

ВЛИЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ AD^+ -КОМПЛЕКСОВ НА СПЕКТР КРАЕВОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Толпыго К. Б., Штаерман Э. Я.

В ряде соединений $A^{II}B^{VI}$ и $A^{III}B^{V}$ в области края поглощения наблюдается двухполосная люминесценция, приписываемая переходам донор—акцептор и зона—акцептор. В образцах, где обнаружены обе полосы люминесценции одновременно, наблюдается характерная перекачка интенсивности этих полос с ростом температуры в более коротковолновую сторону.

Положение максимума излучения для рекомбинации зона—акцептор дается [1] выражением

$$h\nu_{\max} = E_g - E_A + 1/2kT, \quad (1)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны, E_A — уровень акцептора. Согласно [2],

$$E_g = E_g(0) - AT^2, \quad (2)$$

т. е. с ростом температуры (T) $h\nu_{\max}$ сначала несколько растет, а затем убывает. Как следует из (1), (2), наибольшего значения $h\nu_{\max}$ достигает при $T_m = k/4A$ и составляет $1/4kT_m$. Однако, как отмечает ряд авторов [1, 3, 4], наблюдаемое смещение существенно превосходит эту величину. Температурная зависимость $h\nu_{\max}$ для CdTe [3] и CdS [4] приведена на рисунке, а, б. В таблице даны ширина

Кристалл	E_g (4 К), эВ	E_g (Т), эВ	A , эВ/град ²	E_D , эВ	E_{Ac} , эВ	N_D , см ⁻³	
CdTe	1.606	1.593 (100 К)	$1.64 \cdot 10^{-6}$	0.014—0.017	0.065	$3 \cdot 10^{-16}$	11
CdS	2.582	2.5 (250 К)	$1.3 \cdot 10^{-6}$	0.033	0.136	$2 \cdot 10^{-16}$	8.5

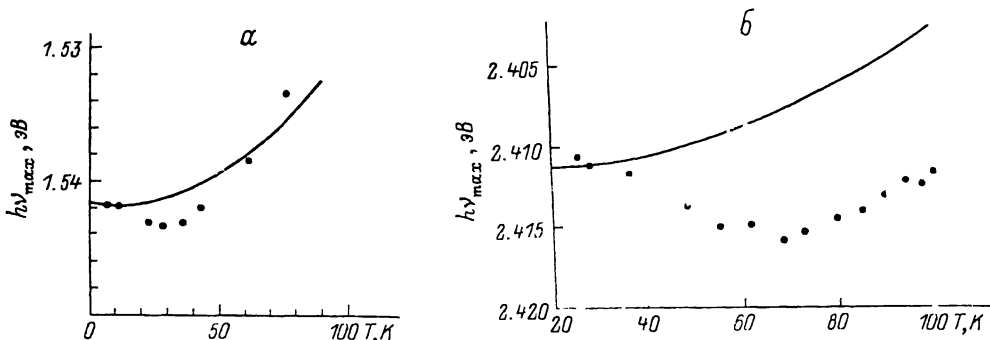
запрещенной зоны E_g при двух значениях температуры [5], отвечающий им коэффициент A , энергетическое положение доноров E_D [3, 4] и акцепторов E_{Ac} [3, 4], концентрация доноров N_D и стационарная диэлектрическая проницаемость ϵ_0 . На рисунке приведены также параболы, соответствующие формулам (1), (2), с коэффициентами A , указанными в таблице. Значения $E_g(0) - E_A$ выбраны так, чтобы параболы в начальном участке совпадали с экспериментальными данными (точки).

Максимальное увеличение $h\nu_{\max}$ в CdTe при $T \sim 30$ К составляет ~ 0.002 , а в CdS ~ 0.01 эВ при $T \sim 60$ К.

Этот факт можно объяснить моделью, включающей переход зона—акцептор двух типов, когда акцептор принадлежит нейтральному AD - и заряженному AD^+ -комплексам. При температуре $T \sim 10$ К доноры в основном нейтральны и зонный электрон рекомбинирует с дыркой нейтрального AD -комплекса. С ростом температуры в CdTe при $T \sim 30$ К (энергия ионизации донора $E_D \sim \sim 0.014 - 0.017$ эВ), а в CdS при $T \sim 60$ К ($E_D \sim 0.033$ эВ) значительное число доноров будет ионизировано и уровень дырки приблизится к потолку валентной зоны в зависимости от расстояния в AD -паре [6].

Из концентрации примесей (см. таблицу) можно оценить расстояние между акцептором и донором: $R \sim 1/2 \sqrt[3]{N_d} \sim 15 \cdot 10^{-6}$ см. Для этого расстояния изменение уровня акцептора в AD^+ -комплексе по сравнению с AD^+ -комплексом в дипольном приближении [6] равно $e^2/R\epsilon_0$, т. е. ~ 0.003 для CdTe и ~ 0.004 эВ для CdS, что по порядку величины совпадает со смещением полосы зона—акцептор. Кроме того, с повышением температуры возрастает относительная доля нейтральных, более мелких акцепторов, ответственных за более коротковолновую люминесценцию.

С другой стороны, положение максимума излучения в заряженных AD^+ -комплексах меняется не только из-за изменения положения уровня E_A , но и из-за появления квадратичного по температуре слагаемого $\frac{1}{2}(a/E_{A\infty})(m_-/m_+)(kT)^2$, которое легко получить из формулы (12) работы [6]. Здесь a — параметр теории, рассчитанный нами [6] для расстояний в AD -парах $R \div (1.5-4)$ в единицах $\hbar^2 \epsilon_0 / m_+ e^2$, при этом a меняется в пределах от -8.6 до -2.8 ; $E_{A\infty}$ — уровень акцептора при бесконечном удалении от донора, m_- и m_+ — эффективные массы электрона и дырки. Это слагаемое приводит к тому, что теоретическая кривая в $CdTe$ идет несколько круче, чем предсказывают формулы (1) и (2). В CdS из-за большей глубины акцепторного уровня соответствующая поправка к коэффициенту A меньше и ход экспериментальных точек параллелен при $T > 60$ К параболе (1), (2). Следует, однако, заметить, что аппроксимация (2) в интервале $4 \div 250$ К скорее всего недостаточна, и следует применять описание, например, вида $E_g = E_g(0) - AT^2(T+B)^{-1}$ [7].



Температурная зависимость положения максимума полосы зона—акцептор в $CdTe$ (а) и CdS (б).

Сплошные линии соответствуют формулам (1), (2); точки — эксперимент.

Таким образом, форма полосы люминесценции существенно определяется такими сравнительно тонкими закономерностями, как взаимодействие акцептора и донора, зависимость $E_A(R)$, степень ионизации доноров, распределением по энергиям электронов и дырок в зонах и на примесях, зависимость $E_g(T)$. Мы видим, что приблизительный учет этих эффектов приводит к лучшему согласию с наблюдаемым положением максимума полосы в зависимости от температуры.

Список литературы

- [1] Schairer W., Graman W. // J. Phys. Chem. Sol. 1969. V. 30. N 9. P. 2225—2229.
- [2] Mahan G. G. // J. Phys. Chem. Sol. 1965. V. 26. P. 751—756.
- [3] Агринская Н. В., Аркадьева Е. Н., Матвеев О. А. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 5. С. 863—868.
- [4] Maeda K. J. // J. Phys. Chem. Sol. 1965. V. 26. P. 1419—1430.
- [5] Halsted R. E., Segall B. // Phys. Rev. Lett. 1963. V. 10. N 9. P. 392—395.
- [6] Толпыго Е. И., Толпыго К. Б., Штаерман Э. Я. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 3. С. 468—472.
- [7] Блейкмор Дж. Физика твердого тела. М., 1988. 608 с.

Донецкий
физико-технический институт
АН УССР

Получено 1.02.1989
Принято к печати 20.02.1989