

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Cd_{0.4}Hg_{0.6}Te$

Баженов Н. Л., Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И.,
Ижнин А. И., Смирнов В. А.

В твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \sim 0.46$) исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) и измерено абсолютное значение интенсивности рекомбинационного излучения в интервале температур $14 \div 300$ К.

Расчет механизмов излучательной рекомбинации и двух оже-процессов ($A1$ и $A7$ по классификации Бити), выполненный с учетом особенностей зонной структуры $Cd_xHg_{1-x}Te$, позволил рассчитать спектры ФЛ и оценить величину внутреннего квантового выхода излучения.

Твердые растворы $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ) широко применяются в современной оптоэлектронике в качестве детекторов ИК излучения. В связи с этим большое внимание уделяется изучению процессов рекомбинации, ответственных за фотоэлектрические свойства этих материалов [1, 2]. Высокоинформативными в этом отношении являются исследования фотолюминесценции (ФЛ), однако отсутствие измерений абсолютной интенсивности ФЛ не позволило до настоящего времени количественно разделять вклад излучательных и безизлучательных рекомбинационных процессов. Кроме того, непосредственное измерение темпов излучательной рекомбинации и квантового выхода излучения позволяет внести большую определенность в возможность использования КРТ в качестве ИК излучателя.

В настоящей работе сообщается об исследовании спектра и измерении абсолютной интенсивности ФЛ сплавов КРТ состава $x \sim 0.4$.

Исследуемые кристаллы были выращены методом Бриджмена и при $T = 77$ К имели концентрацию дырок и их подвижность соответственно $1.8 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $160 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Перед измерениями образцы подвергались механической полировке с последующим травлением в полирующем травителе.

Возбуждение ФЛ осуществлялось с помощью лазера Nd : YAG, мощность которого при работе в непрерывном одномодовом режиме составляла ~ 0.5 Вт. Излучение модулировалось с частотой 1 кГц и скважностью 5. Регистрация излучения проводилась фотоприемником Ge : Au.

На рис. 1 представлены типичные спектры ФЛ при различных температурах. Наблюдались две линии излучения, одна из которых гаснет с повышением температуры и практически исчезает при $T > 63$ К. Энергетическое расстояние между максимумами полос составляло величину ~ 18 мэВ. Это обстоятельство позволяет связать обнаруженные полосы фотолюминесценции с оптическими переходами зона—зона и зона—акцептор. Сдвиг максимума, соответствующего межзонным переходам в зависимости от температуры, хорошо описывается выражением для температурного изменения ширины запрещенной зоны [3], что позволило уточнить значение $x \approx 0.46$.

Рассчитаем форму спектральной линии при $T = 300$ К (рис. 2) в предположении, что она определяется только межзонными механизмами рекомбинации.

Если учесть переходы в зону тяжелых (hh) и легких (lh) дырок, то интенсивность люминесценции определяется следующим выражением [4]:

$$U \sim \hbar^2 \omega^2 (a_{hh}^0 f_n^{(h)}) / \rho_{\mathbf{p}}^{(h)} + a_{lh}^0 f_n^{(l)} / \rho_{\mathbf{p}}^{(l)},$$

где

$$\alpha_{hh}^0 = \frac{e^2}{\hbar^2 c \sqrt{\kappa}} \sqrt{\frac{m_c}{E_g}} \sqrt{(\hbar\omega - E_g) \hbar\omega},$$

$$f_n^{(k)} = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\hbar\omega - E_g}{kT} \left(1 - \frac{m_c}{m_h} \frac{\hbar\omega}{E_g} \right) - \frac{\xi_c}{kT} \right] \right\}^{-1},$$

$$f_p^{(k)} = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\hbar\omega}{kT} \frac{m_c}{m_h} \left(\frac{\hbar\omega - E_g}{E_g} \right) - \frac{\xi_h}{kT} \right] \right\}^{-1},$$

$$\alpha_{ih}^0 = \frac{e^2}{6 \hbar^2 c \sqrt{2\kappa}} \sqrt{\frac{m_c}{E_g}} \left(1 + \frac{2E_g^2}{\hbar^2 \omega^2} \right) \sqrt{\hbar^2 \omega^2 - E_g^2},$$

$$f_n^{(l)} = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\hbar\omega - E_g}{2kT} - \frac{\xi_c}{kT} \right] \right\}^{-1},$$

$$f_p^{(l)} = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\hbar\omega - E_g}{2kT} - \frac{\xi_h}{kT} \right] \right\}^{-1}.$$

Здесь κ — диэлектрическая проницаемость, m_h — эффективная масса тяжелой дырки, m_c — эффективная масса электрона и равная ей в модели Кейна

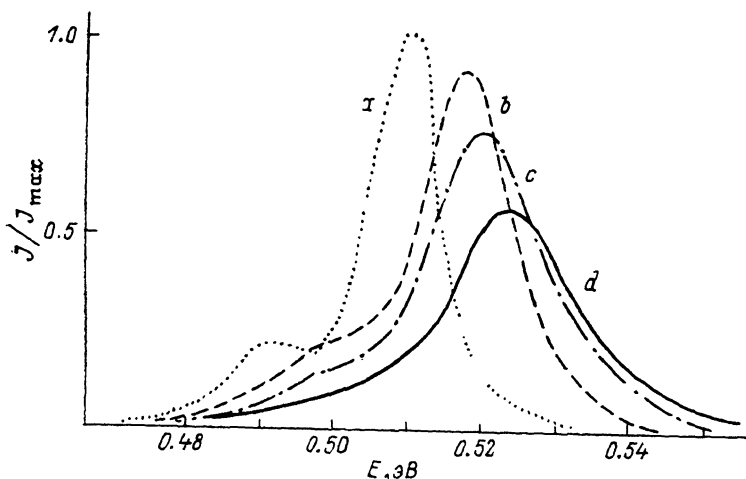


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции при разных температурах.
 T, K: a — 14, b — 40, c — 63, d — 79.

масса легкой дырки, ξ_c и ξ_h — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, отсчитываемые от краев соответствующих зон. Значение ширины запрещенной зоны E_g ($T=300$ K) = 0.52 эВ было вычислено с учетом известной температурной зависимости [3], $m_h=0.4 m_0$, $m_c=0.036 m_0$, $\kappa=10$ [5]. Кроме того, при анализе спектров ФЛ следует учесть поглощение излучения люминесценции в приповерхностном слое кристалла. Действительно, измеренный коэффициент поглощения падающего излучения оказался равным $\alpha=8 \cdot 10^3$ см⁻¹. В то же время коэффициенты поглощения люминесценции $\alpha_{hh} = \alpha_{hh}^0 (1 - f_n^{(h)} - f_p^{(h)})$ и $\alpha_{ih} = \alpha_{ih}^0 (1 - f_n^{(l)} - f_p^{(l)})$ вблизи фундаментального края поглощения также составляют величины порядка $(1 \div 3) \cdot 10^3$ см⁻¹.

Чтобы учесть этот эффект, выражение (1) следует поделить на сумму коэффициентов поглощения. В этом случае выражение интенсивности люминесценции (1) примет вид

$$U' \sim \frac{U}{\alpha + \alpha_{hh} + \alpha_{ih}}. \quad (1a)$$

Учитывая высокий уровень возбуждения в нашем эксперименте, будем считать, что неравновесная концентрация носителей превышает равновесную,

т. е. $\Delta n = \Delta p \gg n_0, p_0$, и квазиуровни Ферми связаны уравнением нейтральности

$$N_c F_{1/2} \left(\frac{\xi_c}{kT} \right) = N_v F_{1/2} \left(\frac{\xi_h}{kT} \right), \quad (2)$$

где F_j — интеграл Ферми индекса j .

Оставшийся подгочный параметр (например, ξ_c) определялся из совпадения экспериментальной и расчетной спектральных кривых в высокоэнергетической области спектра. Полученное значение $\xi_c/kT = 1.6$ соответствует значению концентрации неравновесных носителей $3.9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, при котором предположение $\Delta n \gg n_0, p_0$ выполняется. Полученная после нормировки кривая,

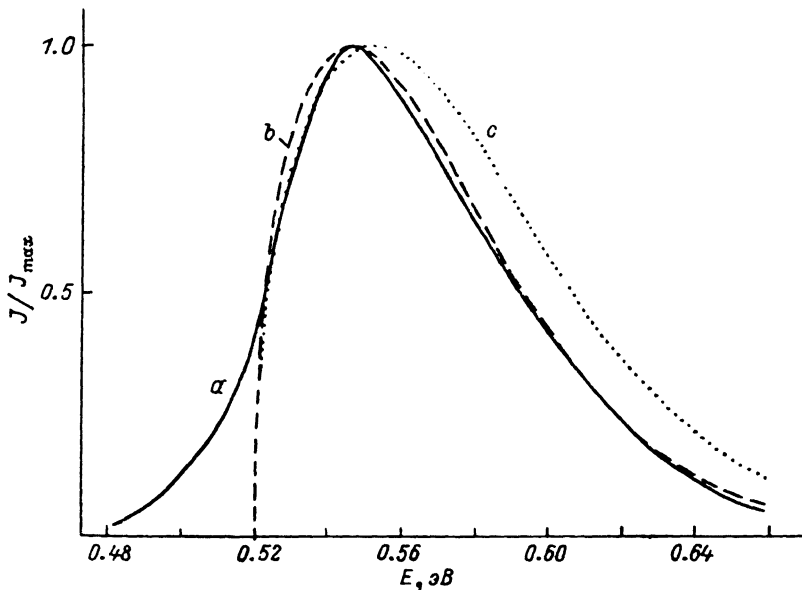


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции при 300 К.
а — эксперимент, б, с — расчет.

соответствующая (1а) (рис. 2, б), хорошо описывает высокоэнергетическую часть полосы люминесценции. На том же рисунке приведена кривая (рис. 2, с), построенная без учета поглощения излучения [выражение (1)]. Сравнение кривых б и с показывает, что учет поглощения необходим.

Для сравнения определим положение квазиуровня Ферми из независимого измерения. Скорость генерации носителей G определяется выражением

$$G = \frac{4W\alpha}{\pi d^2 \hbar \omega_{пад}}, \quad (3)$$

где W — мощность падающего излучения на площадку диаметром d , α — коэффициент поглощения.

В эксперименте $G = 2.1 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. В случае высокого уровня возбуждения ($n, p \gg n_0, p_0$)

$$G = n^2 \left[\gamma_{ph} + \frac{N_c R_{A7}}{1 + \exp(-\xi_c/kT)} + R_{A1} N_c F_{3/2} \left(\frac{\xi_c}{kT} \right) \right], \quad (4)$$

где γ_{ph} — скорость излучательной рекомбинации, R_{A1} — скорость оже-рекомбинации с участием двух электронов и тяжелой дырки, R_{A7} — скорость оже-рекомбинации с участием двух тяжелых дырок и электрона с переходом тяжелой дырки в легкую, N_c — плотность состояний в зоне проводимости, а $n = N_c F_{1/2} (\xi_c/kT)$.

Выражение для коэффициента R_{A1} получено в работе [6]:

$$R_{A1} = \frac{6\sqrt{2}\pi^{3/2}h^3e^4}{x^2m_c^{1/2}m_h^{3/2}\sqrt{kT}E_g^{3/2}} \exp\left(-\frac{2m_cE_g}{m_hkT}\right). \quad (5)$$

Выражение для коэффициента R_{A7} взято из [7]:

$$R_{A7} = \frac{36\pi^2h^3e^4\sqrt{kT}}{x^2m_c^{3/2}m_h^{1/2}E_g^{7/2}} \exp\left(-\frac{m_cE_g}{m_hkT}\right) g\left(\frac{m_cE_g}{m_hkT}\right), \quad (6)$$

где

$$g(a) = \frac{a^{3/2}}{8} \left[\sqrt{\pi a} (a-1) + a(3-2a-2a^2) I_1(a) + \frac{1}{2} a(2a^2+a+1) I_0(a) \right],$$

$$I_k(a) = \int_0^\infty dz \exp(-az^2) z(1+z)^k \ln\left(\frac{1+z}{1-z}\right)^2. \quad (7)$$

Коэффициент излучательной рекомбинации брался в виде

$$\gamma_{ph} = \frac{\sqrt{x}E_g^2e^2(kT)^{3/2}}{2\pi^{3/2}h^5c^3m_c} \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right) [\sqrt{2\mu_h^3} + \sqrt{2\mu_l^3}], \quad (8)$$

где

$$\mu_l^{-1} = 2m_c^{-1}, \quad \mu_h^{-1} = m_h^{-1} + m_c^{-1}.$$

Численное решение уравнения (4) дает $\xi_c/kT=2.0$, т. е. $n=4.8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что близко к величинам, определенным из анализа спектров люминесценции. Полученный результат подтверждает ранее сделанное предположение о межзонном характере рекомбинации.

Было проведено измерение величины квантового выхода ФЛ с помощью оптической установки на основе сферического зеркала радиусом 50 мм. Образец помещался в точке, в которой апертурный угол зеркала составлял 180° . Излучение концентрировалось на оптической оси, причем в области длиной 14 мм и диаметром 6 мм энергия излучения была распределена равномерно. В этой области за фильтром, отсекающим излучение накачки, помещался калиброванный неселективный приемник излучения (болометр), что позволило измерить интенсивность излучения люминесценции. Последняя составляла 0.12 мВт при мощности накачки 420 мВт.

Измерение внешнего квантового выхода при $T=300 \text{ К}$ дало значение $\eta_{\text{внеш}} = 0.12 \%$. Известно, что

$$\eta_{\text{внеш}} = \eta_{\text{внутр}} \eta_r \eta_{ab}, \quad (9)$$

где η_r — коэффициент, связанный с отражением на границе раздела полупроводник—воздух и равный

$$\eta_r = 1/n(n+1)^2,$$

n — показатель преломления, равный 3.16 для нашего состава, а η_{ab} — коэффициент, учитывающий поглощение и переизлучение.

Полагая $\eta_{ab}=1$ и учитывая, что зеркало собирает только половину излучения образца, получаем, что экспериментальное значение $\eta_{\text{внутр}} \approx 13 \%$.

Оценим теоретическое значение величины $\eta_{\text{внутр}}$. Внутренний квантовый выход определялся как вероятность излучательной рекомбинации, отнесенная к полной вероятности рекомбинации. В случае $n=p \gg n_0, p_0$ и при произвольном вырождении

$$\eta_{\text{внутр}} = \left\{ 1 + \frac{N_c}{\gamma_{ph}} \left[\frac{R_{A7}}{1 + \exp(-\xi_c/kT)} + R_{A1} F_{3/2}\left(\frac{\xi_c}{kT}\right) \right] \right\}^{-1}. \quad (10)$$

Положение квазиуровня Ферми также определялось из решения уравнения (4), скорость генерации составляла $4.6 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, а полученное решение $\xi_c/kT = -0.21$. При этом концентрация электронов составляла $n \sim 1.1 \times$

$\times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и условие $n=p \gg n_0, p_0$ все еще справедливо. Квантовый выход, определяемый выражением (10), составил $\sim 26\%$. Занижение экспериментального значения связано, по-видимому, с наличием дополнительных механизмов потерь излучения.

Из приведенного сопоставления теории и эксперимента следует, что основным механизмом безызлучательной рекомбинации является оже-рекомбинация, в которую наибольший вклад вносит взаимодействие двух электронов и тяжелой дырки, а также электрона и двух тяжелых дырок с переходом тяжелой дырки в легкую.

Полученные экспериментальные и теоретические значения внутреннего квантового выхода излучения для КРТ показывают, что это соединение может быть использовано для создания излучателей в ИК области спектра для составов и температур, в которых оже-рекомбинация не является преобладающей. Например, при комнатной температуре перспективными в этом отношении могут оказаться составы с $x > 0.35$.

Список литературы

- [1] Lecros R., Triboulet R. // J. Cryst. Growth. 1985. V. 72. N 1-2. P. 264—269.
- [2] Иванов-Омский В. И., Миронов К. Е., Огородников В. К., Рустамов Р. Б., Смирнов В. А., Юлдашев Ш. У. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1681—1683.
- [3] Schmit T. L., Stelzer E. L. // J. Appl. Phys. 1969. V. 40. N 12. P. 4865—4869.
- [4] Anderson W. W. // Infr. Phys. 1980. V. 20. N 6. P. 363—372.
- [5] Берченко Н. Н., Кревс В. Е., Средин В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение (справочные таблицы). М., 1982. 208 с.
- [6] Гельмонт Б. Л. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 10. С. 1913—1917.
- [7] Гельмонт Б. Л. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 7. С. 1316—1319.

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

Получена 9.08.1989
Принята к печати 30.08.1989