

07.2;09.1;15.2

Экспериментальное исследование и моделирование спектральных характеристик светодиодных гетероструктур с активной областью из InAs

© А.А. Семакова^{1,2}, С.Н. Липницкая², К.Д. Мынбаев¹, Н.Л. Баженов¹, С.С. Кижав³, А.В. Черняев^{1,3,4}, Н.Д. Стоянов³, Н. Lipsanen^{2,5}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО), Санкт-Петербург, Россия

³ Микросенсор Технолоджи, Санкт-Петербург, Россия

⁴ Военная академия связи им. С.М. Будённого, Санкт-Петербург, Россия

⁵ Aalto University, Aalto, Finland

E-mail: antonina.semakova@itmo.ru

Поступило в Редакцию 18 июля 2019 г.

В окончательной редакции 18 июля 2019 г.

Принято к публикации 8 ноября 2019 г.

Проведены экспериментальные исследования, расчеты с использованием пакета MATLAB и моделирование в среде COMSOL Multiphysics® спектральных характеристик светодиодных гетероструктур с активной областью на основе InAs, излучающих в среднем инфракрасном диапазоне. Путем сопоставления результатов экспериментов, расчетов и моделирования построена картина формирования спектров излучения гетероструктур. Полученные результаты подтверждают перспективы использования моделирования при конструировании светодиодных структур.

Ключевые слова: светодиодные гетероструктуры, арсенид индия, электролюминесценция.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.03.48994.17987

Средневолновый инфракрасный диапазон (длины волн 3–5 μm) используется в спектроскопии газов и молекул, системах обнаружения взрывчатых веществ и медицинского применения, а также в задачах мониторинга окружающей среды. В связи с активным развитием оптоэлектронных приборов, работающих в этом диапазоне [1–4], в настоящее время наблюдается всплеск интереса к гетероструктурам (ГС) на основе узкозонных полупроводников $A^{III}B^V$, служащим базой для таких устройств. Недавно мы сообщали о результатах экспериментальных исследований электролюминесценции (ЭЛ) светодиодных ГС с активным слоем из твердого раствора InAsSb [5]. В настоящей работе приводятся результаты исследований спектральных характеристик ГС с активным слоем из бинарного соединения InAs, данные эксперимента дополнены расчетами и моделированием.

ГС были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений в российской компании „Микросенсор Технолоджи“ по методике, аналогичной изложенной в работе [6]. На подложке InAs n -типа проводимости (легированной серой) выращивался преднамеренно нелегированный активный слой InAs толщиной 2.5 μm с концентрацией электронов $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Выращивание ГС завершалось созданием широкозонного барьерного слоя, который был легирован акцепторной примесью (цинком) до концентрации $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Этот барьерный слой имел следующий химический состав: для структуры № 1 — $\text{InAs}_{0.15}\text{Sb}_{0.31}\text{P}_{0.54}$, для

структуры № 2 — $\text{InAs}_{0.31}\text{Sb}_{0.23}\text{P}_{0.46}$, для структуры № 3 — $\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.80}\text{Sb}_{0.20}$, для структуры № 4 — $\text{InAs}_{0.25}\text{Sb}_{0.25}\text{P}_{0.50}$. На эпитаксиальной стороне ГС формировался сплошной контакт, а на подложке — кольцевой контакт с шириной 35 μm и внутренним диаметром 200 μm . Излучение выводилось из ГС через подложку.

Светодиодные чипы размером 0.38 \times 0.38 mm создавались методом стандартной фотолитографии и жидкостного химического травления. Применялась контактная система на основе многослойной композиции Cr–Au–Ni–Au. Образцы монтировались в корпуса ТО-18.

Спектры ЭЛ при температуре $T = 300 \text{ K}$ исследовались при импульсном возбуждении с частотой следования импульсов 1 kHz и длительностью импульса 1 μs . Сигнал регистрировался с помощью охлаждаемого фотодиода из InSb. Запись спектров проводилась с помощью монохроматора МДР-23.

На рис. 1, а представлены нормированные спектры ЭЛ изученных ГС при $T = 300 \text{ K}$, полученные в эксперименте при токе накачки 2 А. Как видно, у ГС № 1 и 2 спектр представляет собой симметричную кривую с максимумом, соответствующим энергии кванта $\sim 0.36 \text{ eV}$. У ГС № 3 и 4 спектр шире и его максимум смещен к энергии 0.37 eV. Это различие объясняется разной степенью легирования подложек, использованных для создания ГС. Так, для выращивания структур № 1 и 2 были использованы подложки, легированные до

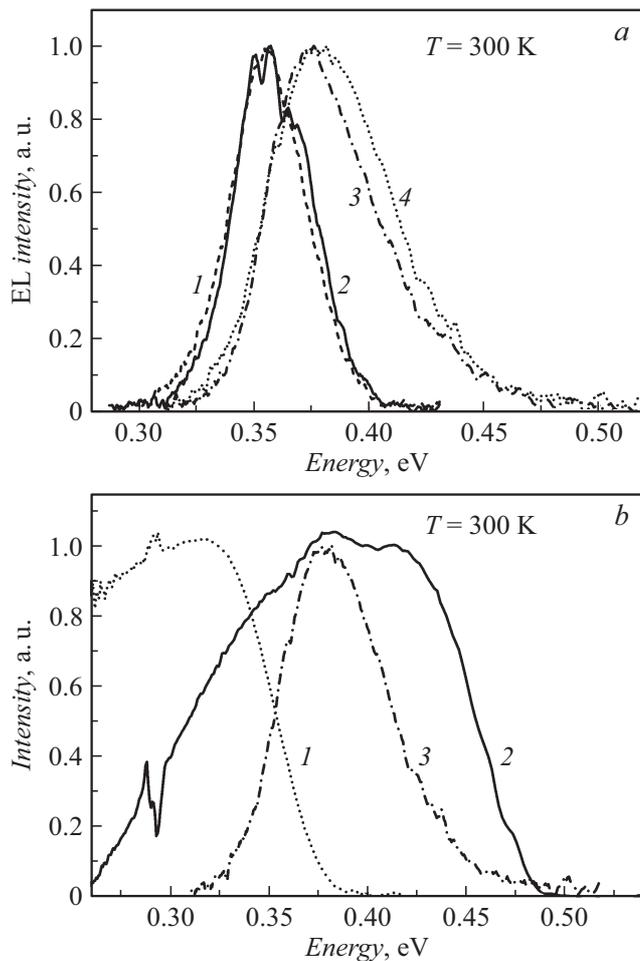


Рис. 1. Нормированные спектры ЭЛ гетероструктур, записанные при температуре 300 К и токе накачки 2 А (номера кривых на рисунке соответствуют номерам структур) (а), и спектры оптического пропускания подложек InAs с концентрацией электронов $2 \cdot 10^{18}$ (1) и $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (2) в сравнении со спектром ЭЛ структуры № 4 (3) (b). Особенности спектров при энергии ~ 0.29 eV вызваны полосой поглощения углекислого газа в атмосфере.

концентрации электронов $n \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Структуры № 3 и 4 были выращены на подложках, легированных до концентрации $n \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Спектры оптического пропускания этих двух типов подложек, записанные при 300 К, представлены на рис. 1, b. Очевидно, что подложка для ГС № 1 и 2 (спектр 1) поглощает коротковолновую часть спектра ЭЛ, формируя симметричный спектр излучения с максимумом ~ 0.36 eV. В то же время подложки ГС № 3 и 4 (спектр 2) дают возможность выхода из структуры большей части излучения, хотя и изменяют его форму при энергиях более ~ 0.45 eV.

На рис. 2, а показаны расчетные спектры оптического поглощения материала рассматриваемых подложек. Расчет показателя поглощения был выполнен с использованием пакета MATLAB по выражениям из работы [7]. Параметры материала и выражения для их расчетов

брались из работы [8]. Показатель поглощения α был определен с помощью выражения для диэлектрической проницаемости χ''

$$\chi'' = \frac{c\sqrt{\chi_{\infty}}}{\omega} a(\omega),$$

где χ_{∞} — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, c — скорость света, ω — частота. Диэлектрическая проницаемость в свою очередь определяется следующим выражением:

$$\chi''(\omega, 0) = \frac{e^2}{\eta^2 \omega} \frac{\sqrt{m_e}}{\sqrt{E_g}} \left\{ \sqrt{2} \sqrt{\eta \omega (\eta \omega - E_g)} [1 - f_n^{(h)}] + \frac{1}{6\sqrt{2}} \sqrt{(\eta^2 \omega^2 - E_g^2)} \left(\frac{2E_g^2}{\eta^2 \omega^2} + 1 \right) [1 - f_n^{(l)}] \right\},$$

где первое слагаемое в фигурных скобках определяет переходы с участием тяжелой дырки, второе — с участием легкой дырки. Для тяжелых дырок зависимость энергии от волнового вектора была взята как параболическая, для легких дырок — как непараболическая,

$$f_n^{(h)} = \left(1 + \exp \left(\frac{\eta \omega - E_g}{k_B T} \left(1 - \frac{m_e \eta \omega}{m_h E_g} \right) - \frac{\varepsilon_c}{k_B T} \right) \right)^{-1},$$

$$f_n^{(l)} = \left(\exp \left(\frac{\eta \omega - E_g}{2k_B T} - \frac{\varepsilon_c}{k_B T} \right) + 1 \right)^{-1}.$$

Здесь ε_c — энергия квазиуровня Ферми для электронов, k_B — постоянная Больцмана, m_e — масса электронов, m_h — масса тяжелых дырок. Для проверки корректности расчетов их результаты сравнивались с экспериментальными данными по измерению показателя поглощения InAs из работы [9]. При одинаковой концентрации электронов при значении $\alpha = 10^2 \text{ cm}^{-1}$ расчетные данные отличались от экспериментальных на единицы meV, что позволило считать, что расчет был выполнен корректно. Качественное согласие данных экспериментально зарегистрированных спектров пропускания подложек (рис. 1, b) и расчетных спектров поглощения InAs (рис. 2, a) с рассматриваемой концентрацией носителей $n \approx 2 \cdot 10^{18}$ и $\approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ также подтверждает корректность расчетов.

На рис. 2, b представлены нормированные спектры ЭЛ структуры № 4. На рисунке приведены спектр, записанный в эксперименте, спектр излучения InAs, найденный расчетным путем с использованием пакета MATLAB, и спектры излучения активного слоя гетероструктуры, полученные при моделировании в среде COMSOL Multiphysics®. Расчет был проведен в приближении непараболической зависимости энергии электронов и легких дырок от волнового вектора согласно методам работы [7]; концентрация неравновесных носителей была принята равной $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ в соответствии с данными, полученными ранее для аналогичных условий инжекции

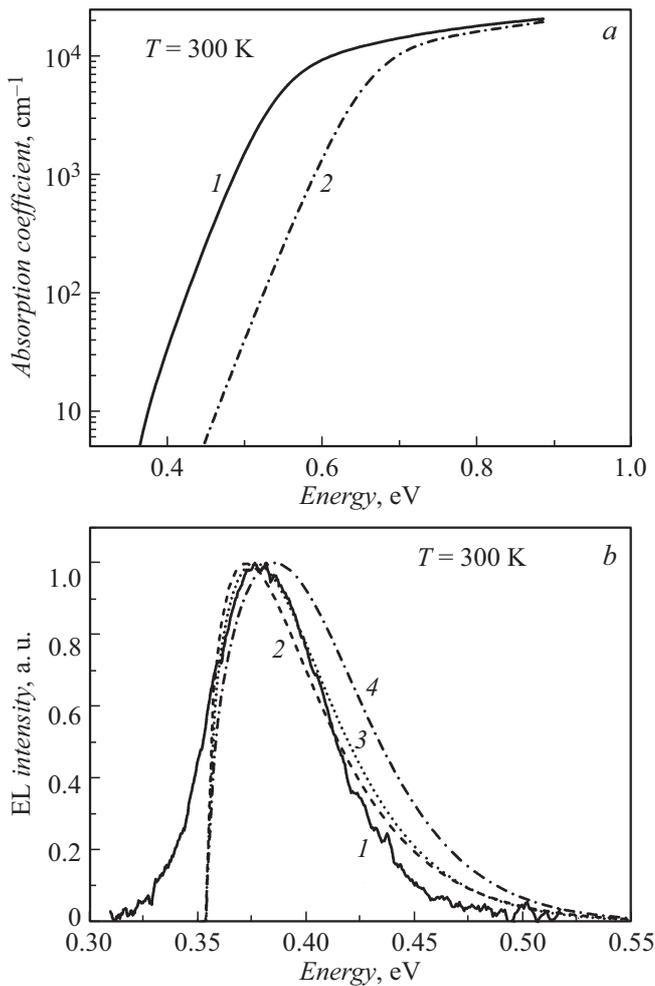


Рис. 2. *a* — расчетные спектры оптического поглощения InAs с концентрацией электронов $2 \cdot 10^{18}$ (1) и $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (2); *b* — нормированные спектры электролюминесценции структуры № 4 для $T = 300 \text{ K}$: экспериментальный (1), рассчитанный с помощью пакета MATLAB для InAs с концентрацией инжектированных носителей $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (2) и полученные при моделировании в среде COMSOL Multiphysics® для постоянного тока накачки 3.8 (3) и 150 мА (4).

в структурах с активным слоем из InAsSb [5]. При моделировании методом конечных объемов решалось электростатическое уравнение Пуассона совместно с уравнениями переноса электронов и дырок в стационарной постановке и в приближении параболической зависимости энергии от волнового вектора. Учитывались только межзонные механизмы рекомбинации и спонтанная эмиссия. Элементы матрицы перехода задавались через время жизни излучательной рекомбинации. При моделировании рассматривалась полная ГС (на боковых поверхностях ГС задавалось граничное условие изоляции, на границах слоев задавалось условие непрерывности/гетероперехода с использованием модели термоионной эмиссии), толщины подложки, активной области и барьерного слоя задавались как 250,

2.5 и $1.2 \mu\text{m}$ соответственно. Параметры материала и выражения для их расчетов при моделировании также были взяты из работы [8]. Видно хорошее согласие данных эксперимента, расчета и моделирования в случае задания при моделировании величины постоянного тока через структуру 3.8 мА. При постоянном токе через структуру в 150 мА максимум спектра, полученного в результате моделирования, заметно смещается в сторону более высоких энергий, что объясняется существенным подъемом квазиуровня Ферми для электронов при увеличении концентрации инжектированных носителей. Подобие кривых 2 и 3 на рис. 2, *b* свидетельствует о том, что при низких концентрациях носителей эффект непараболической зависимости энергии электронов и легких дырок от волнового вектора, как и следовало ожидать, не проявляется.

На рис. 3 приведены температурные зависимости значений E_g , определенных исходя из экспериментальных спектров ЭЛ по методике работы [5] для ГС № 3 и 4 (в данном случае использовалось возбуждение с током 800 мА), и расчетные значения величины E_g для невырожденного InAs. При температурах ниже 75 К при использованном возбуждении в ГС наблюдалось вынужденное излучение (как и ранее в структурах с активной областью на основе InAsSb [5]). Эти данные на рисунке не приведены и будут представлены в последующих публикациях. При $75 < T < 300 \text{ K}$ можно видеть удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных, подтверждающее факт генерации излучения в активном слое. Полуширина линии излучения плавно увеличивалась со значений 20–25 meV при $T = 77 \text{ K}$ до 50–60 meV при $T = 300 \text{ K}$, типичной для данной конструкции светодиодов [10–12].

Таким образом, сравнение результатов экспериментальных исследований, расчетов и моделирова-

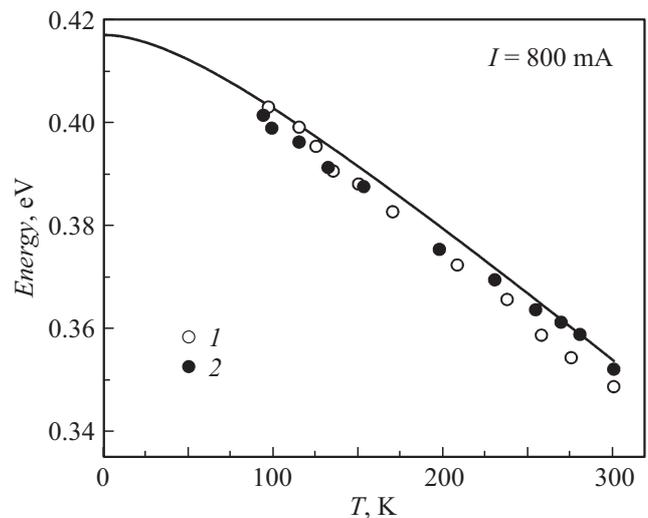


Рис. 3. Расчетная температурная зависимость ширины запрещенной зоны E_g невырожденного InAs (линия) и значения E_g , определенные исходя из спектров ЭЛ по методике работы [5] для структур № 4 (символы 1) и № 3 (символы 2).

ния спектральных характеристик светодиодных ГС InAs/(Ga)InAsSb(P), выращенных на подложках из InAs, позволило построить картину формирования спектров излучения в рассматриваемых ГС. Показана адекватность результатов моделирования характеристик ГС данным эксперимента и расчетов, проведенных для материала активной области структур. Полученные результаты подтверждают перспективы использования моделирования при конструировании светодиодных ГС.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Jung D., Bank S., Lee M.L., Wasserman D. // *J. Opt.* 2017. V. 19. P. 123001.
- [2] Tan C.L., Mohseni H. // *Nanophotonics*. 2018. V. 7. P. 169–197.
- [3] Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А. // *ФТП*. 2019. Т. 53. В. 2. С. 147–157.
- [4] Михайлова М.П., Мусеев К.Д., Яковлев Ю.П. // *ФТП*. 2019. Т. 53. В. 3. С. 291–308.
- [5] Мынбаев К.Д., Bazhenov N.L., Semakova A.A., Chernyaev A.V., Kizhaev S.S., Stoyanov N.D., Bougrov V.E., Lipsanen H., Salikhov Kh.M. // *Infr. Phys. Technol.* 2017. V. 85. P. 246–250.
- [6] Sopanen M., Koljonen T., Lipsanen H., Tuomi T. // *J. Cryst. Growth*. 1994. V. 145. P. 492–497.
- [7] Баженов Н.Л., Мынбаев К.Д., Зегря Г.Г. // *ФТП*. 2015. Т. 49. В. 9. С. 1206–1211.
- [8] Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. // *J. Appl. Phys.* 2001. V. 89. P. 5815–5875.
- [9] Dixon J.R., Ellis J.M. // *Phys. Rev.* 1961. V. 123. P. 1560–1567.
- [10] Гребенищикова Е.А., Зотова Н.В., Кижяев С.С., Молчанов С.С., Яковлев Ю.П. // *ЖТФ*. 2001. Т. 71. В. 9. С. 58–60.
- [11] Зотова Н.В., Ильинская Н.Д., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Стусь Н.М., Шустов В.В., Тараканова Н.Г. // *ФТП*. 2006. Т. 40. В. 8. С. 1004–1008.
- [12] Matveev B., Zotova N., P'inskaya N., Karandashev S., Remennyi M., Stus' N., Kovchavtsev A.P., Kuryshv G.L., Polovinkin V.G., Tarakanova N. // *MRS Proc.* 2005. V. 891. P. 0891-EE01-04.