

Пространственное распределение интенсивности электролюминесценции и внутренний квантовый выход во флип-чип диодах на основе двойных гетероструктур InAsSbP/InAsSb с удаленной подложкой

© Б.А. Матвеев¹, В.И. Ратушный², А.Ю. Рыбальченко²

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Волгодонский инженерно-технический институт — филиал Национального исследовательского ядерного университета МИФИ, 347360 Волгодонск, Россия

E-mail: bmat@iropt3.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 5 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 26 июля 2023 г.

Принята к публикации 1 августа 2023 г.

Проведен расчет пространственного распределения интенсивности электролюминесценции с учетом особенностей растекания тока, принимая во внимание зависимость внутреннего квантового выхода от плотности тока при доминировании оже-рекомбинации, во флип-чип диодах на основе двойных гетероструктур InAsSbP/InAsSb ($\lambda = 4.2$ мкм). Из сопоставления расчетных данных и распределения излучения по поверхности образца определен внутренний квантовый выход электролюминесценции и его зависимость от плотности тока при комнатной температуре.

Ключевые слова: узкозонные гетероструктуры A^{III}B^V, светодиоды среднего ИК диапазона спектра, сгущение линий тока в светодиодах, светодиоды на основе InAsSb, внутренний квантовый выход в светодиодах на основе InAsSb.

DOI: 10.61011/FTP.2023.06.56481.4798

1. Введение

Средневолновые ИК свето- и фотодиоды (СД и ФД соответственно) на основе гетероструктур (ГС) InAsSbP/InAsSb используются во многих промышленно выпускаемых газоанализаторах, востребованных для медицины, решения задач экологии и(или) безопасности производства [1–3].

Одной из особенностей СД с контактами ограниченной площади, например флип-чип СД, является локализация протекания тока под контактами и(или) в непосредственной близости от них. При изучении данной локализации обычно проводят моделирование распределения плотности тока $j(x, y)$ на основе решения уравнения Лапласа, а полученное распределение $j(x, y)$ сравнивается/корректируется в соответствии с экспериментальным распределением интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) $L(x, y)$ [4,5]. При этом обычно не оговариваются предположения о численной связи между $L(x, y)$ и $j(x, y)$, иными словами, молчаливо полагается линейная связь между ними: $L(x, y) \propto j(x, y)$ и принимается, что имеет место независимость внутреннего квантового выхода ЭЛ (IQE, η_{int}) от тока. Такое допущение справедливо лишь в частном случае, как правило, имеющем место лишь при малых значениях $j(x, y)$; на практике же данная связь нелинейна главным образом из-за того, что темпы излучательной и безызлучательной рекомбинации поразному зависят от концентрации неравновесных но-

сителей заряда и, соответственно, от плотности тока $j(x, y)$.

Применительно к средневолновым ИК СД сублинейность зависимости выходной мощности СД от тока обсуждалась неоднократно; так, например, в работе [6] был проведен расчет внешней квантовой эффективности (EQE) при частичной локализации протекания тока под точечным непрозрачным контактом на световыводящей поверхности модельной структуры на основе InAsSbP/InAs(Sb). При этом расчеты зависимости IQE от локальной плотности тока не сопоставлялись с экспериментом.

В данной работе проведены оценки IQE при различных токах накачки, полученные при численном анализе пространственного распределения интенсивности ЭЛ во флип-чип СД на основе двойных гетероструктур (ДГС) InAsSbP/InAsSb_{0.08}, излучающих на длине волны $\lambda_c = 4.2$ мкм.

2. Образцы и методики измерений

Эпитаксиальные структуры выращивались на подложках n^+ -InAs и содержали активную область из легированного твердого раствора n -InAs_{0.92}Sb_{0.08} (ширина запрещенной зоны E_g (300 К) ~ 0.3 эВ), заключенную между двумя более широкозонными слоями четвертого твердого раствора InAsSbP, один из которых представлял собой контактный слой p -InAsSbP(Zn).

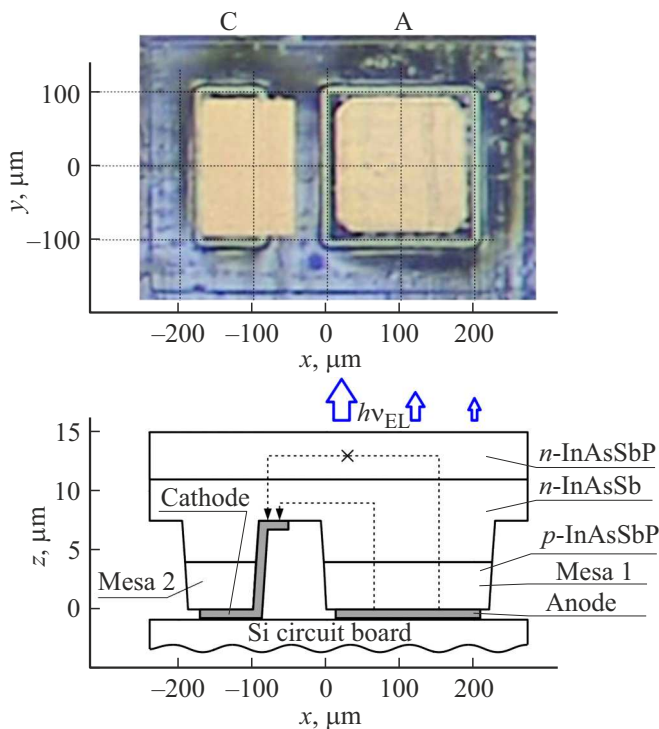


Рис. 1. Фотография поверхности чипа со стороны контактов (вверху) и схема сечения диода (внизу). С, cathode — катод; А, anode — анод; Si circuit board — монтажная плата из кремния; mesa 1 — основная меза с активной, излучающей областью; mesa 2 — вспомогательная меза для подсоединения слоя n -типа проводимости к катоду. Вертикальные стрелки показывают направление движения вышедших из полупроводника фотонов, рожденных при ЭЛ.

Образцы изготавливались методом стандартной фотолитографии в геометрии для флип-чип монтажа на специализированные монтажные платы из кремния и были аналогичны описанным в работе [7]. Излучающая область флип-чип диода ($\lambda_c = 4.2$ мкм, FWHM = 0.6 мкм) имела вид квадратной мезы размером 220×220 мкм и высотой 7–8 мкм; на ее поверхности, т.е. на слое p -InAsSbP, методом испарения в вакууме был сформирован широкий квадратный анод из многослойной композиции Cr-Au(Zn)-Ni-Au. Катод прямоугольной формы, выполненный из многослойной композиции Cr-Au-Ni-Au, располагался сбоку от мезы, как показано на рис. 1. „Активная“ часть катода, расположенная на поверхности n -InAsSb и обеспечивающая омический контакт, имела размер $\sim 45 \times 200$ мкм, расстояние от края катода до края мезы составляло $\ell_{c-m} \sim 45$ мкм. „Пассивная“ часть катода, расположенная на поверхности вспомогательной мезы и частично на ее склоне, служила для электрического соединения с проводящими шинами монтажной платы. После пайки чипов на монтажные платы проводилось удаление подложки n^+ -InAs с помощью химического травления.

Описание свойств СД с расположением контактов, подобным изображенному на рис. 1, можно найти во многих работах, обсуждающих локализацию токопрохождения и сопутствующие этому искажения вида вольт-амперных характеристик (ВАХ) [4,5]. Для исследуемых образцов также имела место пространственная неравномерность токопрохождения и обусловленное этим искажение вида ВАХ: прямой ток не описывался с помощью модифицированной формулы Шокли, а степенным образом возрастал с ростом напряжения: $I \propto U^{1.4}$.

Распределение интенсивности ЭЛ по поверхности смонтированного на плату диода при питании постоянным током регистрировалось с помощью ИК-микроскопа с охлаждаемым матричным детектором из 128×128 элементов на основе InAs, имеющим максимум чувствительности на длине волны $\lambda \sim 2.9$ мкм и резкий спад чувствительности в длинноволновой области спектра ($\lambda_{0.5} = 3.05$ мкм) [8]. Низкая интенсивность ЭЛ вблизи $\lambda = 3$ мкм позволяла нам проводить изменения пространственного распределения интенсивности ЭЛ при больших токах через p - n -переход без модернизации исходного алгоритма измерений микроскопа. Предполагалась, что соотношение интенсивности ЭЛ в центре полосы излучения ($\lambda_c = 4.2$ мкм) и вдали от нее ($\lambda \sim 2.9$ мкм) в локальных областях и в целом по образцу не менялось при изменении тока диода. Полученные данные сопоставлялись с результатами моделирования распределения интенсивности ЭЛ, полученного из расчетного распределения плотности тока. Ввиду невысокого значения IQE, а также высокой степени поглощения собственного излучения в активном слое InAsSb_{0.08} толщиной 7 мкм [7] процессами перераспределения излучения внутри чипа из-за переизлучения мы пренебрегали.

3. Описание модели

Моделирование распределения плотности тока $j(x, y)$ проводилось в соответствии с эквивалентной схемой диода, показанной на рис. 2. Область мезы условно разбивалась на полоски равной длины Δx (ось x направлена от края катода к краю мезы). Площадь каждого выделенного таким образом элемента мезы составляла $S_x = w \cdot \Delta x$, где w — ширина мезы. Для каждого элемента „ S_x “ рассчитывались „вертикальная“ (относительно расположения рис. 1) и продольная компоненты последовательного сопротивления R . При этом вертикальное сопротивление создавалось: 1) переходной областью между анодом и слоем p -InAsSbP (R_a), 2) самим слоем p -InAsSbP (R_p); 3) слоем n -InAsSb (R_v). Расчет этих сопротивлений для каждого элемента S_x проводился по формулам:

$$R_a = \rho_a / S_x, \quad R_p = \rho_p t_p / S_x, \quad R_v = \rho_n t_n / S_x, \quad (1)$$

где ρ_a — удельное поверхностное сопротивление переходной области между анодом и слоем p -InAsSbP;

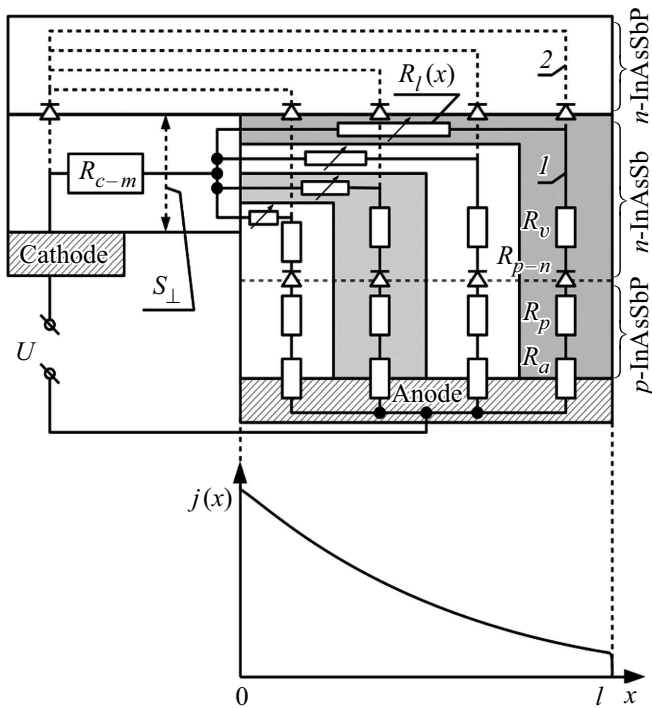


Рис. 2. Эквивалентная схема диода (вверху) и типичный вид распределения плотности тока вдоль мезы (внизу).

ρ_p и ρ_n , t_p и t_n — удельные объемные сопротивления и толщины слоев p -InAsSbP и n -InAsSb соответственно.

Согласно общепринятым представлениям, силовые линии электрического поля и, соответственно, линии протекания тока не пересекаются. Это позволяет разделить общее продольное сопротивление на элементы $R_\ell(x)$, каждый из которых связан со своим элементом p - n -перехода.

Количество элементов составляло $\ell/\Delta x$, где ℓ — размер мезы вдоль оси x (см. рис. 2). Площадь поперечного сечения элемента $R_\ell(x)$ принималась равной $S_\perp \cdot \Delta x/\ell$, где S_\perp — площадь поперечного сечения участка структуры, находящегося между катодом и мезой (см. рис. 1 и 2). Формула расчета сопротивления $R_\ell(x)$ имеет вид

$$R_\ell(x) = \rho_x \ell / (S_\perp \Delta x). \quad (2)$$

Сопротивление, создаваемое слоем n -InAsSbP, определялось как геометрическая сумма компонент R_v и $R_\ell(x)$:

$$R_n(x) = \sqrt{(R_v)^2 + (R_\ell(x))^2}. \quad (3)$$

Полное последовательное сопротивление для элемента S_x определялось по формуле

$$R_x(x) = R_a + R_p + R_n(x). \quad (4)$$

Из рис. 2 видно, что при прямом смещении ток от анода к катоду имеет два возможных пути прохождения вдоль оси x : 1) через узкозонный активный слой n -InAsSb и 2) через широкозонный слой n -InAsSbP и

изотипную границу раздела (ГР) n -InAsSb/ n -InAsSbP. В последнем случае из-за разрыва энергетических зон и наличия потенциальных барьеров на гетерограницах [9] ток по пути 2) будет ограничен, аналогично ограничению в образцах ДГС InAsSbP/InAs/InAsSbP [10]. Исходя из этого прохождением тока через широкозонный слой n -InAsSbP можно пренебречь. ВАХ p - n -перехода описывалась модифицированной формулой Шокли:

$$J = J_o [\exp(eU_{p-n}/(\beta kT)) - 1], \quad (5)$$

где J_o — плотность тока насыщения, β — фактор идеальности, U_{p-n} — напряжение смещения на p - n -переходе.

Расчет распределения плотности тока $j(x)$ проводился путем решения для каждого элемента S_x уравнения вида

$$j(x)R_x(x)S_x + U_{p-n}(x) = U_1, \quad (6)$$

где напряжение U_1 задавалось без учета влияния сопротивления R_{c-m} (см. рис. 2), $U_{p-n}(x)$ — падение напряжения на p - n -переходе в локальной области.

Полный ток в диоде рассчитывался при суммировании по всем элементам:

$$I_{tot} = \sum j(x)S_x. \quad (7)$$

Сопротивление R_{c-m} определялось по формуле

$$R_{c-m} = \rho_c \ell_c w + \rho_n \ell_{c-m}/S_\perp, \quad (8)$$

где ρ_c — удельное поверхностное переходное сопротивление между катодом и слоем n -InAsSbP, ρ_n — удельное объемное сопротивление n -InAsSbP, ℓ_{c-m} — расстояние от края катода до края мезы (см. рис. 1).

Напряжение, приложенное к диоду, определялось по формуле

$$U = U_1 + I_{tot}R_{c-m}. \quad (9)$$

Далее величина U_1 корректировалась до получения удовлетворительного соответствия между измеренными и расчетными значениями напряжения U и тока I_{tot} в диоде.

Значения $j(x)$, полученные при решении уравнения (6), использовались для расчета локальных значений концентрации носителей заряда $n(x)$. Предполагалось, что рекомбинация носителей происходила в активной области n -InAsSb по двум каналам: 1) прямая межзонная излучательная рекомбинация и 2) безызлучательная оже-рекомбинация. При этом концентрации носителей $n = n(x)$ определялись путем решения для каждого элемента S_x уравнения вида

$$j(x)/(ed) = Bn^2 + Cn^3, \quad (10)$$

где $n = n(x)$, e — заряд электрона, d — толщина активной области n -InAs, B и C — коэффициенты излучательной и безызлучательной оже-рекомбинации соответственно.

Значения параметров, использованных для расчета

Параметр	Значение, использованное в расчете	Значения, приведенные в литературе
Переходное сопротивление между анодом и слоем p -InAsSbP, ρ_a	$1.0 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$	$(0.9-1.0) \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ [10]
Удельное сопротивление слоя p -InAsSbP, ρ_p	$0.065 \text{ Ом} \cdot \text{см}$	$0.01-0.125 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ([10], расчет по данным [11])
Удельное сопротивление слоев n -InAsSb и n -InAsSbP, ρ_n	$5.0 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}$	$10^{-3}-10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ([10], расчет по данным [11])
Переходное сопротивление между катодом и слоем n -InAsSbP, ρ_c	$3.0 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$	$3.7 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ [10]
Плотность тока насыщения p - n -перехода, j_{sat}	0.5 А/см^2	$0.14-0.32 \text{ А/см}^2$ [10] $\sim 1 \text{ А/см}^2$ [12]
Фактор идеальности ВАХ p - n -перехода, β	1.0	1.37 [10]
Коэффициент излучательной рекомбинации, B	$1.20 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$	$1.1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ [13]
Коэффициент оже-рекомбинации, C	$6.80 \cdot 10^{-27} \text{ см}^6/\text{с}$	$5 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ [14] $2.2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^6/\text{с}$ [13] $5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^6/\text{с}$ [14]

С учетом значений $n(x)$ определялся внутренний квантовый выход ($\eta_{\text{int}}(x)$):

$$\eta_{\text{int}}(x) = (1 + n(x)C/B)^{-1}. \quad (11)$$

Предполагалось также, что коэффициент вывода излучения одинаков во всех локальных участках активной области, т.е. внешний квантовый выход зависел только от $\eta_{\text{int}}(x)$. С учетом этого расчетная величина $L(x)$ принималась равной $L(x) = Bn^2(x)$.

Значения параметров, использованные при расчетах, приведены в таблице. Коэффициенты рекомбинации определялись аналогично [6] по формулам:

$$B = 3.0 \cdot 10^{-10} (E_g/1.5), \quad (12)$$

$$C = 1.2 \cdot 10^{-27} (E_g^{-2.5}) \exp(-4.25E_g), \quad (13)$$

где $E_g = 0.3 \text{ эВ}$, B — в $\text{см}^3/\text{с}$, C — в $\text{см}^6/\text{с}$.

4. Результаты измерений и обсуждение

На рис. 3 приведены экспериментальные и расчетные распределения интенсивности ЭЛ $L(x)$, а также расчетное распределение плотности тока $j(x)$ вдоль p - n -перехода для трех значений тока. При токе 1.6 мА ¹ (рис. 3, а) нормализованные расчетные значения $L(x)$ и $j(x)$ близки друг к другу и к измеренному распределению $L(x)$ вдоль всей мезы. Величина $\eta_{\text{int}}(x)$, согласно расчету (см. вставку на рис. 3, а), в наиболее удаленных от катода областях мезы составляла $\eta_{\text{max}} \sim 10\%$ (плотность тока $j_{\text{min}}(x) = 1.64 \text{ А/см}^2$ при $x = 220 \text{ мкм}$) и по мере приближения к катоду снижалась до $\eta_{\text{min}} \sim 9\%$ ($j_{\text{max}} = 2.35 \text{ А/см}^2$ при $x = 0$). Отношение локальных

¹ Измеренные значения $U = 0.048 \text{ В}$, $I = 1.6 \text{ мА}$. Расчетные значения $U = 0.048 \text{ В}$, $I = 0.94 \text{ мА}$.

значений интенсивности ЭЛ L_{max} в области мезы, ближайшей к краю катода, к L_{min} в области мезы, наиболее удаленной от края катода, составило $L_{\text{max}}/L_{\text{min}} \sim 1.2$; соответствующее отношение локальных значений плотности тока $j_{\text{max}}/j_{\text{min}} \sim 1.4$. При этом очевидно, что предположение о прямой пропорциональности между локальными значениями интенсивности ЭЛ и плотности тока, т.е. $L(x) \propto j(x)$, выполняется с достаточной точностью.

При токе 6.4 мА ² (рис. 3, б) видно существенное различие между расчетными распределениями $L(x)$ и $j(x)$. При этом первое удовлетворительно согласуется, а второе значительно расходится с экспериментальными данными. Величина $\eta_{\text{int}}(x)$ составляла $\eta_{\text{max}} \sim 6.4\%$ в „дальних“ областях мезы ($x = 220 \text{ мкм}$, $j_{\text{min}} = 7.07 \text{ А/см}^2$) и плавно снижалась до $\eta_{\text{min}} \sim 4.4\%$ в ближайшей к катоду области мезы ($x = 0$, $j_{\text{max}} = 22.6 \text{ А/см}^2$, см. вставку на рис. 3, б). Отношение максимального и минимального локальных значений интенсивности ЭЛ составило $L_{\text{max}}/L_{\text{min}} \sim 2$, а соответствующее отношение плотностей тока $j_{\text{max}}/j_{\text{min}} \sim 3$. Предположение $L(x) \propto j(x)$, по-видимому, еще может выполняться с приемлемой точностью.

При токе 64 мА ³ (рис. 3, в) расчетные значения $L(x)$ соответствуют экспериментальным только для „дальних“ областей мезы. Для „средней“ части мезы расчетные значения $L(x)$ существенно ниже экспериментальных. Это связано, вероятнее всего, с несовершенством модели, не учитывающей особенности вывода излучения из разных областей мезы. При удалении от ближнего к катоду края мезы плотность тока $j(x)$ убывает существенно быстрее, чем интенсивность ЭЛ $L(x)$. Величина $\eta_{\text{int}}(x)$ изменялась от $\eta_{\text{max}} \sim 3.5\%$ в „дальних“ областях

² Измеренные значения $U = 0.118 \text{ В}$, $I = 6.4 \text{ мА}$. Расчетные значения $U = 0.118 \text{ В}$, $I = 5.5 \text{ мА}$.

³ Измеренные значения $U = 0.48 \text{ В}$, $I = 64 \text{ мА}$. Расчетные значения $U = 0.48 \text{ В}$, $I = 62.5 \text{ мА}$.

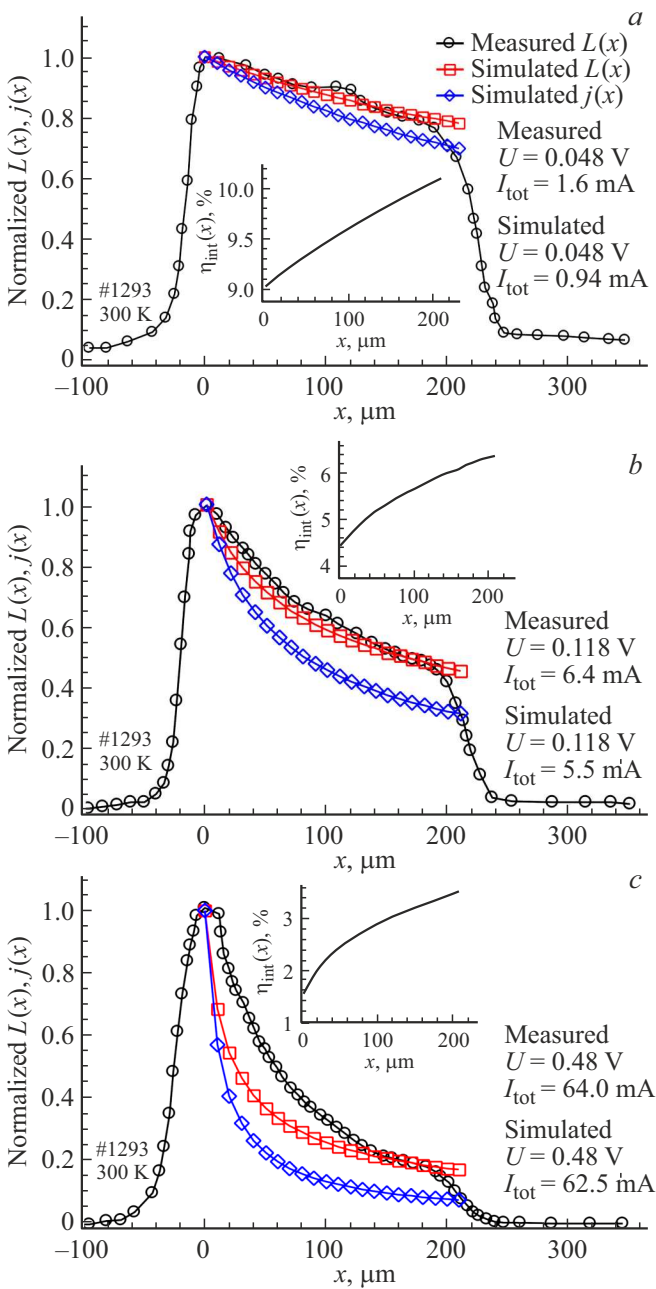


Рис. 3. Нормализованные экспериментальные (Measured) и расчетные (Simulated) распределения интенсивности ЭЛ $L(x)$, расчетные распределения плотности тока $j(x)$ по поверхности диода при токах 1.6 (a), 6.4 (b) и 64 мА (c). Координата $x = 0$ соответствует ближнему к катоду краю анода; ось x перпендикулярна этому краю и проходит через центр мезы. На вставках — расчетное распределение внутреннего квантового выхода ЭЛ (IQE) вдоль мезы.

мезы ($x = 220$ мкм, $j_{\min} = 44.1$ А/см²) до $\eta_{\min} \sim 1.5\%$ в ближайших к катоду областях ($x = 0$, $j_{\max} = 618$ А/см², см. вставку на рис. 3, c). Отношение максимального и минимального локальных значений интенсивности ЭЛ составило $L_{\max}/L_{\min} \sim 5$, а соответствующее отношение плотностей тока $j_{\max}/j_{\min} \sim 10$. Предположение

$L(x) \propto j(x)$, очевидно, строго уже не выполняется. Одна из возможных причин расхождения расчетных и экспериментальных значений интенсивности ЭЛ ($L(x)$) состоит в неравномерности токового разогрева вдоль образца. Вполне естественно ожидать, что области с повышенной плотностью тока, т.е. при $x \sim 0$ на рис. 1 и 3, имеют более высокую температуру, чем удаленные от катода области ($x \sim 200$ мкм). Увеличение температуры в полупроводниковом твердом растворе InAsSb снижает его внутренний квантовый выход и „сдвигает“ спектр ЭЛ в область больших длин волн, поэтому в нашем случае расчетная зависимость $L(x)$ вблизи от перегретой области/области с повышенной плотностью тока ($x \sim 0-100$ мкм) оказывается более резкой, чем экспериментальная зависимость. С другой стороны, вследствие продольного растекания тепла нагретая область должна бы быть больше, чем поперечный размер мезы; как видно из рис. 3, низкая (одинаковая) интенсивность (теплого) излучения вблизи от двух краев мезы ($x \sim -0.1$ мм и $x \sim 0.2$ мм) не позволяет нам сделать вывод о наличии существенного градиента температуры dT/dx вдоль образца. На текущий момент это делает затруднительным проведение более детального анализа полученных данных, учитывающего зависимости спектра ЭЛ и η_{int} от температуры.

На рис. 4 представлена расчетная зависимость внутреннего квантового выхода от плотности тока $\eta_{\text{int}}(j)$. При увеличении плотности тока величина η_{int} уменьшалась от 10% при $j = 1.64$ А/см² до 1.5% при $j = 618$ А/см² в соответствии с зависимостью вида:

$$\eta_{\text{int}}(j) = (1 + a j^b)^{-1}, \quad (14)$$

где параметры аппроксимации $a = 7.52$ и $b = 0.34$. Полученные оценки значения внутреннего квантового выхода близки к расчетным значениям, приведенным в работе [6], при этом важно отметить, что при его определении не делалось никаких предположений о значении

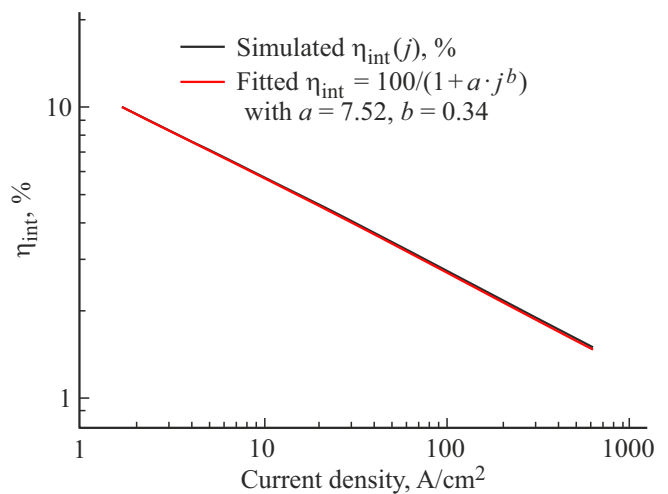


Рис. 4. Расчетная зависимость внутреннего квантового выхода (IQE) от плотности тока j .

коэффициента вывода излучения из образца — одного из основных источников ошибок при определении внутреннего квантового выхода из измерений выходной мощности СД.

5. Заключение

Таким образом, показано, что оценку внутреннего квантового выхода ЭЛ можно проводить при сопоставлении ее пространственного распределения в образцах с локализацией тока с расчетными данными без учета коэффициента вывода излучения из образца. В диодах на основе двойных гетероструктур InAsSbP/InAsSb_{0.08} ($\lambda_c = 4.2$ мкм) внутренний квантовый выход при 300 К составляет $\eta_{\text{int}} \sim 10\%$ при плотности тока $j \sim 1$ А/см² и снижается до $\eta_{\text{int}} \sim 1.5\%$ при $j \sim 600$ А/см², что важно учитывать при конструировании СД.

Благодарности

Авторы благодарят коллег из группы диодных оптопар среднего ИК диапазона (MIRDOG) лаборатории инфракрасной оптоэлектроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе и сотрудников ООО „ИоффеЛЕД“, оказавших неоценимую помощь в изготовлении образцов и проведении экспериментов.

Исследования ближнего поля собственной эмиссии СД были осуществлены в ЦКП „Элементная база радиофотоники и наноэлектроники: технология, диагностика, метрология“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.В. Загнитько, И.Д. Мацуков, В.В. Пименов, С.Е. Сальников, Д.Ю. Федин, В.И. Алексеев, С.М. Вельмакин. *ЖТФ*, **92** (6), 783 (2022).
- [2] В.М. Кабацій, Б.Я. Хом'як, О.Ю. Питьовка, Ю.І. Фордзюн. *Освіта і наука*, вип. 2 (27), ч. 2. 7 (2019). <http://msu.edu.ua/УДК 662.767.1=161.1>. Doi:10.31339/2617-0833-2019-2(27)-2-7-12
- [3] L. Ch'ien, Y. Wang, A. Shi, X. Wang, J. Bai, L. Wang, F. Li. *Infr. Phys. Technol.*, **108**, 103335 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2020.103335>
- [4] А.Л. Закгейм. *Светодиоды и их эффективное применение* (М. Светотехника, 2021). ISBN 978-5-6043163-4-4
- [5] Ф. Шуберт. *Светодиоды*, пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. 2-е изд. (М., Физматлит, 2008). ISBN 978-5-9221-0851-5
- [6] Я.Я. Кудрик, А.В. Зиновчук. *Письма ЖТФ*, **38** (10), 14 (2012).
- [7] А.А. Климов, М.А. Ременный. *Тез. докл. Неделя науки СПбПУ: матер. науч. конф. с междунар. участием* (19–24 ноября 2018 г.), Лучшие докл. (СПб., Политехпресс, 2018) с. 150.
- [8] В.М. Базовкин, А.А. Гузев, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курьшев, А.С. Ларшин, В.Г. Половинкин. *Прикл. физика*, № 2, 97 (2005).
- [9] Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, А.А. Семакова, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **56** (5), 479 (2022).
- [10] Б.А. Матвеев, В.И. Ратушный, А.Ю. Рыбальченко. *ЖТФ*, **90** (5), 835 (2020). [B.A. Matveev, V.I. Ratushnyi, A.Yu. Rybal'chenko. *Techn. Phys.*, **65** (5), 799 (2020). DOI: 10.1134/S1063784220050187
- [11] Т.И. Воронина, Т.С. Лагунова, К.Д. Моисеев, А.Е. Розов, М.А. Сиповская, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **33** (7), 781 (1999).
- [12] P. Chakrabarti, A. Krier, X.L. Huang, P. Fenge. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **25** (5), 283 (2004).
- [13] *New Semiconductor Materials. Biology systems. Characteristics and Properties.* www.matprop.ru
- [14] M. Carras, G. Marre, B. Vinter, J.L. Reverchon, V. Berger. *Design and fabrication of InAsSb detectors. Detectors and Associated Signal Processing* (Saint Etienne, France, 19 February, 2004). *Proc. SPIE*, 5251. <https://doi.org/10.1117/12.514204>

Редактор Г.А. Оганесян

Spatial electroluminescence distribution and internal quantum efficiency in substrate free InAsSbP/InAsSb double $p-n$ heterostructure

B.A. Matveev¹, V.I. Ratushnyi², A.Yu. Rybal'chenko²

¹ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

² Volgodonsk Engineering and Technical Institute,
National Research Nuclear University Moscow
Engineering Physics Institute (MEPhI),
347360 Volgodonsk, Russia

Abstract We calculated the spatial distribution of the electroluminescence intensity taking into account the features of current spreading and taking into account the dependence of the internal quantum yield on the current density with the dominance of Auger recombination in flip-chip diodes based on InAsSbP/InAsSb double heterostructures ($\lambda = 4.2 \mu\text{m}$). By comparing the calculated data and the radiation distribution over the sample surface, the internal quantum efficiency of electroluminescence and its dependence on the current density at room temperature are determined.