

## КИНЕТИКА ПОЛЯРИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

В.В.Травников, В.В.Криволапчук

Впервые экспериментально исследовано проявление кинетики в форме спектров поляритонной люминесценции (ПЛ). Обнаружена зависимость формы ПЛ от времени жизни экситонов. Выявлены основные факторы, определяющие форму ПЛ.

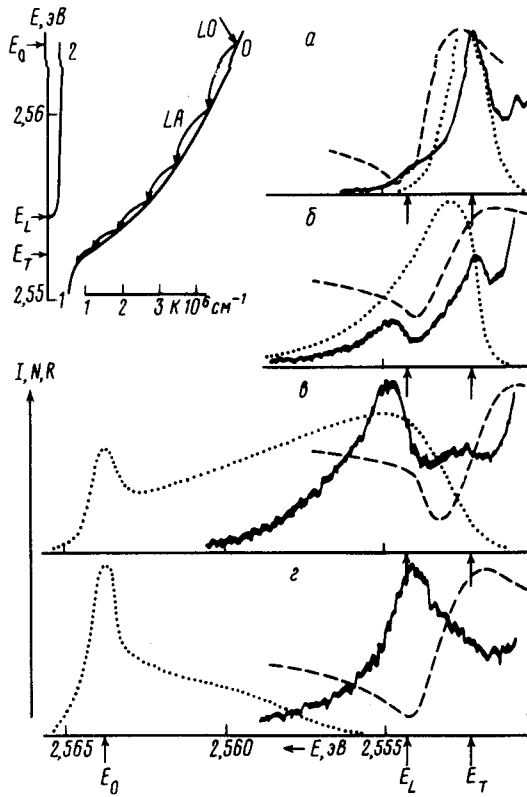
В рамках поляритонной модели экситонное излучение рассматривается как результат превращения поляритона на границе кристалла во внешние фотоны. Дисперсионная кривая поперечных поляритонов в окрестности выделенного экситонного резонанса состоит из нижней (НПВ) и верхней (ВПВ) ветвей (соответственно 1, 2 на вставке к рисунку. В соответствии с <sup>1</sup> интенсивность излучения с энергией  $E$  может быть записана следующим образом:

$$I(E) = \sum_{P, f, i} \frac{\omega_{fi}^P(E) T_f(E) \rho_f(E) \Delta \Omega_f \Delta E}{D \alpha_f(E) + 1} \sim \sum_{P, f, i} \frac{|H_{fi}^P|^2 \rho_f(E_i) F(E_i) T_f(E) E^2 \Delta \Omega_{ex} \Delta E}{(D \alpha_f(E) + 1) V_f(E)} \quad (1)$$

где  $\omega_{fi}^P(E)$  и  $H_{fi}^P$  – вероятность и матричный элемент перехода ( $P$ -типа) в „излучающее“ состояние  $f$  (1, 2) из других точек ( $i$ ) поляритонных ветвей;  $\alpha(E)$ ,  $V(E)$ ,  $T(E)$  – коэффициент поглощения, групповая скорость и коэффициент пропускания поляритона границей кристалла;  $\Delta \Omega_f$  и  $\Delta \Omega_{ex}$  – внутренний и внешний телесные углы;  $D$  – эффективная длина диффузии;  $F(E)$  – вероятность того, что состояние с энергией  $E$  занято;  $\rho(E)$  – плотность поляритонных состояний (ПС). Формула (1) показывает зависимость ПЛ от пространственного (через множитель  $D\alpha(E)$ ) и энергетического распределения поляритонов, которые, как показано в <sup>2, 3</sup>, определяются особенностями кинетики экситонов. Несмотря на значительное число работ, посвященных исследованию ПЛ (см. обзор <sup>4</sup>), изучению влияния кинетики на форму спектра ПЛ не уделялось должного внимания. В данной работе показано, что кинетика в значительной степени определяет форму и характер ПЛ.

В работе исследованы спектры ПЛ состояния  $n = LA$  кристаллов CdS и ZnSe в образцах с разным временем жизни ( $\tau$ ) экситонов при  $T = 2K$ . Характер изменения спектров в образцах с разным  $\tau$  для кристаллов CdS и ZnSe одинаков, поэтому ниже приводятся результаты только для кристаллов CdS. Спектры ПЛ этих кристаллов исследовались в геометрии  $E \perp C$ ,  $K \perp C$  при возбуждении лазерной линией 476,5 нм. Исследование большого числа образцов разного качества позволило обнаружить многообразие форм спектров ПЛ, наиболее типичные из которых представлены на рисунке. При этом оказалось, что существует корреляция между формой ПЛ и величиной  $\tau$ . На вставке к рисунку показана схема процессов, возникающих в кристаллах CdS при возбуждении линией 476,5 нм <sup>3</sup>. В результате рассеяния возбуждающего света на  $LO$ -фононе возникают поляритоны в точке „0” ветви 1. Последующее рассеяние на  $LA$ -фононах приводит к заселению других точек НПВ. Форма возникающего стационарного распределения поляритонов по энергиям  $N(E)$  существенно зависит от  $\tau$ , определяемого безызлучательными переходами <sup>3</sup>. На рисунке точками представлены функции  $N(E)$  в исследованных образцах, найденные по форме спектров двух- $LO$ -фононного излучения поляритонов из разных точек НПВ <sup>3</sup>. Мы условно разделили исследованные образцы на три типа. В наиболее дефектных образцах (III тип)  $\tau \lesssim \tau_a$  ( $\tau_a \sim 5 \cdot 10^{-12} c$  – время жизни по отношению к рассеянию поляритонов на  $LA$ -фононах из точки „0” <sup>3</sup>). В этих образцах основная доля возникающих поляритонов не успевает дойти до области резонанса и гибнет непосредственно вблизи точки „0” (рис. 2). В образцах II типа  $\tau$  составляет величины поряд-

ка десятков и сотен пикосекунд<sup>3</sup>. В области резонанса у этих образцов находится уже заметная доля общего числа поляритонов (рис. б, в). В самых совершенных образцах  $\tau \sim 1 \div 2 \cdot 10^{-9}$  с<sup>3, 5</sup>, и поляритоны, успевая совершить большое число рассеяний на LA-фононах, скапливаются вблизи энергии  $E_T$  (рис. а).



Спектры резонансной люминесценции поляритонов в кристаллах CdS в образцах разного типа при возбуждении лазерной линией 476,5 нм и  $T = 2$  К. Пунктиром представлены спектры отражения  $R(E)$ .  $E_L$  и  $E_T$  — энергии дна зон продольных и поперечных экситонов

В работе<sup>1</sup> предполагалось, что поляритоны находятся в тепловом равновесии с решеткой. При  $T \approx 2$  К это не выполняется даже для самых совершенных образцов<sup>5, 6</sup>. Для анализа формы ПЛ можно воспользоваться формулой (1), используя экспериментальную функцию  $N(E)$ , учитывая, что  $N(E) = \rho(E)F(E)$ . Переход в состояние  $f$  в рассматриваемом случае могут давать как процессы с участием LA-фононов<sup>1</sup>, так и процессы упругого рассеяния на дефектах, которые при низких температурах играют заметную роль<sup>7, 8</sup>. Как показано в<sup>1</sup>, процессы с участием LA-фононов могут рассматриваться как квазиупругие. В результате формулу (1) можно переписать так:

$$I(E) = \sum_{f, i} \frac{T_f(E)N(E)E^2 \Delta\Omega_{ex} \Delta E}{(Da_f(E) + 1)V_f(E)} \left[ |H_{fi}^{LA}|^2 + |H_{fi}^{упр}|^2 \right]. \quad (2)$$

Мы использовали (2) для количественного анализа формы ПЛ. Коэффициенты  $T(E)$  вычислялись по формулам работы<sup>9</sup> при пренебрежении эффектами затухания. В этом случае вклад в ПЛ в области ниже  $E_L$  дает только НПВ. Расчетные спектры хорошо описывают наблюдаемые особенности ПЛ. Результаты и анализ расчетов будут опубликованы позднее, а в данной работе остановимся на качественном объяснении многообразия форм ПЛ. В кристал-

лах III типа  $\tau$  очень мало и диффузии не происходит. Спектр ПЛ, рассчитанный по формуле (2) при  $D=0$  имеет форму одиночной линии с максимумом, определяемым максимумом  $T_1(E)$ . Это согласуется с формой спектров в образцах III типа (рис. з), в которых ПЛ проявляется в виде линий, максимумы которых совпадают с минимумами спектров отражения (при  $E < E_L$ ,  $T_1(E) = 1 - R(E)^{1, 10}$ ). Как показывает количественный анализ, вклады ветвей 1 и 2 для поляритонов одинаковой энергии при  $D=0$  примерно равны. Это довольно необычный результат, так как ранее считалось, что вклад в излучение при  $E > E_L$  дает только ВПВ<sup>1, 11</sup>. Увеличение  $\tau$  приводит к возникновению диффузии поляритонов вглубь образца, в результате чего влияние на форму ПЛ начинает оказывать множитель  $1/Da_f(E) + 1$ , зависящий от спектрального хода  $a_f(E)$ . В области резонанса  $a_1(E)$  резко увеличивается от значений порядка  $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-1}$  ниже  $E_T$ , до значений порядка  $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$  в области выше  $E_L$ . Коэффициент  $a_2(E)$  имеет большие значения ( $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$ ) лишь в области, непосредственно примыкающей к  $E_L$  ( $E - E_L \sim 0,1 \div 0,2 \text{ мэВ}$ ). С ростом  $E$   $a_2(E)$  быстро уменьшается и становится много меньше  $a_1(E)$ . Таким образом, влияние диффузии должно приводить к уменьшению относительного вклада ПС ветви 1 в области выше  $E_T$ , и вклада ВПВ в области, непосредственно прилегающей к  $E_L$ . В образцах II типа, когда существенно заселены ПС при  $E > E_L$ , ПЛ за счет влияния диффузии приобретает характерную форму с двумя максимумами. Один из них обусловлен наиболее длинноволновыми из занятых ПС ветви 1 из области  $E_T$ , другой расположен выше  $E_L$  и обусловлен ВПВ (рис. б, в). Аналогичная форма ПЛ наблюдалась в кристаллах GaAs<sup>11</sup>. Изменение  $N(E)$  при увеличении  $\tau$  приводит к росту заселенности более низкоэнергетических ПС и увеличению относительной интенсивности коротковолнового максимума (рис. б). В кристаллах I типа функция  $N(E)$  является основным фактором, определяющим характер ПЛ, ограничивая область ПС, которые могут дать вклад в излучение (рис. а). Как указывалось в<sup>10</sup>, ПЛ в таких образцах обусловлена лишь состояниями НПВ, причем коротковолновое плечо линии связано со структурой  $T_1(E)$ . Влияние поглощения в этом случае сказывается на форме основного максимума.

Таким образом, в данной работе впервые удалось обнаружить набор спектров ПЛ в образцах с разным  $\tau$  и показать, что различие формы спектров может быть объяснено в рамках единого подхода, учитывающего различие пространственного и энергетического распределений поляритонов. По-видимому, представленные типы спектров в значительной степени исчерпывают возможные формы ПЛ полупроводниковых кристаллов.

Авторы выражают благодарность С.А.Пермогорову за многочисленные полезные дискуссии.

#### Литература

1. Tait W.C., Weiher R.L. Phys. Rev., 1969, 178, 1404.
2. Травников В.В., Криволапчук В.В. ФТТ, 1982, 24, 961.
3. Пермогоров С.А., Травников В.В. ФТТ, 1980, 20, 2651.
4. Бродин М.С., Маршова С.В., Мясников Э.Н. УФЖ, 1982, 27, 801.
5. Wiesner P., Heim U. Phys. Rev., 1975, B11, 3071.
6. Sumi H. J. Phys. Soc. Japan, 1976, 41, 526.
7. Gogolin A.A., Rashba E.I. Sol. St. Comm., 1976, 19, 1177.
8. Певцов А.Б., Пермогоров С.А., Селькин А.В. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 419.
9. Селькин А.В. Канд. диссертация, Ленинград, 1974.
10. Gross E., Permogorov S., Travnikov V., Selkin A. Sol. St. Comm., 1972, 10, 1071.
11. Sell D.D., Stokowski S.E., Dingle R., Dilorenzo J.V. Phys. Rev., 1973, B7, 4568.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

2 августа 1982 г.