

# ЭКСИТОН-ПЛАЗМОННОЕ ВЗАЙМОДЕЙСТВИЕ В НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЕ КРИСТАЛЛОВ CdS

Н. Н. Зиновьев, И. Д. Ярошевский

Обнаружено уширение, расщепление линии свободного экситона и смещение стоксовой компоненты в низкоэнергетическую сторону с ростом интенсивности возбуждения и температуры. Полученные данные свидетельствуют о наблюдении экситон-плазмонного взаимодействия в кристаллах сульфида кадмия.

Как показано впервые в [1, 2] при увеличении концентрации свободных экситонов (СЭ) и носителей (СН) спектр рекомбинационного излучения (РИ) перестраивается — с длинноволновой стороны от линии СЭ появляются новые линии излучения, происхождение которых связывается с излучательным оже-процессом при взаимодействии СЭ, СЭ и СН. Однако исследования поведения спектров РИ в зависимости от интенсивности возбуждения и температуры, проведенные в данной работе, не позволяют интерпретировать возникающие особенности как результат неупругих взаимодействий СЭ и СН.

Для возбуждения спектров РИ использовался  $N_2$ -лазер с длительностью импульса  $10^{-8}$  сек, частотой повторения до 100 Гц. Регистрация спектров осуществлялась с помощью двойного монохроматора с дисперсией  $4,5 \text{ \AA/mm}$  и фотоэлектрической стробоскопической системы регистрации с временным разрешением не хуже  $10^{-9}$  сек. Диапазон исследуемых температур  $T$  составлял  $1,5 + 300$  К. В эксперименте использовались образцы CdS с  $N_D \lesssim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

На рис.1 приведены спектры РИ, снятые при различных температурах в диапазоне возбуждений  $2 \cdot 10^{18} + 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ . Как видно из анализа спектров при увеличении возбуждения при фиксированной температуре линия СЭ расщепляется и стоксовая компонента плавно смещается с ростом возбуждения в длинноволновую сторону. На рис.2 приведены экспериментальные зависимости сдвига  $\Delta\tilde{\omega} = E_x - E_-$ , где  $E_x$  и  $E_-$  — энергия СЭ и новой линии излучения соответственно. Видно, что с ростом интенсивности возбуждения —  $I$  величина сдвига  $\Delta\tilde{\omega} \sim I^{1/4}$ , причем при фиксированном уровне возбуждения  $\Delta\tilde{\omega}$  растет с ростом температуры. Необходимо отметить, что в [3] на основании исследования спектров РИ при  $T = 77$  К было высказано предположение, что рекомбинация на  $E_-$  полосе может быть обусловлена излучательным распадом СЭ с дефицитом энергии, затрачиваемым на возбуждение коллективных колебаний в электрон-дырочном газе — плазмонов. Экспериментальные данные настоящей работы позволяют обосновать эту точку зрения. Частота плазмона в случае полупроводника с сильным электрон-фононным взаимодействием определяется из уравнения [4]:

$$\epsilon(\omega) \equiv \epsilon_\infty + \left( \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{\omega_T^2 - \omega^2} \right) \omega_T^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 0, \quad (1)$$

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left( \omega_L^2 + \bar{\omega}_P^2 \right) \pm \frac{1}{2} [ (\omega_L^2 + \bar{\omega}_P^2)^2 - 4 \bar{\omega}_P^2 \omega_T^2 ]^{1/2},$$

$$\omega_L^2 = \omega_T^2 \epsilon_0 / \epsilon_{\infty}, \quad \bar{\omega}_P^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{\epsilon_{\infty} m_e^*}, \quad \omega_P^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e^*}, \quad (2)$$

где  $\omega_L$  и  $\omega_T$  - частота продольного и поперечного оптического фонара,  $n_e$  - концентрация СН,  $\epsilon_{\infty}$ ,  $\epsilon_0$  - высокочастотное и низкочастотное значение диэлектрической проницаемости соответственно,  $m_e^*$  - эффективная масса СН. Тогда

$$\Delta \hbar\omega = E_x - E_- \equiv \hbar\omega_- . \quad (3)$$

I, отн.ед.

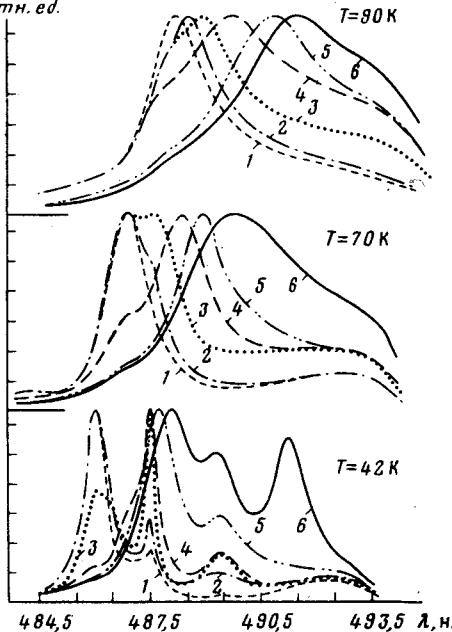


Рис.1

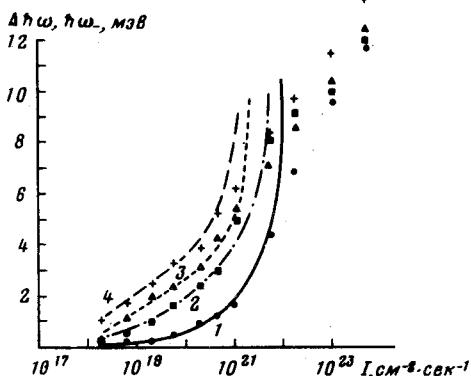


Рис.2

Рис.1. Спектры РИ кристаллов CdS, поляризация  $E \perp c$ ,  $t_{\text{зад}} = 5 \cdot 10^{-9}$  сек,  $I = 10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ : 1 - 2, 2 - 20, 3 -  $2 \cdot 10^2$ , 4 -  $5 \cdot 10^3$ , 5 -  $5 \cdot 10^4$ , 6 -  $5 \cdot 10^5$

Рис.2. Зависимость  $\Delta \hbar\omega = E_x - E_-$  от интенсивности возбуждения  $I$ : 1 - 42K; 2 - 60K; 3 - 70K; 4 - 90K

Для сопоставления наблюдаемых значений  $\Delta \hbar\omega$  и рассчитываемых по (2) необходимо определить концентрации СН, реализуемые в опыте. Считая, что между СН и СЭ имеет место термодинамическое равновесие с учетом действующих масс, может быть найдена функциональная зависимость между  $n_x$  - концентрация СЭ - и  $n_e$  для каждой точки исследуемого температурного интервала. Изменение энергии связи СЭ вследствие эффектов экранирования учитывалось в приближении

статической плазменной экранировки [ 5, 6 ]. Из темпа генерации определялось  $n_x$  при  $k = 10^5 \text{ см}^{-1}$  – коэффициент поглощения,  $\tau_x = 2 \times 10^{-9} \text{ сек}$  – время жизни СЭ (в предположении, что экситонная рекомбинация является основным каналом гибели частиц). Следует отметить, что в наших опытах время жизни СЭ не определялось, поэтому для наилучшего совпадения кривой, рассчитанной по (2) с экспериментальным значением  $\Delta\hbar\omega$  для одной фиксированной температуры была получена величина  $\tau_x = 2 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$ , причем предполагается, что  $\tau_x$  не зависит от интенсивности возбуждения. Это предположение может быть обосновано тем экспериментальным фактом, что изменение угла наклона зависимости  $I_x \sim I$ ,  $I_x$  – интенсивность линии СЭ, не наблюдается. Следует отметить, что определенное в данной работе значение  $\tau_x = 2 \times 10^{-9} \text{ сек}$  находится в удовлетворительном согласии с экспериментально определенным значением  $\tau_x = (0,5 + 2,5) \cdot 10^{-9} \text{ сек}$  [7] в экспериментах по исследованию затухания экситонной люминесценции при возбуждении пикосекундными лазерными импульсами. При расчетах для остальных температур  $\tau_x$  считалось неизменным. Результаты расчета приведены на рис.2. Причины того, что при некоторой  $I = I_{\text{кр}}(T)$  наблюдается расхождение между теорией и экспериментом, связанны с возникновением излучения на  $L$ -полосе. Как видно из рис.2 экспериментальное изменение  $\Delta\hbar\omega$  в зависимости от интенсивности возбуждения и температуры происходят в соответствии с (2). Вследствие отсутствия теории для процесса экситон-плазмонного взаимодействия гораздо сложнее объяснить соотношение интенсивностей в спектре. Наличие полос излучения различной формы и ширины не позволяет из оценки амплитуд РИ в максимумах соответствующих линий делать заключение об относительной интенсивности полос РИ в спектре. Дополнительное экспериментальное затруднение для определения относительной интенсивности линий РИ обусловлено резким изменением величины коэффициента поглощения вблизи линии СЭ.

В заключение необходимо отметить, что спектральное положение линии при  $I \sim 10^5 \text{ Вт/см}^2$  совпадает по спектральному положению с линией экситон-электронных взаимодействий [2]. Однако, поскольку при значительных концентрациях СН в электрон-дырочной плазме одновременный отклик плазмы подавлен [4], рассматривать  $E$ -линию как результат экситон-электронного взаимодействия не представляется возможным. К тому же, как известно, линия экситон-электронных взаимодействий должна с самого начала своего возникновения отстоять от линии СЭ на величину  $\Delta\hbar\omega_{x-e} = \frac{1}{2} \frac{m_x^*}{m_e^*} k_B T$ ,  $m_x^*$  – масса СЭ, тогда как на эксперименте наблюдается изменение  $\Delta\hbar\omega$  от нуля в соответствии с законом  $I^{1/4}$ .

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

### Литература

Поступила в редакцию  
3 декабря 1980 г.

[1] C.B. a la Guillaume, J.M. Debever, F. Salvan. *Fphys., Rev.* 177, 567, 1969.

- [2] H.Saito, S.Shionoya. J. Phys. Soc. Jap., 37, 423, 1974.
- [3] Н.Н.Зиновьев, И.Д.Ярошецкий. ФТП, 14, 464, 1980.
- [4] P.M.Platzman, P.A.Wolf. Sol. St. Phys. Suppl., 13, 1973 имеется перевод: Ф.Платцман, П.Вольф. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела", М., изд. Мир, 1975.
- [5] F.J.Rogers, H.Graboske, Jr. D.J.Harwood. Phys. Rev., A1, 1577, 1970.
- [6] R.Zimmermann, K.Kilimann, W.D.Kraeft, D.Kremp, G.Röpke. Phys. Stat. Sol. (b) 90, 175, 1978.
- [7] U.Heim, P.Wiesner. Phys. Rev. Lett., 30, 1205, 1973.