

Зависимость параметров спектра излучения InGaN/GaN-светодиода от величины инжекционного тока

© А.В. Иго, Л.Н. Вострецова, В.А. Рибенек

Ульяновский государственный университет,
432063 Ульяновск, Россия

E-mail: igoalexander@mail.ru

Поступила в Редакцию 23 декабря 2024 г.

В окончательной редакции 9 марта 2025 г.

Принята к публикации 17 апреля 2025 г.

Проведены измерения спектров излучения InGaN/GaN-светодиодов с квантовыми ямами для токов инжекции от 1 мкА до 55 мА. Проведен анализ зависимости параметров спектра излучения от величины тока с применением модели, когда процесс инжекции электронов в область квантовой ямы рассматривался как неравновесный стационарный процесс. Моделированием определено, что уменьшение квантового выхода при больших токах связано с уменьшением времени жизни носителей тока за счет увеличения температуры в области p – n -перехода за счет джоулева тепла. Температура в области p – n -перехода была оценена по ширине спектра излучения моделированием вольт-амперной характеристики, по наклону коротковолнового крыла спектра излучения и измерением спектров люминесценции ионов Cr^{3+} сапфировой подложки. При температуре окружающей среды 23 °С при пропускании тока 55 мА температура в области квантовой ямы оценена равной 97 °С, в области p – n -перехода — 60 °С, сапфировой подложки — 45 °С. Моделированием показано, что измерением зависимости сдвига максимума спектра излучения от величины тока можно определить важнейшие параметры InGaN/GaN-структуры с квантовыми ямами.

Ключевые слова: InGaN/GaN, структуры с квантовой ямой, эффективность излучения, моделирование спектра.

DOI: 10.61011/FTP.2025.01.60497.7485

1. Введение

Технологический прогресс в области эпитаксиального выращивания гетероструктур на основе GaN сделал светодиоды и лазеры на основе системы InGaN/GaN широко используемыми источниками света [1]. Важнейшим параметром светоизлучающих приборов является квантовый выход, характеризующий процесс преобразования электрической энергии в свет. Исследования показывают, что с увеличением плотности тока квантовый выход InGaN/GaN-светодиодов снижается. Основные представления о статистике и рекомбинации инжектированных носителей в светодиодах InGaN/GaN с квантово-размерной активной областью были установлены в рамках диффузионно-дрейфовой и ABC-моделей и описаны в многочисленных работах, например [2].

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что снижение квантового выхода при росте плотности тока возникает за счет нагрева p – n -перехода, падения инжекции, делокализации носителей заряда и оже-рекомбинации [3–7].

Моделирование излучательной способности и спектра излучения является важным методом исследования. Моделирование проводится с целью сопоставления теоретических моделей с параметрами спектра, наблюдаемого в эксперименте, таких как интенсивность, ширина спектральной линии, энергия положения максимума спектральной линии. В частности, целью моделирования является сопоставление параметров теоретических мо-

делей, имеющих ясный физический смысл, с параметрами измеряемых в эксперименте спектров излучения. Хорошее согласование с экспериментом получено при использовании теоретической модели, содержащей 4 и более параметров [8–10].

Исследование зависимости интенсивности излучения и других параметров спектров излучения от величины инжекционного тока является важным экспериментом, одной из целей которого является определение зависимости излучательной способности и сопоставление ее с параметрами теоретических моделей.

Учет многочисленных факторов, влияющих на снижение квантового выхода при росте плотности тока, приводит к усложнению модели и необходимости вводить дополнительные параметры. В частности, использование модели функции плотности состояний, учитывающей флуктуации потенциала кристаллического поля в [8,9], значительно улучшает согласие модели с экспериментом.

Цель данной работы заключается в изучении влияния уровня инжекции на спектры излучения InGaN/GaN-светодиода и сопоставлении параметров спектров излучения с теоретической моделью.

2. Образцы для исследования и результаты измерений

В эксперименте проводились измерения спектров излучения бескорпусных светодиодов синего свечения

(Taiwan Oasis Technology Co., Ltd) с 5 квантовыми ямами (КЯ) на основе твердого раствора InGaN. Слои GaN выращены на сапфировой подложке (0001) с использованием системы металлоорганического химического осаждения из паровой фазы (МОСVD). Структура светодиода InGaN/GaN состоит из буферного слоя GaN, выращенного при низкой температуре, слоя GaN *n*-типа, активной области КЯ InGaN/GaN и слоя GaN *p*-типа. Оксид индия-олова (ИТО) нанесен на слой GaN *p*-типа с образованием прозрачного проводящего слоя.

Спектры измерялись с помощью модернизированного монохроматора МСД-2 и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-100. Спектральная ширина щели монохроматора в эксперименте составляла 0.1 нм. Для измерений температурных зависимостей параметров спектра светодиод помещался в термостат, температура в термостате поддерживалась с точностью 0.1 °С с помощью терморегулятора ТРМ-01. Для сбора излучения от светодиода к монохроматору использовался гибкий световод.

В эксперименте измерения проводились при задании стабилизированного тока в диапазоне от 1 мкА до 55 мА, что соответствовало плотностям тока от $2.5 \cdot 10^{-4}$ А/см² до 13.8 А/см². Площадь кристалла светодиода составляет 0.4 мм². Всего исследовалось 5 светодиодов из одной партии. Все результаты измерения совпадали. На рис. 1 для примера приведен спектр излучения светодиода при токе 30 мкА. Измеренные спектры анализировались с помощью программы Origin 8 для определения параметров спектральных линий. Для каждого спектра определялись положение максимума $\epsilon_{\max}$ и ширина спектральной линии на половине высоты $\Delta\Gamma$. Интенсивность излучения определялась как площадь под спектральным контуром.

Зависимости определенных параметров спектра от величины инжекционного тока приведены на рис. 2 и 3. Измерения показывают, что при увеличении тока через

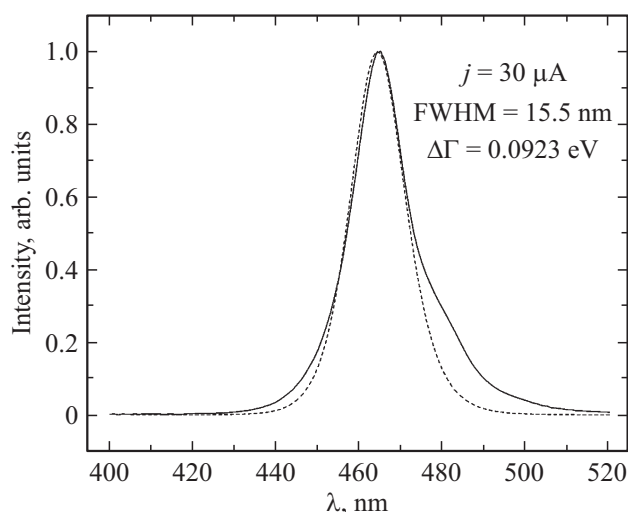


Рис. 1. Спектр излучения светодиода при токе 30 мкА, $T = 23^\circ\text{C}$ (сплошная линия). График функции (8) для температуры 23°C (пунктирная линия). Ширина спектральной линии — 0.0923 эВ.

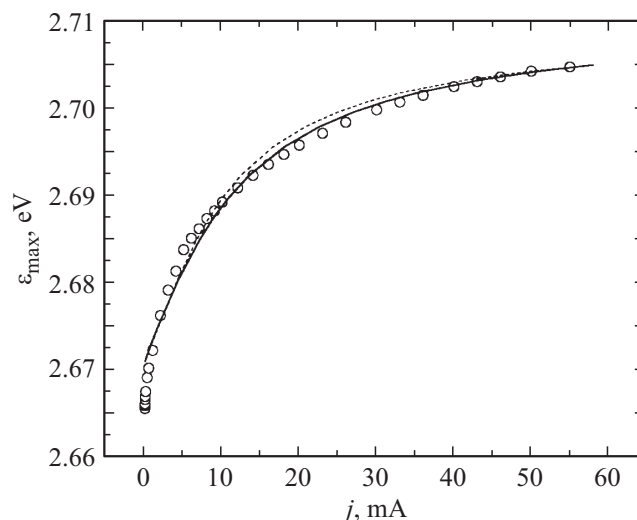


Рис. 2. Зависимость энергии максимума спектра излучения от тока: точки — эксперимент, сплошная и пунктирная линии — расчет по (6).

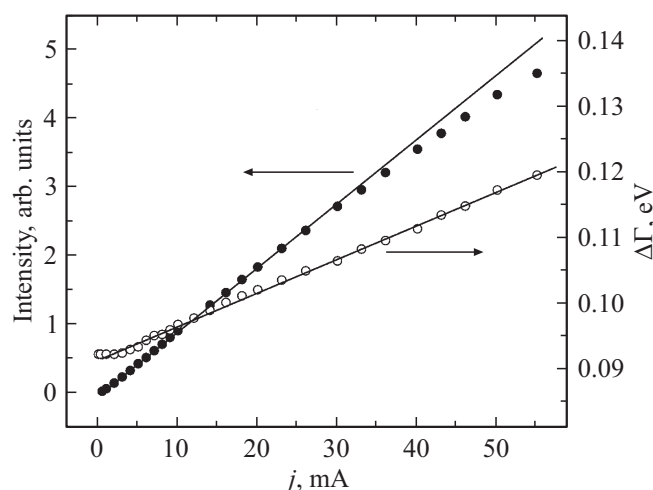


Рис. 3. Зависимость параметров спектра излучения от тока: интенсивность (сплошны кружки), ширина спектральной линии (пустые кружки). Прямые линии проведены для наглядности.

светодиод наблюдается увеличение интенсивности излучения, сдвиг максимума спектра излучения в область меньших длин волн (больших энергий) и увеличение ширины спектральной линии.

3. Моделирование параметров спектра излучения светодиода

3.1. Сдвиг максимума спектра излучения

В общем случае интенсивность излучения связана с концентрацией инжектированных электронов соотношениями, описываемыми АВС-моделью [5]. Рассмотрим

упрощенную модельную ситуацию, когда электроны инжектируются в область, где основными носителями заряда являются дырки (p -область), в этом случае интенсивность излучения I ограничивается числом инжектированных электронов n' :

$$I = \alpha n'. \quad (1)$$

Здесь α — коэффициент. Число носителей в зоне может быть представлено с использованием функции распределения электронов в зоне по энергиям $f(\varepsilon)$ и функции плотности состояний $g(\varepsilon)$:

$$n = \int f(\varepsilon)g(\varepsilon)d\varepsilon. \quad (2)$$

Инжекция и движение электронов в зоне проводимости под действием постоянного электрического поля могут быть рассмотрены как неравновесный стационарный процесс. В таком подходе функция распределения электронов в зоне может быть представлена как сумма равновесной функции и неравновесной добавки [11]:

$$f(\varepsilon) = f_0(\varepsilon) + f_1(\varepsilon) = f_0(\varepsilon) + \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \Delta\varepsilon, \quad (3)$$

$$f_0(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}\right)}.$$

Функция $f_0(\varepsilon)$ — равновесная функция Ферми–Дирака и ε_F — равновесная энергия Ферми, $f_1(\varepsilon)$ — неравновесная добавка, в линейном приближении пропорциональная величине $\Delta\varepsilon$ — дополнительной энергии электрона в зоне, которую он получает в результате движения под действием внешнего поля, приложенного к диоду.

Число инжектированных в зону проводимости электронов n' и инжекционный ток будут определяться неравновесной добавкой функции распределения:

$$n' = \int f_1(\varepsilon)g(\varepsilon)d\varepsilon, \quad j = e \int v(\varepsilon)f_1(\varepsilon)g(\varepsilon)d\varepsilon. \quad (4)$$

Закон дисперсии электронов в зоне проводимости $\varepsilon(v)$ для конкретного полупроводника известен, по нему могут быть определены скорость и плотность состояний в зоне: $v(\varepsilon)$, $g(\varepsilon)$. Вычисление интегралов (4) с учетом (3) приводит к простой, линейной зависимости числа носителей и тока от величины $\Delta\varepsilon$

$$j = \beta \Delta\varepsilon, \quad n' = \gamma \Delta\varepsilon. \quad (5)$$

Соотношение (1) с учетом (5) выражается в том, что модельная интенсивность излучения линейно зависит от величины инжекционного тока. В эксперименте интенсивность излучения близка к линейной зависимости в достаточно широком интервале значений токов (рис. 3).

Спектр излучения диода $w(\varepsilon)$ зависит от распределения по энергиям и плотности состояний электронов и дырок в зонах. Учитывая тот факт, что электроны

инжектируются в область, где основными носителями заряда являются дырки (p -область), а сами они являются неосновными носителями в этой области, то интенсивность излучения ограничивается количеством инжектированных электронов, и спектр излучения будет зависеть от распределения по энергиям только электронов, т.е. от подынтегральной функции уравнения (2), а положение максимума спектра $\varepsilon_{\max}$ можно найти из уравнения

$$w(\varepsilon) = f(\varepsilon)g(\varepsilon), \quad \frac{\partial w(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} = 0. \quad (6)$$

Пространственное ограничение электрона по координате (квантовая яма) приводит к известному видоизменению спектра и плотности разрешенных состояний электрона в зоне проводимости. В случае идеальной квантовой ямы плотность состояний может быть представлена как сумма:

$$g(\varepsilon) = G \sum_i Q(\varepsilon - \varepsilon_i).$$

$Q(x)$ — функция Хэвисайда, ε_i — уровни энергии квантовой ямы. Для невысоких уровней инжекции достаточно использовать один уровень ε_1 , и плотность состояний описывается ступенькой:

$$g(\varepsilon) = \begin{cases} G, & \varepsilon > \varepsilon_1, \\ 0, & \varepsilon < \varepsilon_1. \end{cases}$$

В реальных системах неравномерность состава материала и толщины слоев приводит к разбросу значений уровня ε_1 в объеме материала. Если предположить нормальное распределение разброса вокруг ε_1 с дисперсией ε_0 , то результирующая плотность состояний будет описана сверткой функции Хэвисайда с функцией нормального распределения и может быть выражена через функцию ошибок:

$$\begin{aligned} g(\varepsilon) &= G \int_{-\infty}^{+\infty} Q(\varepsilon - \varepsilon_1) \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_0}} \exp\left[-\left(\frac{x - \varepsilon_1}{\sqrt{2\varepsilon_0}}\right)^2\right] dx \\ &= G \operatorname{Erfc}\left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\sqrt{2\varepsilon_0}}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

В квантовой яме уровень энергии ε_1 — это нижнее по энергии разрешенное состояние электронов. При минимальном в эксперименте уровне инжекции 1 мкА будем считать, что дополнительная энергия электронов в зоне (квантовой яме) равна нулю ($\Delta\varepsilon = 0$). При этом в эксперименте максимум интенсивности спектра излучения соответствует значению $\varepsilon_{\max} = 2.665$ эВ (рис. 2). Тогда для этого случая, решая (6) для равновесной функции распределения при заданных значениях ε_1 и ε_0 , можно определить величину равновесной энергии Ферми ε_F . В дальнейшем это значение использовано для расчета

неравновесной функции распределения (3). Затем, задавая различные значения $\Delta\epsilon$ и решая уравнения (6), получим расчетную зависимость $\epsilon_{\max}(\Delta\epsilon)$.

На рис. 2 пунктирной линией представлен результат расчета $\epsilon_{\max}(\Delta\epsilon)$ при комнатной температуре с параметрами $\epsilon_1 = 2.66$ эВ, $\epsilon_F = 2.702$ эВ, $\epsilon_0 = 0.08$ эВ. Для сопоставления с экспериментом использовалась линейная связь $\Delta\epsilon$ с током по формуле (5), коэффициент β подобран подгонкой и равен 0.318 А/эВ. Как видно из графика, наблюдается хорошее совпадение расчетной зависимости с экспериментом.

Определение параметров ϵ_1 и ϵ_0 для модели функции плотности состояний (7) методом подгонки к экспериментальной зависимости имеет практическое значение. В частности, определение из эксперимента этих параметров позволит независимым методом сравнивать геометрические характеристики наноразмерных слоев при изготовлении квантовой ямы (из параметра ϵ_1) и технологический разброс состава материала и толщины слоев (по параметру ϵ_0). В ряде работ [8–10,12] в качестве функции плотности состояний была использована функция

$$g(\epsilon) = \frac{G}{1 + \exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_1}{\epsilon_2}\right)}.$$

Применение этой функции также позволяет описать зависимость $\epsilon_{\max}(\Delta\epsilon)$. При выборе $\epsilon_2 = 0.65\epsilon_0$ результаты расчета совпадают полностью.

3.2. Ширина спектральной линии

В эксперименте ширина спектральной линии увеличивается с ростом тока практически во всем диапазоне токов, за исключением области токов < 1 мА. В модели неравновесной функции распределения параметром, определяющим ширину спектральной линии излучения, является температура неравновесного газа электронов в зоне проводимости. Неравновесная добавка $f_1(\epsilon)$ представляет собой колоколообразную функцию, очень близкую по форме к спектру излучения светодиода, с максимумом при ϵ_F и шириной, зависящей от температуры:

$$f_1(\epsilon) = \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \Delta\epsilon = \frac{\Delta\epsilon}{kT} \frac{\exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_F}{kT}\right)}{\left(1 + \exp\left(\frac{\epsilon - \epsilon_F}{kT}\right)\right)^2}. \quad (8)$$

Для комнатной температуры ($kT = 0.026$ эВ) и $\epsilon_F = 2.7$ эВ ширина на половине высоты функции составляет 0.0923 эВ, что совпадает с шириной спектральной линии излучения светодиода при малом токе инжекции. На рис. 1 нормированная $f_1(\epsilon)$ пересчитана в $f_1(\lambda)$ и представлена пунктирной линией для сопоставления с измеренным спектром излучения при токе 30 мА.

Увеличение тока инжекции приводит к росту ширины спектральной линии (рис. 3). Это увеличение ширины можно связать с ростом температуры электронного газа в зоне проводимости. Для тока 55 мА (высокий

уровень инжекции) ширина составляет 0.1194 эВ. Такая ширина, согласно формуле (8), соответствует температуре электронного газа $kT = 0.032$ эВ, т.е. температура увеличилась до 100°C .

Для малого тока (30 мА), когда можно считать газ равновесным, и его температура точно соответствует температуре окружающей среды, были проведены измерения спектров излучения в диапазоне температур от 23 до 100°C . Измерения показали, что ширина $\Delta\Gamma$ и положение максимума спектра излучения в этой области температур могут быть аппроксимированы линейными зависимостями от температур:

$$\Delta\Gamma = 0.0796 + 0.412 \cdot 10^{-4} T^\circ\text{C},$$

$$\epsilon_{\max} = 2.674 - 2.67 \cdot 10^{-4} T^\circ\text{C}. \quad (9)$$

Ширина спектральной линии для тока 55 мА, равная 0.1194 эВ, по зависимости (9) соответствует температуре диода 97°C . Оценка температуры по (8) хорошо согласуется с результатами измерений (9). Такой эксперимент подтверждает предположение об увеличении температуры электронного газа в зоне проводимости при увеличении инжекционного тока. Сопоставляя измерения (9) и зависимость ширины спектральной линии от тока (рис. 3), получим связь тока и температуры электронного газа в зоне проводимости:

$$kT = 0.026 + 1.1 \cdot 10^{-4} j. \quad (10)$$

3.3. Интенсивность излучения

Наблюдаемое отклонение от линейной зависимости для интенсивности излучения (рис. 3) тоже может быть связано с увеличением температуры электронного газа в зоне проводимости. Эффективность излучения светодиода может характеризоваться отношением интенсивности к величине тока. Пересчитанная зависимость I/j из рис. 2 представлена на рис. 4. Зависимость имеет максимум и последующий спад с увеличением тока инжекции. Из формул (1) и (5) следует

$$I = \alpha\gamma\Delta\epsilon. \quad (11)$$

Использование простой линейной связи между $\Delta\epsilon$ и j с постоянной величиной β (5) приводит к тому, что I/j не зависит от величины тока, что противоречит эксперименту. Дополнительная энергия электрона $\Delta\epsilon$, которую он получает в результате движения под действием внешнего поля, пропорциональна мощности электрической энергии и времени жизни электрона τ , в течение которого он эту мощность может получать:

$$\Delta\epsilon = \delta U j \tau, \quad (12)$$

U — напряжение, δ — коэффициент пропорциональности. Сопоставляя уравнение (12) с (5), получим, что коэффициент β зависит от напряжения на светодиоде

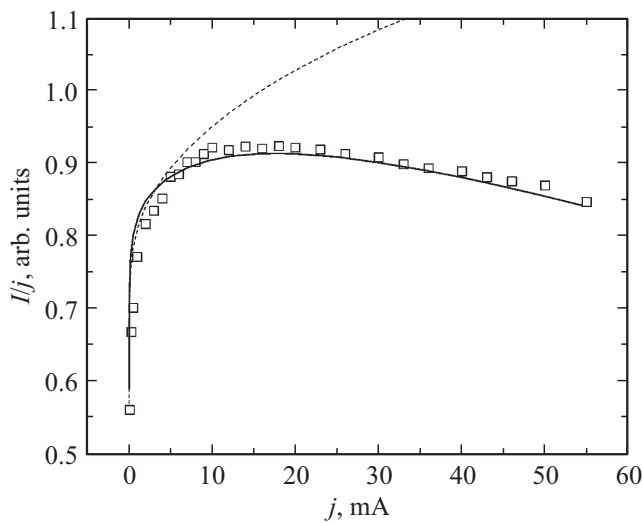


Рис. 4. Зависимость эффективности излучения светодиода I/j от величины тока: точки — эксперимент, штриховая линия — расчет по (11), сплошная линия — расчет по (11) с учетом (13).

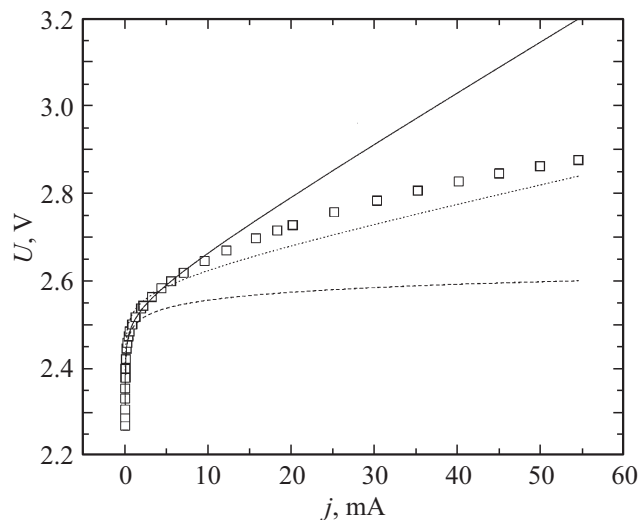


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика светодиода: точки — эксперимент, штриховая линия — расчет модели идеального $p-n$ -перехода при постоянной температуре 23 °C, сплошная линия — при учете нагрева диода за счет протекания тока по модели (10), пунктирная линия — учет нагрева диода по данным измерения температуры сапфировой подложки.

и времени жизни носителей в зоне. Зависимость напряжения от тока для светодиода $U(j)$ представлена на рис. 5. Результат расчета I/j по (11) и (12) с учетом экспериментальных данных $U(j)$ представлен на рис. 4 пунктирной линией. Отличие расчетной зависимости от экспериментальной в области больших уровней инжекции может быть связано с уменьшением времени жизни носителей тока τ при увеличении температуры в области $p-n$ -перехода. Исследования влияния темпе-

ратуры на рассеяние носителей заряда в квантовой яме InGaN показывают, что для температур порядка 300 K и выше наибольшее влияние оказывает температурная зависимость рассеяния на оптических фононах [13]. Влияние температуры на другие механизмы рассеяния носителей в этой области температур оказывается значительно меньше [13,14]. В этом случае температурная зависимость времени жизни электронов может быть представлена как

$$\tau = \tau_0(kT)^{-m}. \quad (13)$$

Для объемных полупроводников показатель степени для полярно-оптических фононов $m = 1.5$ [11], эксперимент в квантовых ямах для 2D электронного газа показывает значение $m = 2$ [14]. Результат расчета (11) с учетом $U(j)$, (13) и (10) представлен на рис. 4 сплошной линией. Результат расчета лучше всего согласуется с экспериментальными результатами для показателя $m = 1.7$. Результат моделирования хорошо согласуется с предположением об увеличении температуры электронного газа в зоне проводимости светодиода под действием протекающего тока.

Собственно, зависимость $U(j)$ на рис. 5 также свидетельствует о том, что с ростом тока температура области $p-n$ -перехода увеличивается. На рис. 5 представлены аппроксимации ВАХ моделью идеального $p-n$ -перехода:

$$j = j_0 \left(\exp \left(\frac{U - U_0}{kT} \right) - 1 \right) \quad (14)$$

для постоянной температуры 23 °C (штриховая линия) и с переменной температурой, зависящей от тока по формуле (10) (сплошная линия). Для подгонки (14) с экспериментом использовались $U_0 = 1.7$ В, $j_0 = 2 \cdot 10^{-13}$ мА.

Модельная температурная зависимость (10), полученная из измерения ширины спектральной линии, отличается от температурной зависимости, которую можно получить из модели идеального $p-n$ -перехода (14). Для тока 55 мА температура электронного газа в области излучательной рекомбинации по (10) равна 97 °C. Для измеренного значения $U = 2.88$ В для тока 55 мА по модели (14) температура в области $p-n$ -перехода составляет 60 °C. В области токов до ~ 10 мА обе модели хорошо согласуются между собой: так, для тока 10 мА обе модели дают температуру, превышающую комнатную на 13 °C. Различие расчетных значений температуры для больших значений тока можно объяснить увеличением неравномерности плотности тока в пределах площади $p-n$ -перехода (current crowding) [15,16]. Исследования площади $p-n$ -перехода в светодиодах методом ИК тепловизионной микроскопии показывают, что при значительных плотностях тока даже в оптимизированных конструкциях неравномерность плотности тока приводит к тепловым градиентам, достигающим нескольких десятков градусов.

Применим метод определения температуры области $p-n$ -перехода по наклону коротковолнового (высоко-

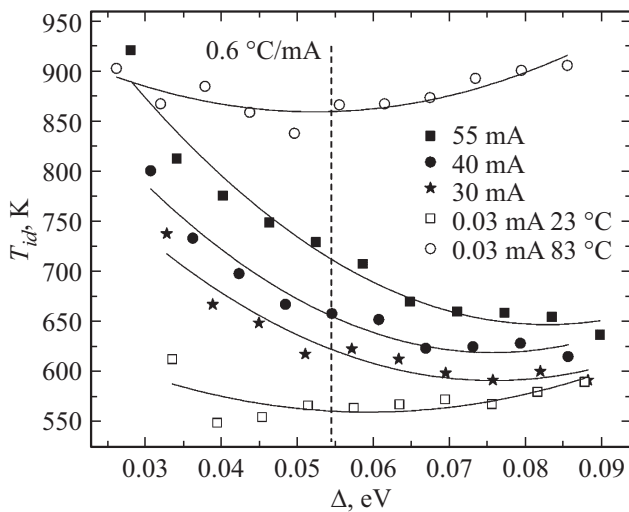


Рис. 6. Температура, определенная по наклону коротковолнового крыла спектра излучения светодиода. Пояснения в тексте.

энергетического) крыла спектра излучения светодиода [17]. Этот метод основан на предположении, что функция распределения неравновесных носителей в активном слое имеет экспоненциальный характер спада в области больших энергий. В этом случае обратное значение производной этой функции должно зависеть только от температуры электронного газа. В действительности на это значение оказывает влияние множество факторов, тем не менее во многих случаях метод используется и обеспечивает правильный результат. Для расчета температуры вычисляют значение обратной производной логарифма интенсивности от энергии фотона:

$$T_{id}(\Delta) = \left(k_B \frac{\partial \ln I}{\partial h\nu} \Big|_{\Delta} \right)^{-1}.$$

Значение производной вычисляется в точке Δ , расположенной на некотором удалении от максимума интенсивности спектра $\Delta = h\nu - \varepsilon_{\max}$. Полученное значение можно использовать для расчета температуры в Кельвинах с помощью градуировочных коэффициентов:

$$T(K) = T_0 + mT_{id}.$$

Градуировочные коэффициенты T_0 и m определяют, измеряя спектры при известной температуре. На рис. 6 представлены результаты расчета $T_{id}(\Delta)$ для спектров, измеренных при токах инжекции 30 мкА, 30, 40, 55 мА. Для расчета градуировочных коэффициентов на рис. 6 приведен расчет $T_{id}(\Delta)$ для тока 30 мкА при двух температурах: 23 и 83 °С. Для наглядности через точки проведены сплошные линии (полином 2 степени, подгонка методом наименьших квадратов).

Величина T_{id} , рассчитанная по спектрам, измеренным при низком токе (градуировочные спектры) в области Δ от 0.03 до 0.09 эВ, имеет постоянное значение, и,

следовательно, функция распределения инжектированных электронов действительно имеет экспоненциальный спад на этом участке энергий. Используя эти данные, получим коэффициенты $m = 0.16$, $T_0 = 216$ К. При высоких значениях тока инжекции (30 мА и выше) T_{id} проявляет зависимость от Δ в этой области энергий, следовательно, функция распределения электронов в этой области энергий имеет не экспоненциальный спад и не может корректно характеризоваться одним значением температуры. Из этого следует, что в области излучательной рекомбинации существует градиент температуры. По изменению T_{id} для токов 55, 40, 30 мА можно определить, что изменение температуры при увеличении тока равно 0.6 °С/мА практически во всем диапазоне Δ , что можно связать с тем, что градиент температуры, образовавшийся при токе 30 мА, существенно не меняется при увеличении температуры. От минимального значения тока и до тока 30 мА градиент температуры возрастает. Используя коэффициенты m и T_0 , получим, что при токе 55 мА температура в области излучательной рекомбинации может быть оценена от 91 до 47 °С.

Расчет температуры независимым методом структуры InGaН/GaН для разных значений тока можно провести по измерениям спектров люминесценции ионов Cr^{3+} сапфировой подложки. В работе [18] получено, что в области токов 0–100 мА температура линейно возрастает с коэффициентом от 0.95 до 1.2 К/мА, в зависимости от типа светодиода и условий измерения.

Для определения температуры в области p – n перехода были измерены спектры фотолюминесценции (ФЛ) ионов Cr^{3+} сапфировой подложки. Спектры ФЛ измерялись на модернизированном спектрометре ДФС-52 в диапазоне от 14 360 до 14 460 см^{-1} с шагом 1 см^{-1} , спектральная ширина щели составляла 3 см^{-1} . Возбуждение ФЛ осуществлялось лазером на длине волны 532 нм мощностью 20 мВт. Спектры измерялись при пропускании тока через светодиод в диапазоне от 0 до 55 мА с шагом 10 мА. Максимумы спектральных линий R_1 и R_2 при увеличении тока от 0 до 55 мА сдвигались в низкочастотную область. Спектры ФЛ для тока 0 и 55 мА представлены на рис. 7.

Для каждого значения тока определялась частота максимума спектральных линий, как частота максимума лоренцева контура, наилучшим образом аппроксимирующего экспериментальную спектральную линию. Используя аппроксимацию частоты максимумов линий R_1 и R_2 от температуры [19], получим, что температура сапфировой подложки линейно возрастает при увеличении силы протекающего тока с коэффициентом 0.4 °С/мА. В частности, на рис. 7 сдвиг частоты максимумов линий R_1 и R_2 при увеличении тока на 55 мА составляет 3 см^{-1} , что соответствует нагреву на 22 °С.

Пунктирная линия на рис. 5 показывает расчетную ВАХ при использовании данных измерения температуры сапфировой подложки. Использование температурной зависимости с коэффициентом 0.4 °С/мА намного ближе

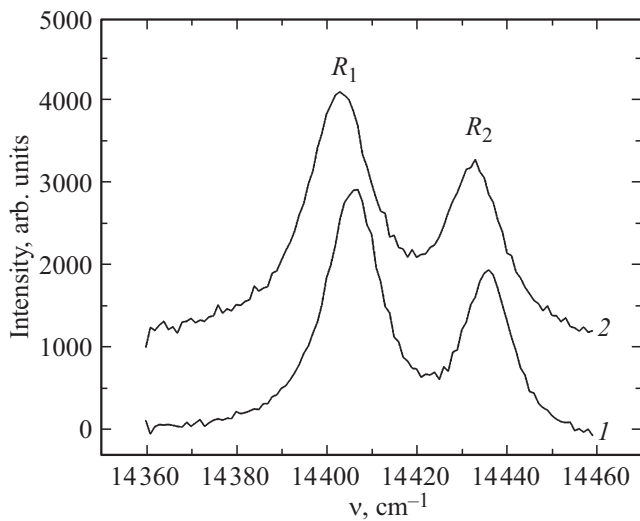


Рис. 7. Спектры фотолюминесценции ионов Cr^{3+} сапфировой подложки для двух значений тока, мА: 1 — 0, 2 — 55. Сдвиг максимумов R_1 и R_2 составляет 3 cm^{-1} .

к экспериментальным результатам, а полученное значение 45°C близко к оценке температуры по модели (14), учитывая, что оценка температуры 60°C была получена именно для области p – n -перехода InGaN/GaN-структуры, которая, несмотря на то что находится в тепловом контакте с сапфировой подложкой, пространственно отдалена.

3.4. Температурная коррекция зависимости максимума интенсивности

В результате рассмотрения температурной зависимости можно скорректировать сопоставление расчета $\varepsilon_{\max}(\Delta\varepsilon)$ с экспериментом, учитывая, что коэффициент β в (5) неявно зависит от тока:

$$\beta = 1/\delta U\tau.$$

Зависимость β от тока обратна зависимости I/j , представленной на рис. 4. Учитывая то, что ток в эксперименте изменяется почти на 5 порядков, оценка β как постоянной величины (изменяется порядка 10%) обоснована, и, как видно из рис. 2, расчет $\varepsilon_{\max}(j)$ хорошо согласуется с экспериментом. Для корректровки расчета необходимо также учитывать зависимость ширины запрещенной зоны InGaN (уровень энергии ε_1 квантовой ямы) от температуры (12) и собственно температуру в (3). Используя зависимости (6) и (10), был проведен новый расчет $\varepsilon_{\max}(\Delta\varepsilon)$ и сопоставлен со скорректированным расчетным током $j = \beta\Delta\varepsilon$, где β определяется по экспериментальным значениям (точки на рис. 4). Полученная зависимость $\varepsilon_{\max}(j)$ представлена на рис. 2 сплошной линией. Параметры расчета: $\varepsilon_1 = 2.641 \text{ эВ}$, $\varepsilon_F = 2.706 \text{ эВ}$, $\varepsilon_0 = 0.08 \text{ эВ}$.

4. Заключение

Для анализа параметров спектров излучения в работе был применен подход, когда процесс инжекции электронов в область квантовой ямы рассматривался как неравновесный стационарный процесс. Неравновесная функция распределения электронов была представлена как сумма равновесной функции и неравновесной добавки. Неравновесная добавка пропорциональна дополнительной энергии, которую электроны зоны проводимости получают в процессе движения под действием внешнего электрического поля.

При увеличении тока через светодиод интенсивность излучения увеличивалась по закону, близкому к линейному. Нелинейность зависимости наибольшая в области малых токов и связана с особенностями ВАХ диода в области малых токов. Нелинейность зависимости и уменьшение эффективности излучения при больших токах связаны с уменьшением времени жизни носителей заряда при увеличении температуры в области p – n -перехода за счет джоулева тепла. Температуры в области квантовой ямы и p – n -перехода были оценены по ширине спектра излучения моделированием ВАХ, по наклону коротковолнового крыла спектра излучения и измерением спектров люминесценции ионов Cr^{3+} сапфировой подложки. При температуре окружающей среды 23°C и токе инжекции 55 мА температура в области квантовой ямы оценена равной 97°C , в области p – n -перехода — 60°C , сапфировой подложки — 45°C .

При увеличении тока инжекции максимум спектра излучения сдвигается в область больших энергий кванта света. Моделированием показано, что сдвиг максимума спектра излучения связан с ограничением плотности состояний в зоне. Представлена модель, связывающая сдвиг максимума с параметрами, характеризующими квантовую яму (ε_1 , ε_0) и уровень легирования (ε_F). Предложена формула плотности состояний в квантовой яме, учитывающая среднее значение нижнего уровня энергии в квантовой яме и величину дисперсии. Определено условие, при котором предложенная формула эквивалентна широко используемой эмпирической формуле.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E.F. Schubert. *Light Emitting Diodes* (Cambridge University Press, 2006).
- [2] K.A. Bulashevich, V.F. Mymrin, S.Yu. Karpov, I.A. Zhmakin, A.I. Zhmakin. *J. Comput. Phys.*, **213**, 214 (2006).
- [3] А.А. Ефремов, Н.И. Бочкарева, Р.И. Горбунов, Д.А. Лавринович, Ю.Т. Ребане, Д.В. Тархин, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **40**, 621 (2006).
- [4] J. Cho, E.F. Schubert, J. Kim. *Laser Photon. Rev.*, **7**, 408 (2013).

- [5] S. Karpov Optical Quant. Electron., **47**, 1293 (2015).
- [6] J. Piprek. Appl. Phys. Lett., **107**, 031101 (2015).
- [7] K. Bulashevich, S. Karpov. Phys. Status Solidi C, **5**, 2066 (2008).
- [8] М.Л. Бадгутдинов, А.Э. Юнович. ФТП, **42**, 438 (2008).
- [9] К.Г. Золина, В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович. ФТП, **31**, 1055 (1997).
- [10] В.Е. Кудряшов, С.С. Мамакин, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин. ФТП, **35**, 861 (2001).
- [11] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., 1978).
- [12] R. Chingolani, W. Stolz, K. Ploog. Phys. Rev. B, **40**, 2950 (1989).
- [13] F. Sonmeza, E. Arslanb, S. Ardalid, E. Tirasa, E. Ozbay. J. Alloys Compd., **864**, 158895 (2021).
- [14] K. Lee, M.S. Shur. J. Appl. Phys., **54** (11), 6432 (1983).
- [15] А.Е. Черныakov, К.А. Bulashevich, S.Y. Karpov, A.L. Zakgeim. Phys. Status Solidi A, **210**, 466 (2013).
- [16] А.Л. Закгейм, Г.Л. Курышев, М.Н. Мизеров, В.Г. Половинкин, И.В. Рожанский, А.Е. Черняков. ФТП, **44**, 390 (2010).
- [17] Z. Vaitonis, P. Vitta, A. Zukauskas. J. Appl. Phys., **103**, 093110 (2008).
- [18] C. Winnewisser, J. Schneider, M. Borsch, H.W. Rotter. J. Appl. Phys., **89**, 3091 (2001).
- [19] D.D. Ragan, R. Gustavsen, D. Schiferl. J. Appl. Phys., **72**, 5539 (1992).

Редактор Г.А. Оганесян

Dependence of InGaN/GaN LED emission spectrum parameters on the value of injection current

A.V. Igo, L.N. Vostretsova, V.A. Ribenek

Ulyanovsk State University,
432063 Ulyanovsk, Russia

Abstract The emission spectra of InGaN/GaN LEDs with quantum wells for injection currents from 1 μ A to 55 mA have been measured. The dependence of the parameters of the radiation spectrum on the magnitude of the current is analyzed using a model when the process of electron injection into the quantum well region was considered as a nonequilibrium stationary process. Modeling has determined that a decrease in the quantum yield at high currents is associated with a decrease in the lifetime of current carriers due to an increase in temperature in the region of the p – n -junction due to Joule heat. The temperature in the region of the p – n -junction was estimated from the width of the radiation spectrum, by modeling the volt-ampere characteristics, from the high-energy slope of the radiation spectrum, and by measuring the luminescence spectra of Cr^{3+} ions on a sapphire substrate. At an ambient temperature of 23 °C with a current of 55 mA, the temperature in the region of the quantum well is estimated to be 97 °C, in the region of the p – n -junction 60 °C, and the sapphire substrate 45 °C. Modeling has shown that by measuring the dependence of the shift of the maximum of the radiation spectrum on the magnitude of the current, it is possible to determine the most important parameters of the InGaN/GaN structure with quantum wells.