

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АРСЕНИДА ИНДИЯ И ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ InAsSbP и InGaAs

Айдаралиев М., Зотова Н. В., Карандашев С. А., Стусь Н. М.

Приведены данные по температурной зависимости ЭЛ p - n -гомопереходов в твердых растворах InAsSbP, InGaAs для составов вблизи InAs и ДГС n -InAsSbP/ n -InAs/ p -InAsSbP в интервале 4.2–300 К.

Показано, что внутренний квантовый выход люминесценции в активной области ДГС n -InAs определяется конкуренцией излучательной и оже-рекомбинации с передачей энергии рекомбинирующих частиц электрону в зоне проводимости. Расчет показывает, что при изменении температуры от 77 до 300 К внутренний квантовый выход падает от 96 до 3 %.

Охлаждение светодиодов на основе InAsSbP и InGaAs до 250–230 К увеличивает интенсивность излучения в 3–5 раз.

Источники спонтанного и стимулированного излучения на основе InAs и твердых растворов InAsSbP и InGaAs для составов вблизи InAs, перекрывающие интервал длин волн 2.5–5 мкм, представляют практический интерес как для ВОЛС, так и для газоаналитического приборостроения.

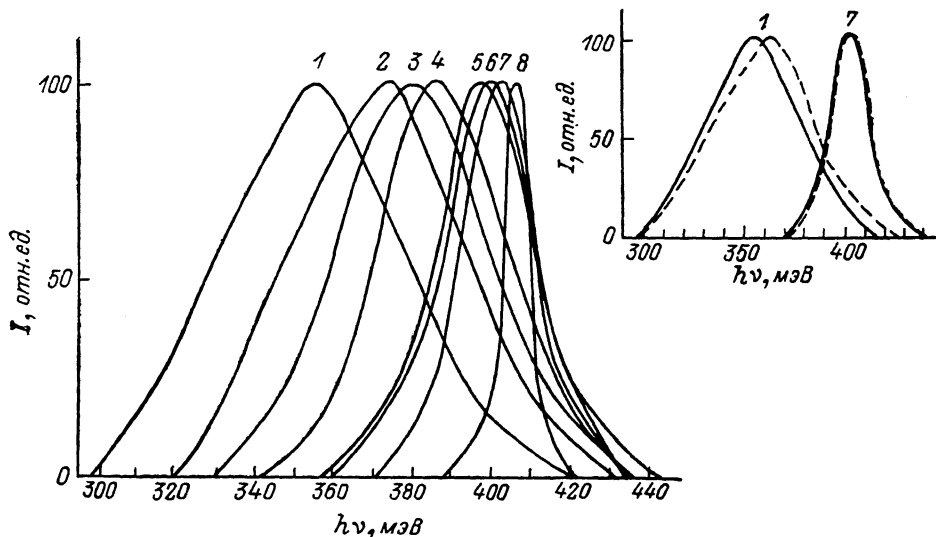


Рис. 1. Спектры ЭЛ ДГС n -InAsSbP/ n -InAs/ p -InAsSbP при разных температурах.

Т, К: 1 — 300, 2 — 240, 3 — 200, 4 — 160, 5 — 120, 6 — 100, 7 — 77, 8 — 4.2. На вставке: сплошные линии — эксперимент, штриховые — исправленные на поглощение излучения в активной области ДГС.

Оценка возможности расширения интервала рабочих температур, увеличение интенсивности излучения этих источников требуют знания механизмов рекомбинации неравновесных носителей заряда, определяющих внутренний квантовый выход люминесценции.

В данной работе приведены экспериментальные температурные зависимости электролюминесценции (ЭЛ) светодиодов на основе InAsSbP и InGaAs для со-

ставов, близких к InAs, и двойных гетероструктур (ДГС) n -InAsSbP/ n -InAs/ p -InAsSbP, используемых в настоящее время в ряде технических применений, в том числе в полупроводниковых газоанализаторах [1].

Показано, что экспериментальная температурная зависимость интенсивности излучательной рекомбинации в активной области n -InAs ДГС определяется конкуренцией межзонных механизмов излучательной и оже-рекомбинации с передачей энергии рекомбинирующих частиц электрону в зоне проводимости (CHCC процессе).

1. Методика и результаты эксперимента

Исследовались ЭЛ ($4.2 \div 300$ К) диффузионных и эпитаксиальных гомо- p — n -переходов в InAs, твердых растворах InAsSbP и InGaAs, а также ДГС n -InAsSbP/ n -InAs/ p -InAsSbP, полученных методом жидкофазной эпитаксии.

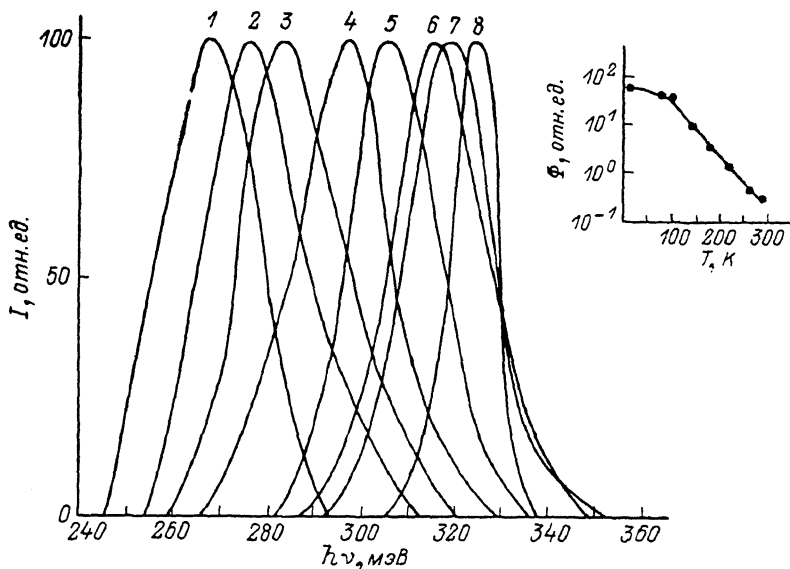


Рис. 2. Спектры ЭЛ светодиодов на основе InAsSbP при разных температурах.

T , К: 1 — 300, 2 — 260, 3 — 220, 4 — 180, 5 — 140, 6 — 100, 7 — 77, 8 — 4.2. На вставке — температурная зависимость интенсивности излучения.

Образцы крепились на хладопроводе, регистрация излучения после монохроматора осуществлялась фотосопротивлением из антимолида индия, охлажденным до 77 К.

На рис. 1 представлены спектры ЭЛ ДГС, где областью излучательной рекомбинации является узкозонный слой n -InAs ($n \sim 1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$), в интервале температур $4.2 \div 300$ К.

На рис. 2 и 3 представлены спектры светодиодов $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ и $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$. Все спектры состоят из одной полосы, которая сдвигается с увеличением температуры в сторону меньших энергий со скоростью, близкой к температурному изменению ширины запрещенной зоны, интенсивность в интервале температур $4.2 \div 300$ К падает в десятки раз (см. вставки к рисункам).

Из приведенных данных следует, что охлаждение исследуемых светодиодов на $50 \div 70^\circ$ от комнатной температуры, что легко достигается применением стандартных термохолодильников, увеличивает интенсивность излучения в 3—5 раз.

2. Обсуждение результатов

В данной работе сравнение теории с экспериментом проведено для случая ДГС с активной областью из n -InAs, коэффициент поглощения в котором хорошо известен [2].

Была подсчитана температурная зависимость внутреннего квантового выхода люминесценции в n -InAs: $\eta_i = \tau_{nr} / (\tau_{nr} + \tau_R)$, где τ_{nr} и τ_R — соответственно безызлучательное и излучательное время жизни. Ранее предполагалось, что для n -InAs величина η_i определяется конкуренцией межзонных механизмов излучательной и безызлучательной оже-рекомбинации с передачей энергии рекомбинирующих частиц электрону в зоне проводимости [3]. При вычислении τ_{nr} учитывалась непараболичность зоны проводимости по 4-зонной модели Кейна; так, в работе [4] было показано, что для InAs и твердых растворов, близких к нему по составу, у которых $\Delta \sim E_g$, необходимо учитывать влияние спин-орбитально отщепленной зоны, приводящее к утяжелению эффективной массы электрона. Последнее увеличивает пороговую энергию электронов ϵ_{π} по сравнению с обычным значением $E_g [1 + (2m_l/m_h)]$.

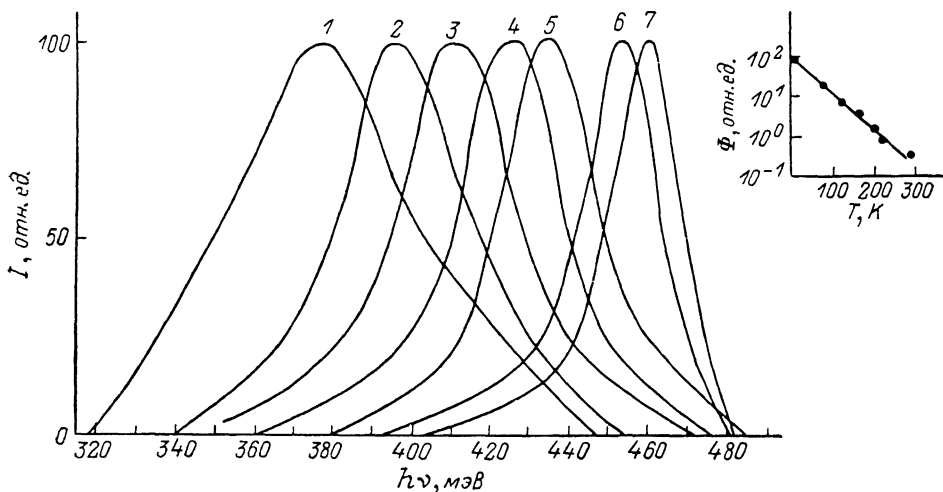


Рис. 3. Спектры ЭЛ светодиодов на основе InGaAs при разных температурах.

Т, К: 1 — 300, 2 — 240, 3 — 200, 4 — 160, 5 — 120, 6 — 77, 7 — 4.2. На вставке — температурная зависимость интенсивности излучения.

Коэффициент Оже в этом случае для невырожденного электронного газа экспоненциально зависит от температуры и не зависит от концентрации носителей [4]:

$$R_A = \frac{24\pi^{5/2} \hbar^3 e^4}{\nu^2 m_h^3 m_c^3 E_g^3 T^{1/2}} \left(\frac{E_g + \Delta}{2E_g + \Delta} \right)^{3/2} \left(\frac{3E_g + \Delta}{2E_g + \Delta} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{\epsilon_{\pi} - E_g}{T} \right).$$

Для расчета использовались следующие параметры: $x=12$, $m_h=0.41 m_0$, $m_c=0.02 m_0$, $E_g=(0.434 \div 2.8) \cdot 10^{-4} T$ [эВ], $\Delta=0.38 + 10^{-4} T$ [эВ], $n=1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Температурная зависимость τ_{nr} для InAs при $n \sim 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, рассчитанная в этом приближении, приведена на вставке к рис. 4 (кривая 1). Однако в нашем случае электроны сильно вырождены, и учет этого обстоятельства приводит к зависимости коэффициента Оже от концентрации [5]:

$$R_o = R_A \frac{k_{\pi}^4}{(k_{\pi}^2 + r_g^{-2})^2},$$

где

$$k_{\pi}^2 = \frac{2m_o E_g (2E_g + \Delta) (3E_g + 2\Delta)}{\hbar^2 (E_g + \Delta) (3E_g + \Delta)},$$

r_g — радиус экранирования.

В результате время жизни безызлучательной ШСС рекомбинации по 4-зонной модели Кейна с учетом вырождения электронного газа при слабом уровне возбуждения определяется из уравнения $1/\tau_{nr} = R_o N_c n F_{3/2}(Z)$ [5], где Z — приведенный уровень Ферми электронов, n — их концентрация. Результаты представлены на вставке к рис. 4 (кривая 2). Видно, что учет вырождения умень-

пает время жизни при 77 К почти на 0.5 порядка и делает его температурную зависимость более слабой.

Для вычисления τ_R использовался формализм работы [6] $\tau_R = 1/Bn$, где скорость излучательной рекомбинации

$$B = 5.8 \cdot 10^{-13} z^{1/2} \left(\frac{m_0}{m_e + m_h} \right)^2 \left(1 + \frac{m}{m_e} + \frac{m}{m_h} \right) \left(\frac{300}{T} \right)^2 E_g^2, \text{ [см}^3/\text{с]}.$$

Этот подсчет сделан для невырожденного случая и для параболических зон при $k=0$. Однако учет непараболическости для структур кейновского типа и вырождения при рассмотрении излучательных переходов только между зоной проводимости и валентной зоной приводит к уменьшению B всего в 1.5 раза [7].

Рассчитанная температурная зависимость внутреннего квантового выхода η_i для $n\text{-InAs}$ с $n \sim 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ приведена на рис. 4.

В случае ДГС истинный спектр ЭЛ, наблюдаемым в активной области, слабо отличается от измеряемого спектра, так как поглощение излучения в 3-микрометровой активной области мало, а поглощение в широкозонных слоях

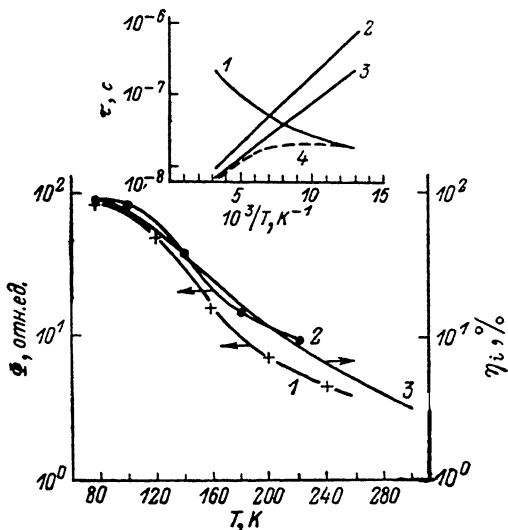


Рис. 4. Зависимости интенсивности ЭЛ ДГС $n\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}/p\text{-InAsSbP}$ для двух структур (1, 2) и квантового выхода (3) от температуры.

На вставке — температурные зависимости излучательного (1), безизлучательного без учета вырождения (2), с учетом вырождения (3) и общего времени жизни (4).

(перепад E_g на гетерогранице > 60 мэВ) практически отсутствует. На вставке к рис. 1 штриховыми кривыми обозначены спектры, исправленные на поглощение в активной области. Видно, что они практически не отличаются от измеряемых.

Поэтому мы сочли возможным сравнить температурные зависимости экспериментально измеренной ЭЛ и внутреннего квантового выхода люминесценции η_i (рис. 4). Видно хорошее совпадение, которое свидетельствует о том, что рекомбинация носителей в активной области $n\text{-InAs}$ ДГС действительно определяется конкуренцией межзонных механизмов излучательной и СНСС рекомбинации.

Полученные нами данные для внутреннего квантового выхода InAs при 300 К близки к значениям, приведенным в работе [8]. Там также учитывалась оже-рекомбинация с участием отщепленной валентной зоны и использовались точные значения интегралов перекрытия. Так, для концентраций носителей $1 \cdot 10^{17}$ и $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ авторы [8] получили значения η_i , соответственно равные 13 и 0.05 %.

Как показано в работе [9], строгое сравнение падения экспериментальной величины интенсивности излучательной рекомбинации и η_i с ростом температуры необходимо проводить с учетом термического заброса неравновесных носителей заряда (ННЗ) из активной области ДГС в широкозонные эмиттеры. Это особенно существенно при $T \geq 300 \text{ К}$ и скачках потенциала на гетерограницах $\Delta E \leq 200$ мэВ.

Наблюдаемое в нашем эксперименте достаточно хорошее совпадение температурного хода интенсивности ЭЛ и η_i (4.2–240 К) связано, по-видимому, с тем, что основной вклад в падение люминесценции дает температурное изменение η_i , а роль термического заброса ННЗ из активной области в эмиттеры невелика за счет более широкой (в ~ 4 раза) активной области по сравнению со структурами работы [9]. Кроме того, это подтверждается и отсутствием в спектрах ЭЛ излу-

чения, связанного с излучательной рекомбинацией в эмиттерах, внутренний квантовый выход в которых близок к η_i в активной области.

Для структур с гомопереходом в настоящее время провести сопоставление экспериментального падения интенсивности ЭЛ с температурной зависимостью η_i не удалось. Для расчета η_i необходимо знать точные значения Δ , E_g и их температурные зависимости для исследуемых составов твердых растворов InGaAs и InAsSbP. Сами же экспериментальные спектры существенно отличаются от истинных, рожденных в области $p-n$ -перехода, из-за сильного поглощения в p -области, которое тоже не известно.

Тем не менее данные по температурным изменениям как формы спектров, так и интенсивности ЭЛ для светодиодов на основе гомопереходов в InGaAs и InAsSbP для составов, близких к InAs, представляют практический интерес при применении таких излучателей.

Данные по температурной зависимости интенсивности излучения в ДГС n -InAsSbP/ n -InAs/ p -InAsSbP показывают, что внутренний квантовый выход люминесценции в активной области определяется конкуренцией излучательной и ШСР рекомбинации и при изменении от 77 до 300 К падает от 96 до 3 %.

Малый квантовый выход излучения при 300 К делает маловероятным получение источников стимулированного излучения в области 3 мкм.

Авторы благодарят Э. Н. Соколову за полезные консультации.

Л и т е р а т у р а

- [1] Есица Н. П., Зотова Н. В., Марков И. И., Матвеев Б. А., Рогачев А. А., Стусь Н. М., Талалакин Г. Н. // ЖПС. 1985. Т. 42. В. 4. С. 691—694.
- [2] Dison J. R., Ellis J. M. // Phys. Rev. 1961. V. 123. N 5. P. 1560—1566.
- [3] Есица Н. П., Зотова Н. В. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 2. С. 316—322.
- [4] Гельмонт Б. Л., Соколова Э. Н. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 9. С. 1670—1672.
- [5] Гельмонт Б. Л. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 10. С. 1913—1917.
- [6] Rogalski A., Orman Z. // Infr. Phys. 1985. V. 25. N 3. P. 551—560.
- [7] Kinch M. A., Brau M. J., Simmons A. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 4. P. 1649—1663.
- [8] Гарбузов Д. З., Халфин В. Б. // Тр. Всес. конф. по физике полупроводников. Баку, 1982. Т. 1. С. 290—292.
- [9] Тулашвили Э. В., Вавилова Л. С., Гарбузов Д. З., Арсентьев И. Н., Халфин В. Б. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 9. С. 1615—1619.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 2.07.1988
Принята к печати 27.10.1988