

## ФОНОРИТОННАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ДИСПЕРСИОННОЙ КРИВОЙ ПОЛЯРИТОНОВ В CdS

Г.С.Выговский, Г.П.Голубев, Е.А.Жуков,  
А.А.Фомичев, М.А.Якшин

В полупроводниках CdS ( $T = 5$  К) в области малых коэффициентов экситонного поглощения в присутствии мощной световой волны накачки экспериментально зарегистрировано уменьшение коэффициента пропускания на частоте, большей частоты волны возбуждения на величину оптического фона. Обнаруженное изменение, вероятно, является следствием фоноритонной перестройки дисперсионной кривой поляритонов под действием интенсивного возбуждения.

Вопрос перенормировки дисперсионной кривой экситонных поляритонов в полупроводниках при действии на них мощных световых импульсов широко обсуждается во многих работах как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения. Механизмы перестройки спектров элементарных возбуждений разнообразны. Это и сильное экситон-экситонное, и экситон-бизекситонное взаимодействие<sup>1-3</sup>. Экспериментально такого рода перенормировки наблюдали в кристаллах CuCl и CdS<sup>4-7</sup>.

Целью данной работы являлось обнаружение в спектрах пропускания образцов CdS ( $T=5$  К) в присутствии мощных световых импульсов признаков перестройки (расщепления) дисперсионной кривой поляритонов, являющейся следствием образования в них фоноритонов<sup>8-10</sup>. Рождение нового элементарного возбуждения (рис. 1) в прямозонных полупроводниках возможно при наличии сильного экситон-фотонного и поляритон-фононного взаимодействия в присутствии мощной поляритонной волны  $k_0$ .

Для корректного введения понятия фоноритонного элементарного возбуждения и для его экспериментального наблюдения необходимо выполнение следующих соотношений<sup>9</sup>:

$$\Omega_c \gg \Omega_p - k, \quad (1)$$

$$[2\Delta(p-k)\Omega_{p-k}]^{1/2} \gtrsim \gamma(p) + \gamma_{\Phi}^A(p-k), \quad (2)$$

$$\Delta(p-k) > \gamma_{\text{имп}}(k), \quad (3)$$

где  $\Omega_c = (2\omega_{LT}\omega_T)^{1/2}$ ,  $\Omega_{p-k}$  — частота нутаций и продольного оптического фонона, соответственно,  $\hbar\omega_{LT}$  — величина продольно-поперечного расщепления,  $\hbar\omega_T$  — энергия экситонного уровня,  $\gamma(p) = 1/\tau$  — обратное время жизни рассеянного экситона  $p$ ,  $\gamma_{\Phi}^A(p-k) = 1/\tau_{\Phi}^A$  — обратное время жизни рассеивающего фонона  $p-k$ , определяемое решеточным ангармонизмом кристалла,  $\Delta(p-k) \approx 2(N_0 m_{p-k})^{1/2}$  — характерная величина образующейся щели,  $m_{p-k} = |VM_{p-k}|^2$ ,  $M_{p-k}$  — величина матричного элемента экситон-фононного взаимодействия,  $N_0$  — концентрация экситонной компоненты поляритонной волны накачки  $\gamma_{\text{имп}}(k)$  — спектральная ширина исходной поляритонной волны  $k$ . Соотношения (1) — (3) определяют: а) в какую часть экситонного спектра должна попадать частота исходной поляритонной волны и ее антистоксова компонента; б) какой интенсивностью и шириной спектра она должна обладать.

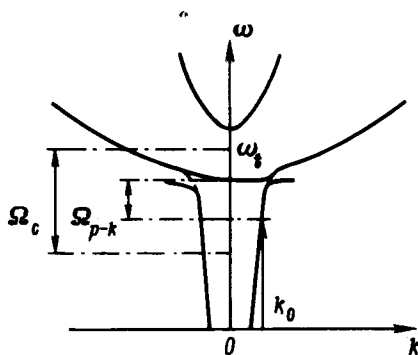


Рис. 1. Дисперсионная кривая фононов

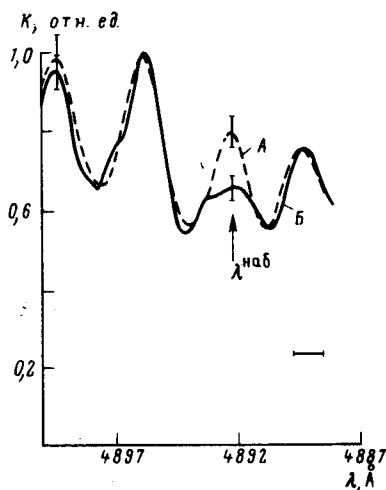


Рис. 3. Спектры пропускания образца CdS ( $T = 5$  K)  $d = 5$  мкм в присутствии мощной накачки (A) и без нее (F)

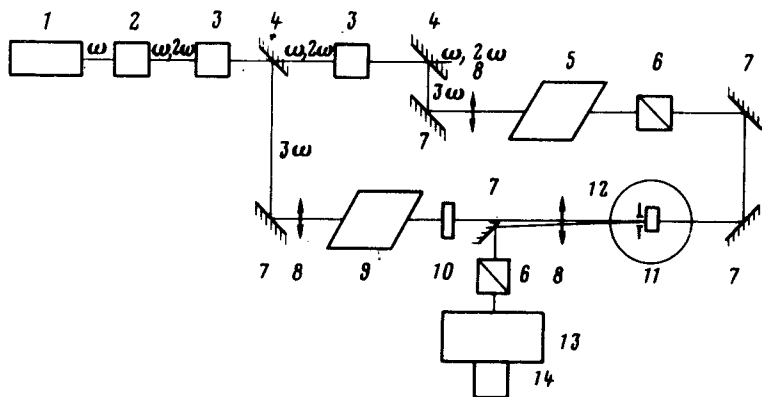


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — лазер на YAG :Nd; 2, 3 — преобразователи частоты (кристаллы CDA и KDP); 4 — селективное зеркало; 5 — лазерная приставка зондирующего излучения на красителе Кумарин-30; 6 — призма Глана; 7 — зеркала  $R = 100\%$ ; 8 — фокусирующие линзы; 9 — лазерная приставка возбуждающего излучения на красителе Кумарин-30; 10 — светофильтры; 11 — кристалл CdS в гелиевом криостате; 12 — диафрагма ( $\phi 150$  мкм); 13 — МДР-23 с дифракционной решеткой ( $b = 1200$  шт/мм); 14 — OSA-500

По оценкам работ <sup>9,10</sup> в CdS для продольных оптических фононов при  $N_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3} \Delta \tau_{\text{max}} \approx \approx 0, 3 \text{ мэВ}$ . Реальная частотная ширина линии поглощения может существенно превышать величину фоноритонного расщепления.

В данной работе исследовались совершенные пластинчатые монокристаллы CdS толщиной  $1 \div 5 \text{ мкм}$ . Спектры пропускания образцов, полученные от импульсного зондирующего излучения, при одновременном возбуждении их мощными лазерными импульсами регистрировались на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис. 2. Параметры возбуждающих и зондирующих импульсов были следующими: длительность импульсов  $-\tau_{\text{имп}}^{\text{возб}} = \tau_{\text{имп}}^{\text{зонд}} = 10^{-8} \text{ с}$ , частота повторения  $-\nu = 12,5 \text{ Гц}$ , ширина спектра  $\Delta\lambda^{\text{возб}} \lesssim 0,15 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda^{\text{зонд}} \sim 150 \text{ \AA}$ , максимальная плотность мощности  $S^{\text{возб}} \sim 50 \text{ Мвт/см}^2$  (диаметр пятна  $150 \text{ мкм}$ ),  $S^{\text{зонд}} \ll S^{\text{возб}}$ .

Спектры регистрировались в геометрии "рассеяние назад", обеспечивающей наибольшую величину фоноритонного расщепления, при  $E^{\text{возб}} \perp C$ ,  $E^{\text{зонд}} \perp C$ ,  $k^{\text{возб}} \perp C$ ,  $k^{\text{зонд}} \perp C$  (где  $E, k$  — поляризация и волновой вектор светового поля,  $C$  — оптическая ось кристалла).

На рис. 3 представлены спектры пропускания образца CdS ( $T = 5 \text{ К}$ ) толщиной  $d \approx 5 \text{ мкм}$  без накачки и в ее присутствии. Возбуждение образца мощными импульсами с малой спектральной шириной осуществлялось в области энергий, меньших энергии экситонов на величину  $\approx 50 \text{ мэВ}$  (для CdS  $\Omega_c = 100 \text{ мэВ}$ ), где коэффициент экситонного поглощения  $\alpha \sim 25 \text{ см}^{-1}$ . При этом на частотах, больших частоты излучения накачки на величину оптического фонона ( $\hbar\Omega_{p-k} = 38 \text{ мэВ}$ ) наблюдалось значительное уменьшение коэффициента пропускания ( $K$ ). В данном случае (рис. 3)  $\lambda^{\text{наб}} = 4892 \text{ \AA}$ . Изменений в других частях спектра пропускания не наблюдалось. При перестройке длины волны возбуждающего излучения область наведенного уменьшения  $K$  отслеживала изменение частоты излучения накачки. Деформация спектра пропускания была зарегистрирована при самых больших плотностях мощности возбуждающего излучения.

В присутствии мощной световой волны в кристаллах CdS, вероятно, образуются фоноритоны, что приводит к расщеплению дисперсионной кривой поляритонов в области энергий  $\hbar\omega^{\text{возб}} + \hbar\Omega_{p-k}$ . В этом диапазоне частот коэффициент пропускания должен значительно уменьшиться. Подобные изменения  $K$  в области длин волн  $\lambda^{\text{наб}}$  по-видимому, наблюдались в данном эксперименте. К сожалению, спектральное разрешение регистрирующей аппаратуры ( $\Delta\lambda^{\text{раз}} = 1 \text{ \AA}$ ) не позволило точно прописать спектр образовавшейся щели.

Таким образом, можно, по-видимому, говорить о том, что впервые в спектрах пропускания совершенных кристаллов CdS в присутствии мощной волны накачки зарегистрировано появление нового элементарного возбуждения — фоноритонов.

Авторы благодарны Л.В.Келдышу, М.Ф.Стельмаху, В.С.Днепровскому и А.Л.Иванову за обсуждение результатов и ценные замечания.

#### Литература

1. Хаджи П.И., Москаленко С.А., Белкин С.Н. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 223.
2. May V., Hanneberger K., Hanneberger F. Phys. Stat. Sol., 1979, (b)94, 611.
3. Haug H., März R., Schmitt-Rink S. Phys. Lett., 1980, 77A, 287.
4. Itoh T., Suzuki T. J. Phys. Soc. Japan, 1978, 45, 1939.
5. Grun J.B., Hönerlade B., Levy R. Sol. Stat. Comm., 1983, 46, 51.
6. Kempf K., Schmieder G., Kurtze G., Klingshirn C. Sol. Stat. Comm., 1981, (b)107, 297.
7. Lyssenko V.G., Kempf K., Bohnert K., Schmieder G., Klingshirn C. Sol. Stat. Comm., 1982, 42, 401.
8. Иванов А.Л., Келдыш Л.В. ЖЭТФ, 1983, 84, 404.
9. Иванов А.Л. ДАН СССР, 1985, 283, 99.
10. Иванов А.Л. Канд. диссертация, Москва, МГУ, 1983.