характера организации наноматериала квантово-размерных InGaN/GaN-структур и уровня легирования кремнием в падение внешней квантовой эффективности при плотностях тока больше 10 A/cm^2 .

2. Образцы и эксперимент

В соответствии с поставленной целью в ЗАО „Светлана-Оптоэлектроника“ были выращены несколько пар-

[¶] E-mail: a_greshnov@hotmail.com

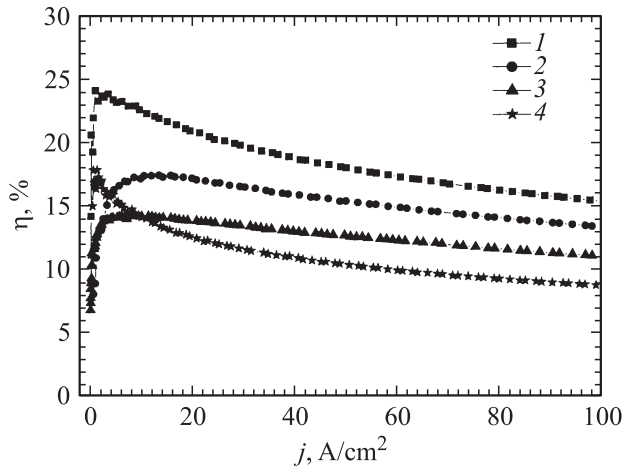


Рис. 1. Зависимости внешней квантовой эффективности от плотности инжекционного тока для светодиодов из нескольких партий с разным уровнем легирования n^+ -области, cm^{-3} : 1 — $2 \cdot 10^{18}$, 2 — $4 \cdot 10^{18}$, 3 — $6 \cdot 10^{18}$, 4 — 10^{19} .

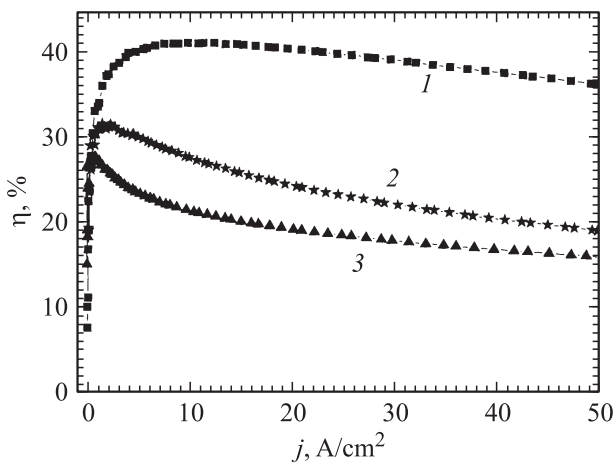


Рис. 2. Зависимость внешней квантовой эффективности от плотности тока коммерческих светодиодов: 1 — Cree; 2, 3 — Lumileds.

тий светоизлучающих квантово-размерных InGaN/GaN-структур на длину волны излучения 450–460 нм с различным характером организации наноматериала (и близкими уровнями легирования), а также 4 партии светоизлучающих структур с разным уровнем легирования кремнием, но близким характером наноструктурной организации. Активная область выращенных светоизлучающих структур состояла из 5 квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ шириной 3/7 нм, $x \approx 0.2$. Уровень легирования кремнием изготовленных светодиодных структур контролировался методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на IMS7f (САМЕСА, Франция), а концентрация носителей заряда — вольт-емкостными методами. Кроме того, были исследованы коммерческие светодиоды фирм Cree и Lumileds.

Зависимости внешней квантовой эффективности η от плотности инжекционного тока j светодиодов из четырех партий с разным уровнем легирования, но близким характером организации наноматериала ($\Delta_p = 0.330\text{--}0.340$) приведены на рис. 1 (определение эффективности проводилось на светодиодах, собранных без линз). Хотя падение эффективности наблюдалось для всех светодиодов, значения эффективности в максимуме и при больших токах ($\sim 100 \text{ A/cm}^2$) для светодиодов из разных партий значительно отличаются. Причем при токах, меньших 30–40 A/cm^2 , наблюдается большое разнообразие в характере зависимостей $\eta(j)$. В области $j > 50 \text{ A/cm}^2$ кривые имеют практически единообразный характер, где их можно с хорошей точностью аппроксимировать степенным законом $\eta(j) \propto j^{-b}$ ($0.2 < b < 0.3$). Для коммерческих светодиодов фирм Cree и Lumileds (рис. 2) наблюдается та же тенденция, что позволяет предполагать общую природу падения эффективности при плотностях тока больше 50 A/cm^2 . При меньших плотностях причины падения носят, по видимому, более частный характер. Наиболее сильное

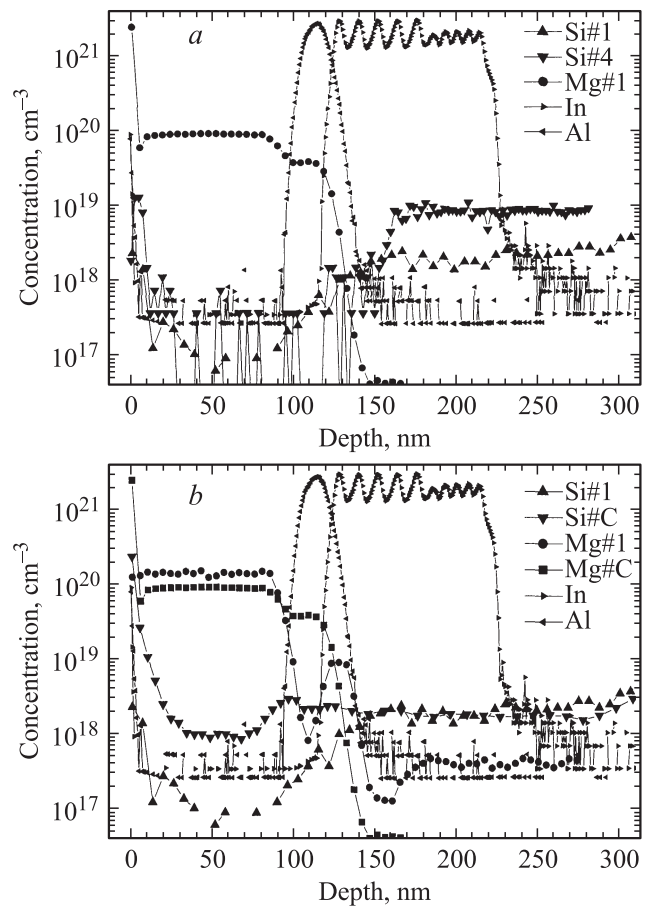


Рис. 3. Профили распределения компонент твердого раствора и легирующей примеси в светодиодах из разных партий: а — партия #1 (Si#1), партия #4 (Si#4); б — компенсация кремнием в p^+ -области (распределение Si#C), компенсация магнием в активной области (распределение Mg#C).

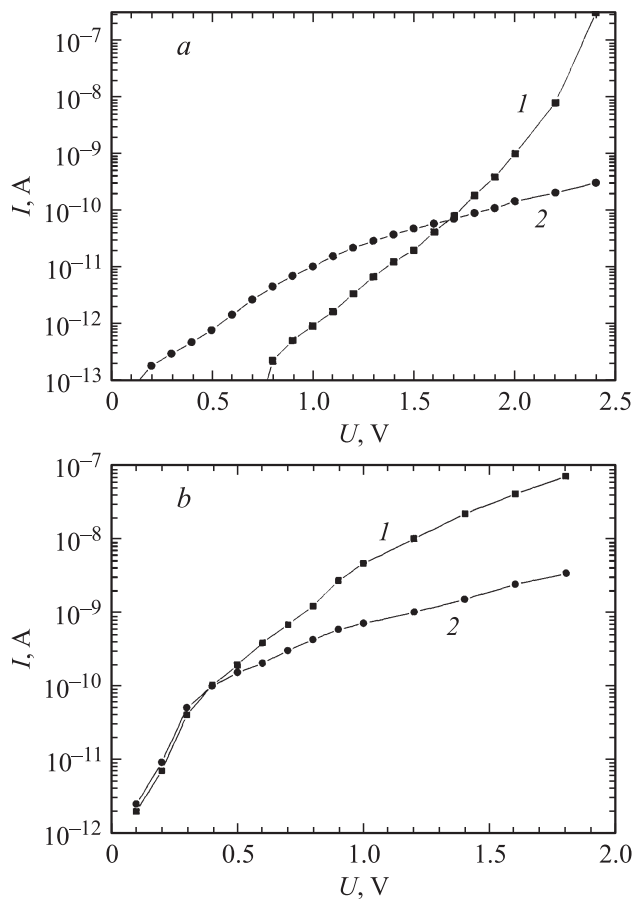


Рис. 4. ВАХ светодиодов с разным уровнем легирования n^+ -области: см^{-3} : $a - 10^{19}$, $b - 4 \cdot 10^{18}$ (1 — прямая ветвь, 2 — обратная ветвь).

падение эффективности, начиная с плотностей тока меньше 5 А/см^2 , наблюдалось на светодиодах партии #4, имеющих максимальный уровень легирования кремнием n^+ -области по сравнению со светодиодами остальных партий ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, кривая Si1 на рис. 3, a). Вольт-амперная характеристика (ВАХ) светодиодов партии #4 при смещениях меньше 1.5 В (рис. 4, a) также существенно отличается от ВАХ светодиодов остальных партий (рис. 4, b). Наблюдаемый характер ВАХ в области умеренных смещений ($U < 1.5 \text{ В}$) связан с туннельной безызлучательной рекомбинацией, происходящей с участием системы протяженных дефектов, пронизывающей активную область структуры. При этом сильная (экспоненциальная) зависимость тока от напряжения показывает, что протекание тока осуществляется посредством токопроводящих каналов (дислокаций и их скоплений), число (или мощность) которых экспоненциально возрастает со смещением, причем как в прямом, так и в обратном направлении. На светодиодах партии #4 наблюдалась инверсия прямой и обратной ветви ВАХ (рис. 4, a), что свидетельствует о выделенном направлении проводимости таких каналов, которая зависит от уровня легирования (ср. рис. 3, a и b), что в свою оче-

редь свидетельствует о сильном влиянии уровня легирования на электрические свойства системы протяженных дефектов. Инверсия прямой и обратной ветвей ВАХ наблюдалась также при образовании компенсированных слоев, возникающих из-за высокого фона неконтролируемых примесей: магния в активной области или кремния в p^+ -области. Присутствие этих областей выявляется на профилях распределения легирующих примесей магния и кремния, полученных методом ВИМС (кривые Mg#1 и Si#C на рис. 3, b). Хотя выявленные факторы встречаются на практике довольно часто, они не являются типичными для всех светодиодов и могут быть устранены оптимизацией уровня легирования и контролем уровня фоновых примесей в ростовых установках.

Из представленных на рис. 1 зависимостей $\eta(j)$ видно, что с изменением уровня легирования n^+ -области изменяется не только характер зависимости, но и соотношение значений эффективности в максимуме и при плотностях тока $j \approx 100 \text{ А/см}^2$. Причем рост значений эффективности при 100 А/см^2 коррелирует с уменьшением уровня легирования n^+ -области и прилегающих ям с 10^{19} см^{-3} до $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с условиями наблюдения эффективной излучательной рекомбинации в светодиодах на основе традиционных материалов $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ [13]. Ранее было выяснено [14,15], что значения эффективности в максимуме при $j < 10 \text{ А/см}^2$ определяются несколькими факторами: уровнем легирования активной области, который практически задает ширину слоя объемного заряда при нулевом смещении и количество ям, в которые осуществляется инжекция дырок и электронов, характером организации наноматериала и дизайном активной области. Из зависимостей, представленных на рис. 1, видно, что по мере уменьшения ширины слоя объемного заряда при нулевом смещении от 45 нм (светодиоды партии #1) до 19 нм (светодиоды партии #3) значение эффективности в максимуме уменьшается в 1.5 раза, что вызвано уменьшением числа ям в слое объемного заряда. Сравнительные исследования светодиодов, выращенных в близких режимах, с близким уровнем легирования кремнием активной области и n^+ -области и характером организации наноматериала, но разным числом ям в активной области, показали разницу в значениях эффективности в максимуме для светодиодов с 1 и 5 ямами в 1.6 раз, при этом значения эффективности при 100 А/см^2 практически совпадали. Сравнение эффективности светодиодов с разным числом ям, приведенное в [16], показало разницу в 30%. Это позволяет предполагать, что сужение барьеров GaN до $1-2 \text{ нм}$ должно облегчать размещение всех ям в обедненной области и приводить к увеличению эффективности в максимуме, что, как показано в работах [14,15], было реализовано в эффективных коммерческих светодиодах фирмы Cree. При комнатной температуре такая квантово-размерная структура ведет себя как одна широкая яма [15], что может приводить к ошибочному выводу о высокой эффективности структур с одиночной квантовой ямой.

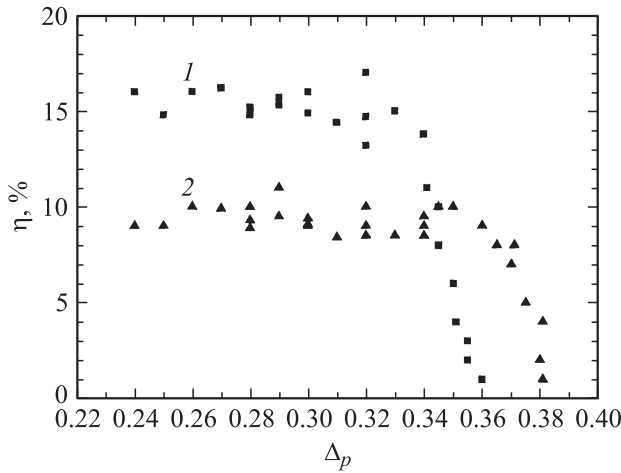


Рис. 5. Корреляция значений внешней квантовой эффективности со степенью упорядоченности наноматериала (степенью нарушения локальной симметрии Δ_p): 1 — при $j = 10 \text{ A/cm}^2$, 2 — при $j = 50 \text{ A/cm}^2$.

Значения эффективности светодиодов в максимуме, как уже отмечалось, также зависят от характера организации наноматериала. Результаты исследования эффективности светодиодов с 5 квантовыми ямами InGaN, сформированных на зародышевых слоях, выращенных в разных режимах и в результате имеющих разный характер организации наноматериала, количественно определен с помощью таких параметров, как уровень самоорганизации (D) и степень упорядоченности (Δ_p), представлены на рис. 5. Зависимости носят пороговый характер и раскрывают причины противоречивости результатов и выводов разных авторов о роли структурных дефектов в процессах рекомбинации. Отсутствие общепринятых методов характеристики сложных структур и многообразие форм существования этих материалов приводит к тому, что исследуются светоизлучающие структуры с отличающимся характером организации наноматериала. Следует отметить, что при малых плотностях тока влияние характера организации более сильное (рис. 5, кривая 1). Эти результаты позволяют предполагать [17,18], что максимум эффективности определяется переходом от излучательной рекомбинации локализованных носителей (при $j < 10 \text{ A/cm}^2$) к излучательной рекомбинации делокализованных носителей (при $j > 50 \text{ A/cm}^2$). При этом речь идет о локализации в латеральном направлении, вдоль оси роста носители предполагаются локализованными в обоих случаях.

Основаниями для предположения о возможности и значимости локализации носителей являются также многочисленные данные о пространственной неоднородности излучательной рекомбинации [19] и выявленные неоднородности по составу твердого раствора, с локальными областями, обогащенными индием, с латеральными размерами от единиц до сотен нанометров [20]. Кроме того, о возможности локализации носителей ряда

косвенно свидетельствуют и сами значения квантовой эффективности, достигающие десятков процентов. Для анализа роли локализации носителей в электролюминесценции InGaN-светодиодов были исследованы спектры электролюминесценции при низком (5 A/cm^2) и высоком (100 A/cm^2) уровнях инжекции (рис. 6) в диапазоне

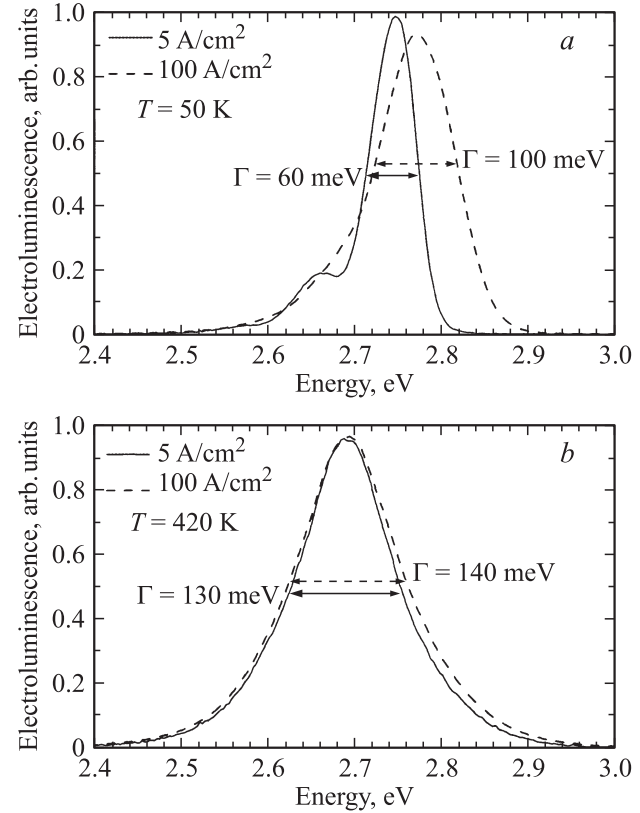


Рис. 6. Спектры электролюминесценции светодиодов при двух плотностях тока 5 и 100 A/cm^2 : *a* — при $T = 50 \text{ K}$, *b* — при $T = 420 \text{ K}$.

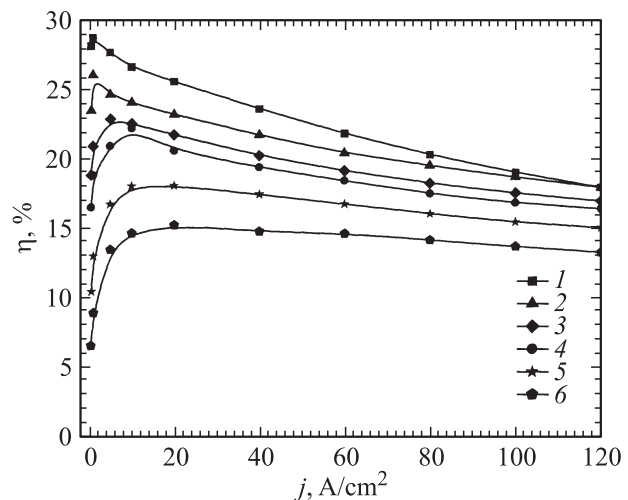


Рис. 7. Зависимости внешней квантовой эффективности светодиодов партии #1, T , К: 1 — 100, 2 — 200, 3 — 300, 4 — 340, 5 — 380, 6 — 420.

температур от 50 до 420 К, а также зависимости $\eta(j)$ в том же температурном диапазоне (рис. 7).

3. Обсуждение результатов

С теоретической точки зрения флуктуации состава твердого раствора могут быть описаны на языке случайного потенциала, по аналогии с электронными свойствами неупорядоченных [21], а также сильно легированных полупроводников [22]. С той разницей, что в данном случае флуктуирует ширина запрещенной зоны в целом, в результате чего местоположения локальных потенциальных ям для электронов и дырок совпадают. Кинетика неравновесного распределения электронов, инжектируемых в активную область, является вопросом нетривиальным и определяет во многом, на наш взгляд, конечный выход прибора. Как видно из графиков, представленных на рис. 6, увеличение инжекционного тока с 5 до 100 А/см² при температуре 420 К приводит к увеличению ширины линии электролюминесценции всего на 10 мэВ, в то время как общая ширина составляет 130–140 мэВ, т.е. существенно больше температурного размытия. Это означает, что распределение носителей по энергии, отражаемое в спектрах электролюминесценции, не является в строгом смысле квазиравновесным, т.е. инжектируемые носители рекомбинируют прежде, чем релаксируют до глобальных минимумов энергии. Причиной отсутствия глобального квазиравновесия в электронной и дырочной подсистемах (причем независимо от температуры) является наличие в системе наряду с коротковолновыми (локальными) флуктуациями также и длинноволновых (макроскопических), амплитуду которых можно оценить $\Gamma_{\text{макр}} \approx 60$ мэВ. Таким образом, можно предполагать следующую картину эволюции латерального распределения носителей. В первый момент времени носители инжектируются в активный слой (одну из квантовых ям InGaN) равномерно по всей площади структуры с одинаковыми энергиями (с точностью до кТ) независимо от значения локального флуктуационного потенциала. Затем происходит латеральный перенос и релаксация по энергии, в результате чего носители скатываются в локальные минимумы потенциала, если амплитуда таковых больше тепловой энергии (несколько кТ). Это позволяет оценить амплитуду коротковолновой составляющей случайного потенциала Γ_{loc} из температурных и токовых зависимостей эффективности, поскольку при температуре $kT > \Gamma_{\text{loc}}$ локализация должна быть подавлена. Соответственно на кривых зависимости эффективности от тока, представленных на рис. 7, переходу между режимом локализованных и делокализованных носителей при этом соответствует максимум эффективности. При температуре $T \approx 400$ К максимум эффективности фактически пропадает, что подтверждает предположение о конкуренции вкладов локализованных и делокализованных носителей в излучательную рекомбинацию, одновременно свидетельствуя о слабости

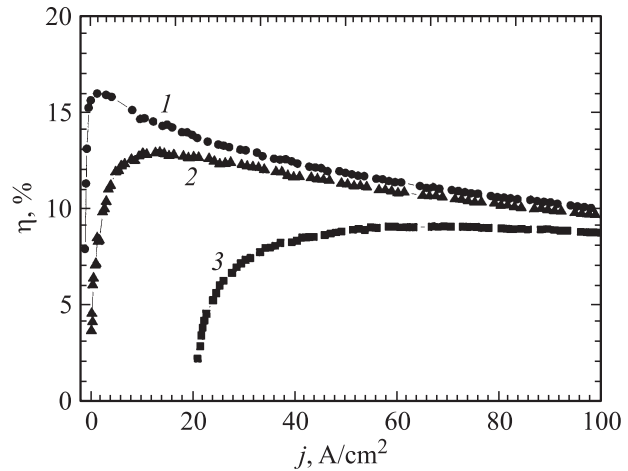


Рис. 8. Зависимость внешней квантовой эффективности от плотности тока для светодиодов с различным характером организации наноматериала: 1 — ($\Delta_p = 0.320$, $D = 1.5$); 2 — ($\Delta_p = 0.330$, $D = 1.6$); 3 — ($\Delta_p = 0.360$, $D = 1.9$). Увеличение значений Δ_p и D свидетельствует об ухудшении упорядоченности и уровня самоорганизации наноматериала, что сопровождается увеличением скоплений дислокаций и дислокационных стенок.

локализирующего потенциала, амплитуду которого можно оценить, исходя из температурных зависимостей, в $\Gamma_{\text{loc}} \approx 30$ мэВ.

Таким образом, характер зависимостей $\eta(I)$ определяется вкладом излучательной рекомбинации локализованных и делокализованных носителей. При этом максимальные значения эффективности при малых плотностях тока обусловлены излучательной рекомбинацией локализованных носителей, а с ростом температуры и плотности тока возрастает вклад делокализованных носителей. Такая же тенденция увеличения вклада делокализованных носителей наблюдается по мере ухудшения характера организации наноматериала, соответствующего увеличению значений мультифрактальных параметров Δ_p и D , отражающих нарушение локальной симметрии (степени упорядоченности) и уровня самоорганизации наноматериала (рис. 8). Для светодиодов с плохой организацией наноматериала, характеризующейся большим количеством дислокационных стенок и скоплениями дислокаций, максимум эффективности светодиодов при малых плотностях тока практически отсутствует, а излучательная рекомбинация начинается при значениях тока, существенно больших, чем для светодиодов с хорошей наноструктурной организацией (рис. 8, кривая 3). При этом более сильное влияние характера организации наноматериала на эффективность при малых токах, чем при больших, может быть объяснено корреляцией в расположении центров локализации носителей (скопления индия) и дефектной структурой материалов. Иными словами, рассогласование постоянных решетки между областями, насыщенными индием, и средним составом материала активного слоя приводит к

образованию скоплений дислокаций и дислокационных стенок, размеры которых близки к размерам областей локализации носителей. Это и губит излучательную рекомбинацию локализованных носителей в светодиодах с плохой наноструктурной организацией. Влияние характера наноструктурной организации на делокализованные носители (т.е. эффективности при $j > 50 \text{ А/см}^2$) более слабое, т.к. на них оказывает влияние усредненная картина дефектной структуры материала.

4. Заключение

Проведенные исследования показали, что характер зависимости внешней квантовой эффективности от плотности тока определяется конкуренцией вкладов в излучательную рекомбинацию локализованных и делокализованных носителей. Вклад последних возрастает по мере увеличения температуры, концентрации неравновесных носителей и ухудшения характера организации наноматериала и, как правило, становится основным при плотностях тока больше 50 А/см^2 . Снижение уровня легирования n^+ -области с 10^{19} см^{-3} до $(1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ позволяет повысить значения эффективности при этих плотностях тока в 2 раза. Наблюдается единообразный характер падения эффективности при плотностях тока больше 50 А/см^2 , аппроксимируемый зависимостью $\eta(j) \propto j^{-b}$ (где $0.2 < b < 0.3$), что указывает на общую природу этого явления и нуждается в дальнейших исследованиях. Максимум внешней квантовой эффективности при плотностях тока меньше 10 А/см^2 определяется излучательной рекомбинацией локализованных носителей. Необходимым условием его существования в условиях комнатной температуры является обеспечение характера наноструктурной организации, соответствующей степени упорядоченности $\Delta_p < 0.345$ (уменьшение значений Δ_p свидетельствует об уменьшении скоплений дислокаций и протяженности дислокационных стенок). Результаты исследований по легированию кремнием светоизлучающих структур с таким характером организации наноматериала позволили выяснить, что для увеличения значений эффективности до 25–35% (без линз) в этом диапазоне плотностей тока необходимо уменьшить ширину барьеров GaN до нескольких нанометров, увеличить ширину слоя объемного заряда в активной области до 50–100 нм. Наблюдаемое при $j < 50 \text{ А/см}^2$ многообразие зависимостей $\eta(j)$ определяется особенностями конкретных структур, в первую очередь уровнем легирования и характером структурной организации наноматериала. Отсутствие максимума эффективности при $j < 50 \text{ А/см}^2$ наблюдается на структурах с плохой организацией наноматериала ($\Delta_p > 0.345$), а также на структурах с хорошей организацией наноматериала ($\Delta_p < 0.345$), но со слоем объемного заряда в активной области меньше 20 нм. Значительные падения (в 2 раза относительно максимума) внешней квантовой эффективности в этом диапазоне плотностей тока могут

быть вызваны следующими причинами, приводящими к асимметрии потоков электронов и дырок в активную область: высокий уровень легирования n^+ -области ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) или образование компенсированных областей в p^+ -области или в активной области, из-за высокой фоновой концентрации кремния или магния в ростовой системе. Все перечисленные причины не являются принципиальными и могут быть практически устранены, в результате чего падение эффективности в этом диапазоне плотностей тока может быть существенно снижено.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ-08-02-01337 и МК-1755.2009.2; президиума РАН „Новые материалы“ 9А28.

Список литературы

- [1] N.F. Gardner, G.O. Muller, Y.C. Shen, G. Chen, S. Watanabe, W. Gotz, M.R. Krames. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 243 506 (2007).
- [2] F. Degave, P. Ruterana, G. Nouet, C.C. Kim. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **169**, 281 (2001).
- [3] R. Chierchia, S. Figge, H. Heinke, D. Hommel. *Phys. Status Solidi B*, **228**, 403 (2001).
- [4] N.M. Shmidt, G. Aliev, A.N. Besyul'kin, J. Davies, M.S. Dunaevsky, A.G. Kolmakov, A.V. Loskutov, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.S. Usikov, D. Wolverson, E.E. Zavarin. *Phys. Status Solidi C*, **0**, 558 (2002).
- [5] A.V. Ankudinov, A.I. Besyulkin, A.G. Kolmakov, W.V. Lundin, V.V. Ratnikov, A.A. Sitnikova, A.N. Titkov, A.S. Usikov, E.B. Yakimov, E.E. Zavarin, R.V. Zolotareva, N.M. Shmidt. *Physica B*, **340–342**, 462 (2003).
- [6] Ю.Г. Шпретер, Ю.Т. Ребане, В.А. Зыков, В.Г. Сидоров. *Широкозонные полупроводники* (СПб., Наука, 2001) с. 124.
- [7] N.M. Shmidt, V.V. Emtsev, A.G. Kolmakov, A.G. Kryzhanovskiy, W.V. Lundin, D.S. Poloskin, V.V. Ratnikov, A.N. Titkov, E.E. Zavarin. *Nanotechnology*, **12**, 471 (2001).
- [8] A.I. Besyulkin, A.P. Kartashova, A.G. Kolmakov, W.V. Lundin, N.M. Shmidt, M.M. Mezdrogina, A.V. Sakharov, A.A. Sitnikova, A.L. Zakgeim, E.E. Zavarin, R.V. Zolotareva, N.M. Shmidt. *Phys. Status Solidi C*, **2**, 837 (2005).
- [9] N.M. Shmidt, A.G. Kolmakov, M.S. Dunaevsky, V.V. Emtsev, A.S. Kryzhanovskiy, W.V. Lundin, D.S. Poloskin, V.V. Ratnikov, A.N. Titkov, A.S. Usikov, E.E. Zavarin. *Inst. Phys. Conf.*, **169**, 341 (2001).
- [10] S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, E.R. Weber, I. Akasaki. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 990 (1996).
- [11] In-Hwan Lee, J.J. Lee, P. Kung, M. Razeghi. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 102 (1999).
- [12] С.С. Мамакин, А.Э. Юнович, А.Б. Ваттана, Ф.И. Маняхин. *ФТП*, **37**, 1131 (2003).
- [13] Ф.Е. Шуберт. *Светодиоды* (М., Физматлит, 2008) с. 620.
- [14] Н.М. Шмидт, М.Г. Агапов, Е.В. Богданова, А.А. Грешнов, А.Л. Закгейм, Д.А. Лавринович, В.В. Ратников, А.Е. Черняков, Е.Б. Якимов. Тез. докл. 6-й Всеросс. конф. „Нитриды галлия, индия и алюминия — структуры и приборы“ (СПб., Россия, 2008) с. 113.
- [15] A.E. Chernyakov, M.M. Sobolev, V.V. Ratnikov, N.M. Shmidt, E.B. Yakimov. *Superlat. Microstruct.*, **45**, 301 (2009).

- [16] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 141 101 (2007).
- [17] В.В. Волков, А.Л. Закгейм. *Электроника: Наука, Технология, Бизнес*, **3**, 106 (1999).
- [18] K. Kazlauskas, G. Tamulaitis, A. Zukauskas, M.A. Khan, J.W. Yang, J. Zhang, G. Simin, M.S. Shur, R. Gaska. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3722 (2003).
- [19] V. Potin, A. Rousenauer, D. Gerthsen, B. Kuhn, F. Scholz. *Phys. Status Solidi B*, **234**, 947 (2002).
- [20] F. Bertram, S. Srinivasan, L. Geng, F.A. Ponce. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3524 (2002).
- [21] С.Д. Барановский, Б.И. Шкловский. *ФТП*, **23**, 146 (1989).
- [22] А.П. Леванюк, В.В. Осипов. *УФН*, **133**, 427 (1981).

Редактор Л.В. Беляков

Influence of silicon doping and nanostructural arrangement on droop of the external quantum efficiency of InGaN/GaN light emitting diodes with current

*B.Ya. Ber, E.V. Bogdanova, A.A. Greshnov, A.L. Zakgeim, D.Yu Kazanzev, A.P. Kartashova, A.S. Pavluchenko, A.E. Chernyakov, E.I. Shabunina, N.M. Shmidt, E.B. Yakimov**

Ioffe Physicotechnical Institute,
Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg. Russia

* Institute of Microelectronics Technology
and High Purity Materials,
142432 Chernogolovka, Russia

Abstract Complex studies of blue light emitting diodes based on InGaN size-quantization structures with the external quantum efficiency η up to 40% have been performed. It is shown that the behaviour of the efficiency as a function of current j is determined by competition of the two contributions to radiative recombination coming from the localized and delocalized carriers. The latter contribution increases with worsening of the nanostructural arrangement, rising temperature, injection current and decrease of the depletion layer width of active region (at zero bias). The sharpest droop of the efficiency compared to its peak value (about 2 times at $j \approx 50 \text{ A/cm}^2$) was observed on light emitting diodes with high doped n^+ layer (up to 10^{19} cm^{-3}) and under compensation of active layer or p^+ layer. At $j > 50 \text{ A/cm}^2$ contribution of the delocalized carriers prevails and the efficiency-current curves behave similar to $\eta(j) \propto j^{-b}$ with $0.2 < b < 0.3$.