

## ПЛЕНЕНИЕ ПОЛЯРИТОНОВ

*В.В.Травников, В.В.Криволапчук*

Впервые экспериментально обнаружено непосредственное проявление эффекта пленения поляритонов в спектрах излучения кристаллов CdS.

Термин „пленение” появился в спектроскопии при исследовании резонансного излучения (РИ) в газах<sup>1</sup>. Фотон резонансной частоты, испущенный атомом в некоторой произвольной точке объема, прежде, чем превратиться во внешнее излучение, испытывает многократные акты поглощения с последующим испусканием. Учитывая затрудненность превращения РИ во внешние фотоны, о такой ситуации стали говорить, как о пленении резонансного излучения объемом газа. Пленение РИ представляет собой явление большой физической общности. Его учет необходим при исследовании процессов переноса энергии и излучения фактически в любых поглощающих средах. Пленение может наблюдаться не только для фотонов, но и для других элементарных возбуждений. Например, в кристаллах рубина было обнаружено и исследовано пленение акустических фононов на уровнях примесных центров (см., например,<sup>2</sup>). В данной работе впервые экспериментально обнаружено проявление эффекта пленения поляритонов.

В работе исследованы спектры излучения экситонного состояния  $n=1A$  кристаллов CdS при возбуждении линией 476,5 нм и  $T=2$  К в образцах с разным временем жизни ( $\tau$ ) экситонов (величина  $\tau$  определяется вероятностью безызлучательной гибели экситонов <sup>3,4</sup>). Спектры резонансной поляритонной люминесценции (ПЛ) таких образцов значительно отличаются как по общей интенсивности, так и по форме линий ПЛ <sup>4</sup> (рис. 1). В данной работе при одинаковых условиях возбуждения и регистрации в образцах с разным  $\tau$  измерено отношение  $I_r / I_{r-2LO}$ , где  $I_r$  — интенсивность излучения поляритонов с энергией  $E_r$  в центре полосы ПЛ ( $\lambda_r = 485,5$  нм), а  $I_{r-2LO}$  — интенсивность излучения, возникающего после рассеяния поляритонов  $E_r$  на  $2LO$  фононах ( $\lambda_{r-2LO} = 500,3$  нм) (рис. 2). Измеренное отношение увеличивалось от значений  $\approx 1:5$  в совершенных образцах с большим  $\tau$  до величин порядка  $150 \div 200$  в наиболее дефектных образцах с малым  $\tau$ .

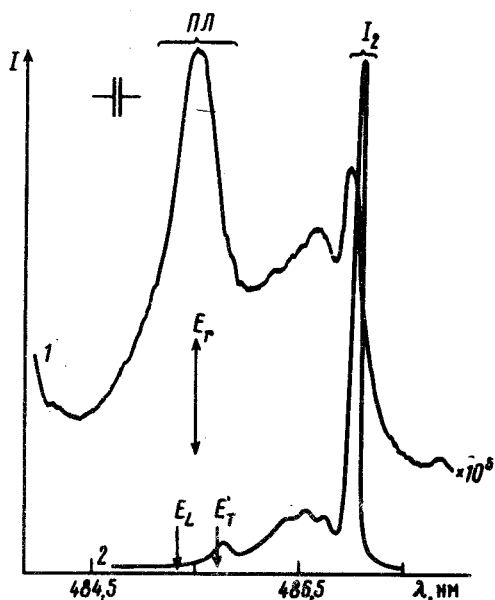


Рис.1.

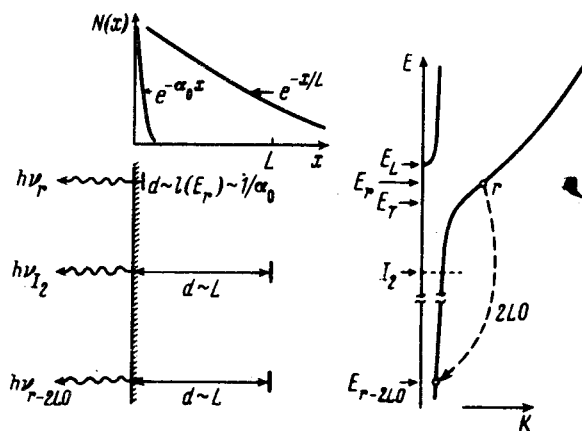


Рис.2.

Рис.1. Спектры люминесценции двух образцов CdS с разным временем жизни при  $T=2$  К. Спектр 1 соответствует образцу с  $\tau \approx 5 \cdot 10^{-12}$  с, а спектр 2 — образцу с  $\tau \approx 5 \cdot 10^{-9}$  с (величины  $\tau$  определялись методом работы <sup>3</sup>). Стрелки  $E_L$  и  $E_T$  соответствуют положению дна зон продольных и поперечных экситонов

Рис.2. Схема, поясняющая проявление пленения поляритонов в наблюдаемых спектрах. Справа представлена дисперсионная кривая поляритонов. Слева — схематически показаны функции пространственного распределения поляритонов  $N(x)$ , возникающие в образцах с разными  $\tau$ , а также указана „эффективная глубина излучения“ ( $d$ ), соответствующих участков спектров люминесценции

В рамках поляритонной модели излучение возникает в результате превращения поляритонов на границе кристалла во внешние фотоны. Чтобы дать вклад в наблюдаемое излучение, поляритон из точки с координатой „ $x$ “ должен долететь до поверхности. Вероятность этого пропорциональна  $\sim e^{-\alpha(E)x}$ , где  $\alpha(E) = \Gamma(E)/v(E)$  ( $v(E)$  — групповая скорость поляритона,  $\Gamma(E)$  — вероятность ухода поляритона из состояния с заданными энергией и волновым вектором) <sup>5</sup>. При приближении к резонансу со стороны меньших энергий  $v(E)$  резко уменьшается, что приводит к возрастанию  $\alpha(E)$ . В результате длина свободного пробега поляритонов ( $l$ ) в резонансной области оказывается очень маленькой ( $l(E) = 1/\alpha(E_r) \sim 10^{-5}$  см) <sup>6</sup>. Величина  $l$  ограничивается процессами безызлучательной гибели, а также процессами ухода поляритонов в другие точки поляритонной зоны за счет рассеяния на фо-

нонах и упругого рассеяния на примесях ( при гелиевых температурах упругие процессы рассеяния играют заметную роль <sup>7,8</sup>).

Пусть  $d(E)$  — „эффективная глубина излучения”, определяющая толщину слоя, поляритоны которого дают основной вклад в излучение с  $h\nu = E$ . В области резонанса  $d(E)$  определяется длиной свободного пробега  $l(E_r)$ . Для поляритонов с энергией  $E_r - 2LO$  длина свободного пробега очень велика. В этом случае  $d(E_r - 2LO)$  определяется не величиной  $l(E_r - 2LO)$ , а эффективной длиной диффузии  $L$ , определяющей пространственное распределение поляритонов. При малых  $\tau$   $L \approx 0$  и возникающее в кристалле пространственное распределение поляритонов определяется коэффициентом поглощения возбуждающего света  $\alpha_0$ . При возбуждении выше  $E_g$   $\alpha_0 \approx \alpha(E_r)$  <sup>6</sup>. В результате основная часть возникающих в образце поляритонов находится в слое, толщина которого ( $\approx 1/\alpha_0$ ) сравнима с  $l(E_r)$ . Поэтому величина  $d$  для поляритонов с энергией  $E_r - 2LO$  и  $E_r$  примерно одинакова. Естественно, что в этом случае интенсивность резонансного излучения намного превышает интенсивность излучения с участием фононов. При увеличении  $\tau$  поляритоны успевают диффундировать вглубь кристалла. По нашим оценкам в совершенных образцах  $L \approx 10^{-3}$  см. В этом случае вклад в ПЛ по-прежнему будут давать поляритоны из приповерхностного слоя. Однако, в отличие от случая малого  $\tau$ , это уже будет незначительная доля общего числа поляритонов. Основная часть поляритонов с энергией  $E_r$  не может выйти из кристалла. Она „плениется” объемом вещества за счет процессов многократного рассеяния. Это и приводит к увеличению относительной интенсивности менее вероятного  $2LO$ -излучения, поскольку вклад в него дают поляритонные состояния из области толщиной порядка  $L$ .

Пленение поляритонов проявляется также и в отношении интенсивностей излучения свободных и связанных экситонов. На рис.1, помимо ПЛ, представлена область люминесценции связанных экситонов (486 — 487 нм). В образцах с большим  $\tau$  спектры люминесценции имеют „привычный” вид — интенсивность излучения связанных экситонов существенно превышает интенсивность линии ПЛ, и самой интенсивной линией является линия  $I_2$  (экситон, связанный на нейтральном доноре) <sup>9</sup>. Спектры излучения образцов с малыми  $\tau$  весьма необычны. При малой общей интенсивности линия ПЛ является самой интенсивной линией спектра.

Основным каналом образования связанных экситонов является захват соответствующими центрами свободных экситонов (поляритонов) <sup>10</sup>. Поэтому относительная интенсивность излучения свободных и связанных экситонов пропорциональна числу центров захвата. На первый взгляд естественно было бы предположить, что наибольшая относительная интенсивность примесной линии  $I_2$  должна наблюдаться в самых дефектных образцах. Однако такое предположение справедливо, если объем образца, дающий вклад в линии ПЛ и  $I_2$  одинаков. При учете пленения поляритонов в области линии ПЛ такое предположение не оправдано. При возрастании  $\tau$  величина  $d(E_r)$  остается практически неизменной, в то время, как величина  $d$  для линии  $I_2$  увеличивается, поскольку значения коэффициента поглощения для линии  $I_2$  существенно меньше  $\alpha(E_r)$  <sup>9</sup>. Следовательно, при учете пленения поляритонов относительная интенсивность  $I_2$  определяется не концентрацией центров захвата, а общим числом высвечивающихся центров, которое зависит от величины  $L$ .

Таким образом, в данной работе впервые экспериментально продемонстрирован факт пленения поляритонов объемом кристалла. В результате процессов многократного рассеяния основная доля поляритонов резонансной области запирается в объеме и не может подойти к поверхности, чтобы превратиться во внешнее излучение. Излучательный выход поляритонной энергии в этом случае осуществляется, в основном, либо за счет процессов рассеяния на фононах из области резонанса в состояния с малым коэффициентом поглощения, либо за счет захвата поляритона на примесные уровни с последующим излучением.

Авторы выражают благодарность А.А.Каплянскому и С.А.Пермогорову за полезные замечания, высказанные при прочтении ими рукописи статьи.

## Литература

1. *Holstein T.* Phys. Rev., 1947, 72, 1212; 1951, 83, 1159.; *Биберман Л.М.* ЖЭТФ, 1947, 17, 416.
2. *Басун С.А., Каплянский А.А., Шехтман В.Л.* ЖЭТФ, 1982, 82, 1945.
3. *Пермогоров С.А., Травников В.В.* ФТТ, 1980, 20, 2651.
4. *Травников В.В., Криволапчук В.В.* Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 196.
5. *Tait W.C., Weiher R.L.* Phys. Rev., 1969, 178, 1404.
6. *Voigt J.* Phys. Stat. Sol (b), 1974, 64, 549.
7. *Gogolin A.A., Rashba E.I.* Sol. Stat. Comm., 1976, 19, 1177.
8. *Певцов А.Б., Пермогоров С.А., Селькин А.В.* Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 419.
9. *Тимофеев В.Б., Яловец Т.Н.* ФТТ, 1972, 14, 481.
10. *Гросс Е.Ф., Пермогоров С.А., Травников В.В., Селькин А.В.* ФТТ, 1972, 14, 1547.

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

Поступила в редакцию  
21 февраля 1983 г.