

©1994 г.

САМООБРАЩЕНИЕ ЛИНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ СВОБОДНЫХ ЭКСИТОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ CdS

Г.П.Яблонский, Ю.П.Ракович, А.А.Гладышук

Институт физики им. Б.И.Степанова Академии наук Беларуси, 220602, Минск, Беларусь

(Получена 12 июля 1993 г. Принята к печати 1 ноября 1993 г.)

Впервые обнаружено самообращение линий излучения свободных экситонов в монокристаллах CdS после нагревания от 77 до 295÷395 К и последующего быстрого охлаждения до температуры жидкого азота. Это явление объясняется самопоглощением излучения в тонком приповерхностном слое с пониженной концентрацией экситонов. Неоднородное распределение экситонов обусловлено действием электрических полей, возникающих при зарядке поверхностных состояний.

Ранее в спектрах резонансного экситонного излучения кристаллов ZnSe, ZnTe и CdTe были обнаружены провалы вблизи максимума полосы излучения свободных экситонов [1-5]. Предполагалось, что такая структура обусловлена поляритонными эффектами или самопоглощением экситонного излучения, поскольку эти кристаллы в соответствии с теорией возмущений имеют узкие пики поглощения. В то же время, вследствие вклада поляритонных эффектов, контур экситонных полос CdS должен иметь достаточно плоскую форму, чем и объяснялось отсутствие провала в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) [5], а положение максимумов полос свободных экситонов определяется самопоглощением и зависит от времени жизни экситонов [6].

В настоящей работе обнаружено возникновение сильных провалов в центре линий излучения свободных экситонов CdS в результате предварительного нагревания образцов в интервалах температур от 295 до 395 К или от 77 до 295 К и последующего быстрого охлаждения до температуры жидкого азота. На рис. 1 приведен спектр фотолюминесценции (I_{PL}) низкоомного кристалла CdS, охлажденного до 77 К без нагревания (кривая 1), спектры после предварительного прогревания до 395 К (кривая 2) и после дополнительного нагревания от 77 до 295 К (кривая 3). Видно, что на максимумах А и В полос свободных экситонов возникает сильный провал. В то же время такая термообработка не оказывает влияния на линию излучения связанных экситонов I_2 .

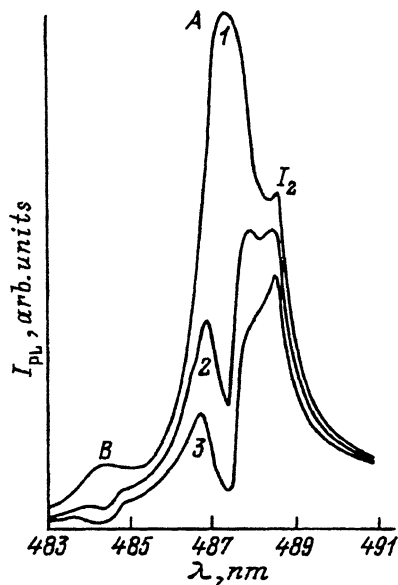


Рис. 1. Спектр экситонной люминесценции низкоомного образца CdS с полярной поверхности при $T = 77$ К и возбуждении излучением He-Cd-лазера (длина волны $\lambda = 441.6$ нм, интенсивность возбуждения $I_0 = 0.1$ Вт/см²) до термообработки (1), после нагревания от 295 до 395 К (2), после дополнительного прогрева от 77 до 295 К (3).

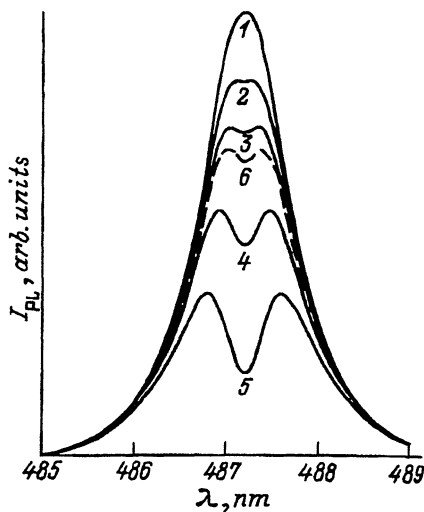


Рис. 2. Расчетный контур A-полосы ФЛ высокоомного кристалла CdS при $T = 77$ К и следующих значениях толщины слоя самопоглощения, Å: 1 — 0; 2 — 80; 3 — 150; 4 — 350; 5 — 750.

Величина провала всегда больше для низкоомных кристаллов, чем для высокоомных, и также больше на полярных поверхностях (0001), (000 $\bar{1}$) по сравнению с призматическими (11 $\bar{2}$ 0), (10 $\bar{1}$ 0). С ростом плотности мощности возбуждающего излучения глубина провала сначала увеличивается, а затем уменьшается. С течением времени через несколько десятков или сотен часов хранения при комнатной температуре провал постепенно уменьшается и исчезает. Образование провала на резонансных линиях A и B экситонов не приводит к заметным изменениям спектров отражения в экситонной области.

Для выяснения роли поляритонных эффектов в формировании структуры экситонных спектров были изучены спектры ФЛ и отражения в интервале температур $T = 77 \div 300$ К через $5 \div 10$ град. Оказалось, что провал на экситонных линиях существует до температуры $T \approx 130$ К, пока в спектре четко проявляется экситонная структура, и, следовательно, в данном случае поляритонные эффекты не играют существенной роли.

Возникновение провалов на контуре экситонных полос аналогично хорошо известному в атомной спектроскопии явлению самообращения спектральных линий при прохождении излучения через газ с градиентом концентрации излучающих атомов, направленным в глубь кристалла [7].

Если в приповерхностной области полупроводника имеется слой толщиной d с пониженной по сравнению с остальной областью воз-

буждения концентрацией экситонов, то регистрируемая форма линии излучения с учетом самопоглощения может быть описана формулой

$$I_{PL}(\nu) = C(\nu)[1 - R(\nu)] \exp[-k(\nu)d] \int n_{ex}(x) \exp[-k(\nu)x] dx, \quad (1)$$

где

$$n_{ex}(x) = \frac{I_0 k \tau_{ex}}{L^2 k^2 - 1} \left\{ \frac{k - S/D_{ex}}{1/L - S/D_{ex}} \exp(-x/L) - \exp(-kx) \right\}.$$

Здесь $k(\nu)$ и $R(\nu)$ — коэффициенты поглощения и отражения экситонного излучения границей кристалла, $C(\nu)$ — распределение вероятности рекомбинации, $n_{ex}(x)$ — функция распределения экситонов по координате, S — скорость поверхностной рекомбинации, k — коэффициент поглощения на длине волны возбуждения, τ_{ex} — полное время жизни экситона, I_0 — интенсивность возбуждения, D_{ex} и L — соответственно коэффициент диффузии и длина диффузии экситона. Спектр коэффициента поглощения рассчитывался по методике работы [5] с полушириной полосы 6.3 Å в соответствии с данными работы [8].

На рис. 2 приведены рассчитанные по этой формуле спектры ФЛ для А-полосы при $L = 1.4$ мкм, $S = 100$ см/с и разных величинах d . Возникновение и существенное увеличение провала происходит при величине $d \geq 100$ Å, что значительно больше толщины собственного безэкситонного слоя кристалла CdS, определяющегося радиусом экситона ($\sim 60 \div 80$ Å) [9].

Возникновение градиента концентрации экситонов в приповерхностном слое может быть обусловлено появлением достаточно сильных, но не ионизирующих экситонные состояния, электрических полей. В свою очередь электрическое поле в области пространственного заряда может существенно увеличиваться вследствие термостимулированной адсорбции кислорода [10,11] и, возможно, пироэлектрического эффекта [6]. Под действием поля происходит разделение неравновесных носителей заряда (ННЗ) и у поверхности образуется область с пониженной концентрацией экситонов.

Для определения функции распределения экситонов численно решалась система уравнений непрерывности и уравнение Пуассона методом Гуммеля для низкоомных (с концентрацией электронов $n_0 = 10^{15}$ см⁻³) кристаллов. При этом предполагалось, что при выполнении условия $\delta n < n_0$ и небольшом уровне возбуждающего излучения, ННЗ и экситоны не могут существенно изменить распределение потенциала по толщине образца, а граничные условия определялись скоростью поверхностной рекомбинации

$$I_0 k \exp(-kx) - \mu_p E(x) \frac{dp}{dx} - \mu_p p \frac{dE}{dx} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \gamma_e n p + \gamma_e N_{cve} n_{ex} = 0; \quad (2)$$

$$\gamma_e n p - \gamma_e N_{cve} n_{ex} - \frac{n_{ex}}{\tau_{ex}} + D_{ex} \frac{d^2 n_{ex}}{dx^2} = 0; \quad (3)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon \epsilon_0} (n - n_0); \quad n = n_0 \exp[e\varphi(x)/kT]. \quad (4)$$

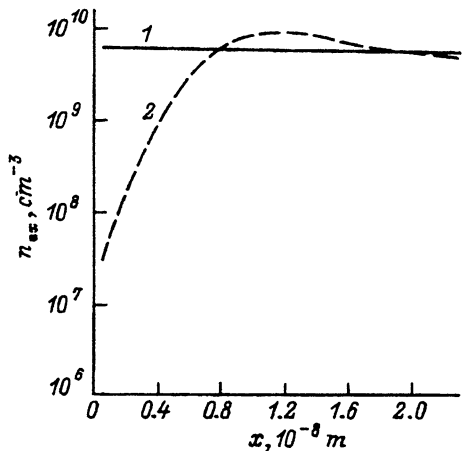


Рис. 3. Распределение плотности экситонов у поверхности сульфида кадмия при $E_s = 0$ (1) и $7 \cdot 10^4$ В/см (2).

Здесь p , μ_p , D_p — концентрация, подвижность и коэффициент диффузии дырок, N_{cve} — эффективная плотность состояний, γ_e — вероятность связывания электронно-дырочных пар в экситоны.

Расчет проводился отдельно для области пространственного заряда и для квазинейтрального объема с последующим сшиванием результатов на их границе. Найденная зависимость $n_{ex} = f(x)$ использовалась для расчета формы А-полосы по формуле (1).

На рис. 3 приведено распределение концентрации экситонов в отсутствие поля (кривая 1) и в поле $E_s = 7 \cdot 10^4$ В/см (кривая 2). На рис. 2 (кривая б) показан расчетный контур А-полосы, для распределения экситонов в соответствии с кривой 2 на рис. 3. Необходимое для провала поле меньше критического поля экситонной ионизации ($E_{cr} \geq 10^5$ В/см), что объясняет отсутствие изменений в спектрах отражения.

Небольшая величина провала, получившаяся при расчете спектра по функции распределения экситонов, объясняется тем, что в рамках принятых приближений система уравнений (2)–(4) решалась для низких уровней возбуждения и концентраций неравновесных носителей зарядов.

Авторы выражают благодарность В.К.Кононенко и С.В.Галоненко за обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] В.С. Вавилов, А.А. Гишпиус, Ж.Р. Паносян. Сб. Теллурид кадмия, **103**, М.: Наука (1968).
- [2] B. Sermage, M. Voos. Phys. Rev. B, **15**, 3945 (1977).
- [3] M.S. Brodin, M.G. Matsko. Sol. St. Commun., **35**, 375 (1980).
- [4] В.В. Новиков, А.Б. Павлов, В.Г. Талалаев. ФТТ, **23**, 207 (1981).
- [5] В.В. Травников, В.В. Криволапчук. ФТТ, **24**, 961 (1982).
- [6] В.В. Криволапчук, С.А. Пермогоров, В.В. Травников. ФТТ, **23**, 606 (1981).
- [7] R.D. Cowan, G.H. Dieke. Rev. Mod. Phys., **20**, 418 (1948).
- [8] П.И. Перов, Л.А. Авдеева, А.Г. Ждан, М.И. Елинсон. ФТТ, **11**, 92 (1969).

- [9] J.J. Hopfield, D.G. Thomas. Phys. Rev., **116**, 573 (1959).
[10] S.R. Morrison. Adv. Catal., **7**, 259 (1975).
[11] D. Berlincourt, H. Jaffe, L.R. Shiozawa. Phys. Rev., **129**, 1009 (1963).

Редактор Л.В. Шаронова
