

05;06;07

Об усилении люминесценции в узкозонной фазе гетерогенного полупроводника PbS–CdS

© А.Г. Роках, Н.Б. Трофимова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410026 Саратов, Россия
e-mail: semiconductor@sgu.ssu.runnet.ru

(Поступило в Редакцию 18 декабря 2000 г.)

Показано, что эффект значительного увеличения интенсивности фотолюминесценции PbS при добавлении к нему CdS [1] в условиях образования гетерофазного полупроводника PbS–CdS может быть объяснен отвлечением рекомбинационного потока из широкозонной фазы в узкозонную полем варизонного перехода. Предлагается модель гетерогенного полупроводника, объясняющая "разгорание" люминесценции в системе PbS–CdS. Численными методами исследуются профиль распределения концентрации неравновесных носителей и интегральная интенсивность люминесценции на границе с узкозонной фазой.

Известно, что полупроводниковые соединения PbS–CdS имеют ограниченную область взаимной растворимости и образуют тройные твердые растворы $Pb_{1-x}Cd_xS$ при малых x [1–4]. При этом слои обнаруживают неоднородности состава: выпадение избыточного CdS в виде отдельной фазы, а также при рентгеноструктурном анализе заметны линии PbS [1,5]. Ранее было показано [1,6,7], что в пленках $Pb_{1-x}Cd_xS$ образуется гетерогенный материал CdS–PbS, состоящий из широкозонной матрицы (CdS) и включений узкозонной фазы, представляющей собой твердый раствор $Pb_{1-x}Cd_xS$: с $x \approx 0.02–0.2$ до $x \approx 0.24–0.3$.

Лазерный эффект при $T = 10–30$ К на кристаллах $Pb_{1-x}Cd_xS$ [5], а также спонтанное и вынужденное излучение, полученное при $T = 300$ К на пленках $Pb_{1-x}Cd_xS$ [1], показывают высокий уровень люминесценции в спектральной области, соответствующей узкозонной фазе ($2.5–3 \mu m$).

Дополнительные исследования, проведенные нами для пленок $Pb_{1-x}Cd_xS$, свидетельствуют о том, что положение максимума люминесценции практически не зависит от состава исходной шихты $0 < x < 0.7$ и соответствует составу твердого раствора $x = 0.06$. Интенсивность люминесценции, напротив, зависит от состава исходной шихты: с увеличением содержания CdS интенсивность I_l увеличивается многократно и достигает максимума при $0.4 < x < 0.6$ (см. таблицу).

| Состав шихты x | Интенсивность I_l , а.е. |
|------------------|----------------------------|
| 0 | 6 |
| 0.1 | 45 |
| 0.2 | 47 |
| 0.3 | 96 |
| 0.4 | 132 |
| 0.5 | 117 |
| 0.6 | 156 |
| 0.7 | 35 |

Данные измерений оже-спектроскопии, плазменно-го резонанса, а также рентгено-структурный анализ подтверждают наличие в этом случае широкозонной фазы CdS и ограниченного ряда твердых растворов: $x = 0.02–0.03$, $0.06–0.08$ и $0.24–0.3$. Возникает вопрос о модели увеличения интенсивности люминесценции в гетерогенном полупроводнике, содержащем включения из узкозонных растворов.

В данной работе численными методами мы исследовали пространственную эволюцию распределения концентрации неравновесных носителей у границы с узкозонной фазой в одномерной задаче.

В случае, когда ширина запрещенной зоны меняется линейно и поле варизонного перехода зависит от координаты z (рис. 1, a, b), решение диффузионно-дрейфового уравнения ищется в виде изменения концентрации неравновесных носителей, экспоненциально меняющегося от z [8],

$$\Delta n(z) = C \exp(-z/l) + B \exp(az), \quad (1)$$

где l — эффективная диффузионно-дрейфовая длина,

$$a = \frac{eE}{2kT}, \quad E = \frac{E_{g0} - E_g(z)}{ez},$$

здесь E — напряженность электрического поля, E_{g0} — ширина запрещенной зоны широкозонного раствора, $E_g(z)$ — ширина запрещенной зоны узкозонного раствора.

При $z \rightarrow \infty$ $\Delta n(z) \rightarrow 0$ и второе слагаемое отпадает. Для варизонного перехода конечной толщины d , когда $d \lesssim l$, необходимо наряду со скоростью рекомбинации на внешней стороне варизонной области S ввести скорость рекомбинации на тыльной стороне варизонного перехода S_d . Тогда при граничных условиях

$$\left(\frac{d}{dz} \Delta n - 2a \Delta n \right)_{z=0} = \frac{S}{D_n} \Delta n(0),$$

$$\left(\frac{d}{dz} \Delta n - 2a \Delta n \right)_{z=d} = \frac{S_d}{D_n} \Delta n(d), \quad (2)$$

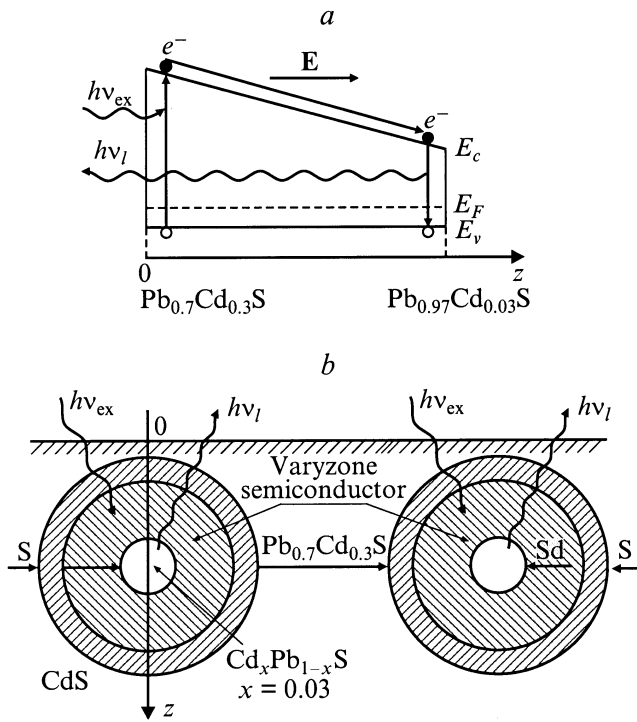


Рис. 1. Энергетическая (а) и пространственная (б) диаграмма варизонной структуры.

а также при $\alpha d \gg 1$ и $\alpha l_+ \gg 1$, что имеет место для сильно поглощаемого возбуждения $h\nu \gg E_{g0}$ и интенсивности I_0 , решение примет вид

$$\Delta n(z) = c_1 \exp(-z/l_+) + c_2 \exp(z/l_-), \quad (3)$$

где

$$l_{\pm} = \left[(a^2 + L_n^{-2})^{1/2} \pm a \right]^{-1}, \quad (4)$$

$$c_1 = K(l_+^{-1} + S_d/D_n) \exp(d/l_-), \quad (5)$$

$$c_2 = K(l_+^{-1} + 2a - S_d/D_n) \exp(-d/l_+), \quad (6)$$

$$K = \frac{I_0 \alpha D_n^{-1}}{(\alpha^2 + 2a\alpha - L_n^{-2}) \left[\left(l_+^{-1} + 2a + \frac{S_d}{D_n} \right) \left(l_+^{-1} + \frac{S_d}{D_n} \right) \times \right.} \\ \left. \times \exp d/l_- - \left(l_+^{-1} - \frac{S_d}{D_n} \right) \left(l_+^{-1} + 2a - \frac{S_d}{D_n} \right) \exp d/l_+ \right] \quad (7)$$

L_n — диффузионная длина, D — коэффициент диффузии, α — коэффициент поглощения.

Из (3)–(6) следует, что $|c_1| > |c_2|$, а $c_1 > 0$; $c_2 > 0$, если $(l_+^{-1} + 2a) > S_d/D_n$, в этом случае возможно накопление неравновесных носителей на внутренней поверхности варизонного перехода вблизи границы с узкозонной фазой. Видно (рис. 2), что область допустимых значений встроенного электрического поля ограничена снизу $E \geq 100$ В/см, если $10^3 \text{ см}^{-1} < S_d/D_n < 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$.

Траектория максимального накопления носителей Δn от координаты z соответствует $S_d/D_n \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ при напряженности встроенного поля $E = 800$ В/см.

Для интенсивности люминесценции в случае линейной межзонной рекомбинации можно использовать выражение

$$I_l = \int_0^d \frac{\Delta n(z)}{\tau_n} dz. \quad (8)$$

Подставляя (3) в (8), получаем с учетом (4)–(7)

$$I_l = \frac{1}{\tau_n} \{ c_2 l_- [\exp(d/l_-) - 1] + c_1 l_+ \exp(d/l_+) \}.$$

Здесь τ_n — время жизни носителей. Результаты расчета величины $I_l x \tau_n$ в зависимости от d при $I_0 = 1.3 \cdot 10^{23} \text{ кВ/см}^2 \cdot \text{с}$, $D_n = 0.3 \text{ см}^2/\text{с}$, $S_d/D_n = 2.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$ представлены на рис. 3. Видно, что с увеличением размера варизонных областей I_l возрастает, а затем входит в насыщение. Таким образом, для максимальной интенсивности люминесценции предпочтительнее иметь пленки с размером варизонной области $d \sim 4\text{--}5 \mu\text{м}$. Аналогично рассчитывались зависимости I_l от S_d/D_n при различных значениях встроенного поля E (от $10^2\text{--}10^3$ В/см). Расчет показал

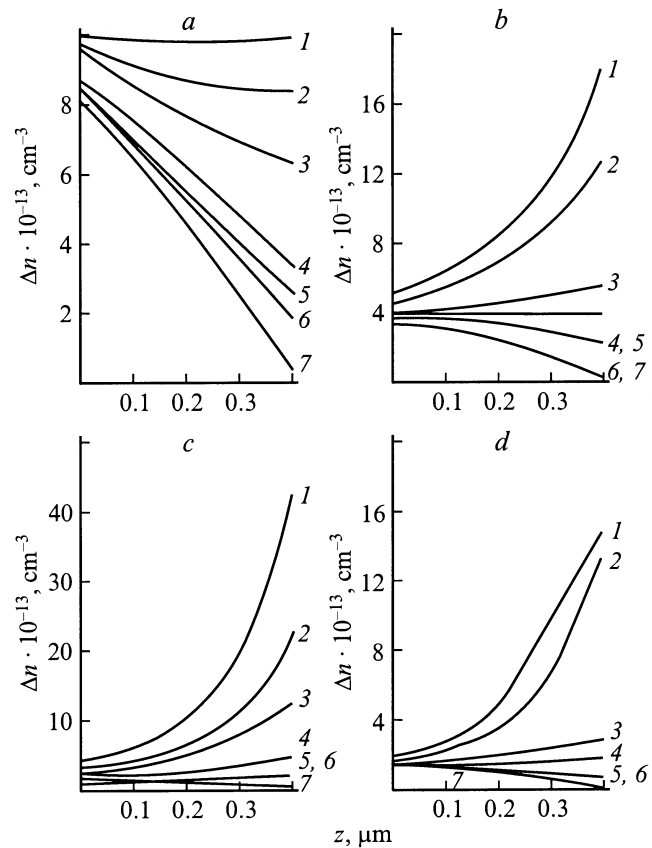


Рис. 2. Распределение концентрации неравновесных носителей по толщине варизонной области: $S_d/D_n, \text{ см}^{-1}$: 1 — $5 \cdot 10^3$, 2 — 10^4 , 3 — $2 \cdot 10^4$, 4 — $5 \cdot 10^4$, 6 — 10^5 , 7 — $5 \cdot 10^5$; $E, \text{ В/см}$: а — 100, б — 500, с — 800, д — 1000.

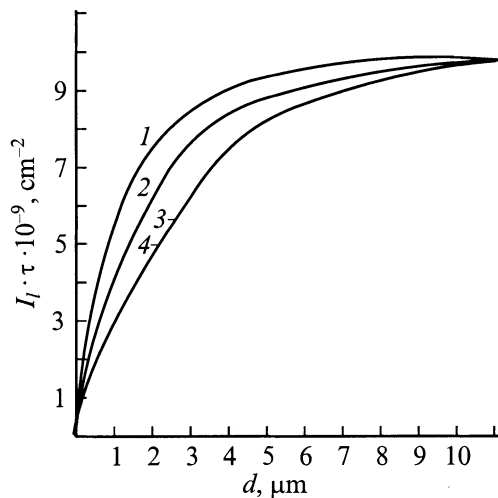


Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции от скорости поверхностной рекомбинации вблизи узкозонной области в слоях $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{S}$: $d = 0.4 \mu\text{m}$, $L_n = 0.73 \mu\text{m}$, $\alpha = 10^5 \text{cm}^{-1}$; $E, \text{V/cm}$: 1 — 100, 2 — 500, 3 — 800, 4 — 1000.

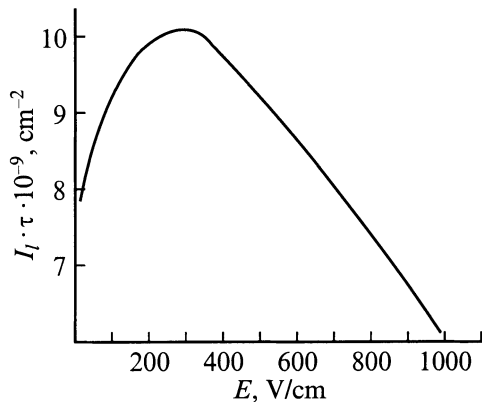


Рис. 4. Зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции от величины встроенного поля: $S_d/D_n = 5 \cdot 10^3$, $2.4 \cdot 10^4 \text{cm}^{-1}$; $\alpha = 10^5 \text{cm}^{-1}$, $d = 0.4 \mu\text{m}$, $L_n = 0.73 \mu\text{m}$.

(рис. 4), что зависимость $I_l(E)$ имеет максимум при значении $E \sim 2-3 \cdot 10^2 \text{V/cm}$. Такому значению E соответствует состав широкозонной фазы $x = 0.08$ и узкозонной — $x = 0.03$, что согласуется с результатами рентгено-структурного анализа. Численный расчет показывает таким образом, что пленки $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{S}$ будут светиться интенсивнее, если размер варизонной области достаточно велик ($\sim 4 \mu\text{m}$), S , S_d и α малы, L_n велико и встроенное поле варизонного перехода оптимально ($2-3 \cdot 10^2 \text{V/cm}$).

Проведенное нами исследование позволяет сделать еще один вывод. Если рассчитать зависимость I_l от S_d/D_n для различных значений встроенных полей $E(100-1000 \text{V/cm})$, можно видеть, что влияние величины S_d на интенсивность I_l существенно только при $d \sim L_n$. При $d < L_n$ или $d > L_n$ $I_l \neq I_l(S_d)$.

Если учесть, что время жизни неравновесных носителей в широкозонной фазе (A^2B^6) на несколько порядков превышает эту же величину в узкозонной фазе, эффект "разгорания" люминесценции может составить несколько порядков.

Отметим, что возрастание длинноволновой люминесценции в ZnS при добавлении Pb наблюдалось в экспериментах работы [9], хотя авторы численно не анализировали эту часть своих результатов.

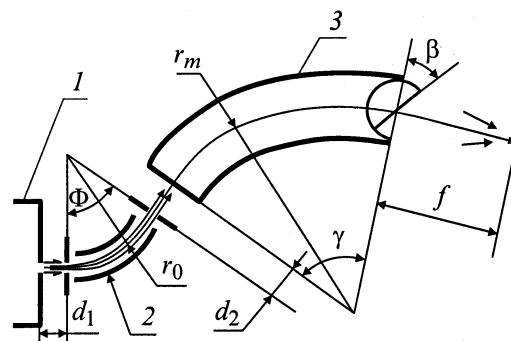
Список литературы

- [1] Золотов С.И., Трофимова Н.Б., Юнович А.Э. // ФТП. 1984. Т. 18. Вып. 4. С. 631–634.
- [2] Keri Wu, Zemel J.N. // J. Vacuum Sci. Techn. 1969. Vol. 6. N 4. P. 497–502.
- [3] Олейник Г.С., Мизецкий Г.А. // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1983. Т. 19. № 11. С. 1799–1801.
- [4] Мухамедьяров О.Д., Кутаев Г.А. // ПЖТФ. 1980. Т. 6. № 21. С. 1330–1337.
- [5] Calawa A.R., Mroczkowsky J.A., Harman T.S. // J. Electron. Mater. 1972. Vol. 1. N 1. P. 191–198.
- [6] Роках А.Г. // ПЖТФ. 1984. Т. 10. № 13. С. 820–822.
- [7] Роках А.Г., Стецюра С.В., Трофимова Н.Б., Елагина Н.В. // Неорган. материалы. 1999. Т. 35. № 5. С. 552–555.
- [8] Коваленко В.Р., Пека Г.П., Шепель Л.Г. // ФТП. 1978. Т. 12. Вып. 11. С. 1421–1424.
- [9] Mita I.J. // J. Phys. Soc. Jap. 1965. Vol. 20. N 10. P. 1822–1826.

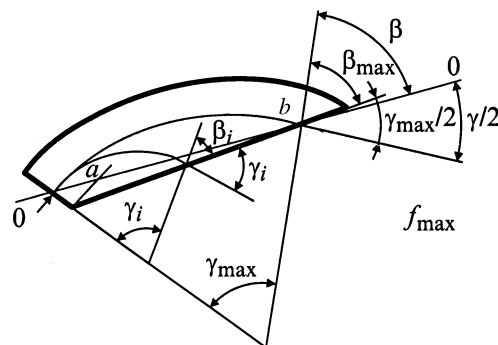
Опечатки

В.Т. Коган, Г.Ю. Гладков, О.С. Викторова
 Ионно-оптическая схема портативного масс-спектрометра
 (ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 4. С. 130–132).

На стр. 130 рис. 1 следует читать так:



На стр. 131 рис. 3 следует читать так:



На стр. 132 рис. 4 следует читать так:

