

## НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПОЛЯРИТОНОВ ВЕРХНЕЙ ВЕТВИ И ИХ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКАЯ КОНДЕНСАЦИЯ

М.Г. Мацко

Обсуждены экспериментальное проявление эффектов взаимодействия поляритонов верхней ветви и условия, необходимые для их возникновения.

При создании на верхней поляритонной ветви (ВПВ) большой плотности возбуждений между ними можно ожидать взаимодействия типа неупругого рассеяния (НР). В данной работе впервые приведено экспериментальное доказательство такого эффекта и обсуждены условия, при которых возможны процессы взаимодействия поляритонов верхней ветви.

Спектры отражения и излучения монокристаллов  $ZnTe$ ,  $Zn_{1-x}Cd_xTe$ , выращенных из газовой фазы, были изучены при  $T = 1,6$  К. Для исследований использовался, в основном, аргоновый ( $Ar^+$ ) лазер, энергия квантов которого близка к энергиям экситонных резонансов данных кристаллов.

На рис. 1, а показана микрофотограмма спектра излучения кристалла  $ZnTe$ , полученного при  $T = 1,6$  К и плотности возбуждения  $Ar^+$ -лазера  $R_{возб}^{Ar^+} = 5 \cdot 10^{21}$  фот. см $^{-2}$ сек $^{-1}$ . Полоса  $I_1$  ( $\lambda = 5221$  Å) обусловлена излучательной рекомбинацией экситонов, локализованных на нейтральном акцепторе, полоса  $M'_H$  ( $\lambda = 5208$  Å) излучением нижней поляритонной ветви (НПВ) с области «бутылочного горла» [1]. Между ними расположена узкая полоса  $P_B$  ( $\lambda = 5216$  Å), которая не наблюдается при возбуждении ртутной лампой, а также азотным ( $N_2$ ) лазером с энергией квантов, превышающих на 1,5 эв ширину запрещенной зоны исследуемых кристаллов. При использовании  $N_2$ -лазера не наблюдается и структура спектра излучения непосредственно в области экситонного резонанса, состоящая из полос  $M'_H$ ,  $M''_H$  и  $M_R$ . Последнее под-

тверждает их поляритонный характер, предложенный в работе [1], указывая к тому же на единую природу полос  $P_B$ ,  $M_H$ ,  $M_H^+$ ,  $M_B$ , обусловленную, по-видимому, специфичностью возбуждения  $Ar^+$ -лазером.

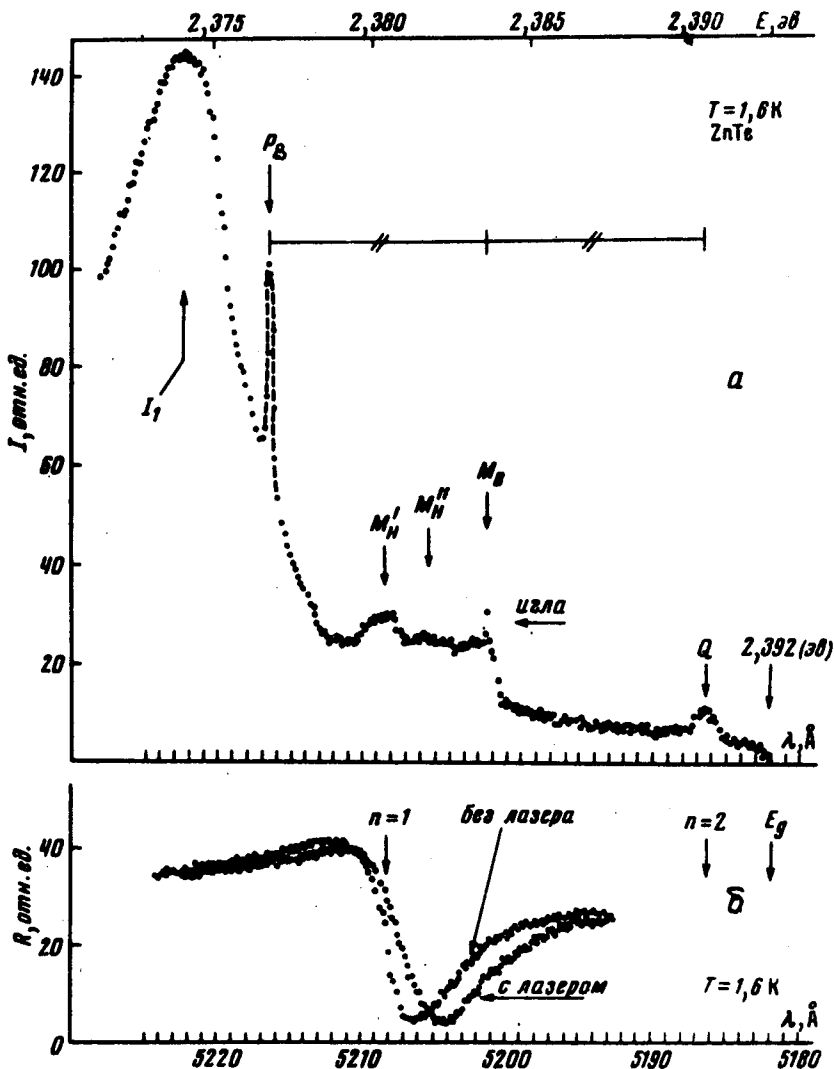


Рис.1. Микрофотограммы спектров:  $\alpha$ -излучения кристалла ZnTe при  $T = 1,6K$  и  $R_{Ar^+} \approx 5 \times 10^{21} \text{ фот. см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ; б - отражения, полученного для  $T = 1,6K$  в присутствии лазерного возбуждения с  $R_{Ar^+} = 10^{21} \text{ фот. см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ .

Очевидно также, что присутствие указанных четырех полос не может быть объяснено проявлением дополнительных центров локализации экситонов с ростом  $R_{Ar^+}$ , поскольку создаваемая  $N_2$ -лазером  $R_{N_2} \approx 10^{23} \text{ фот. см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  более чем на порядок превышает  $R_{Ar^+}$ .

Полоса  $P_B$  обладает следующими свойствами. 1) Ее энергетическое положение зеркально симметрично полосе  $Q$  ( $\lambda = 5186 \text{ \AA}$ ) относительно "иглы", являющейся оптическим признаком бозе-эйнштейновской

конденсации (Б-ЭК) на ВПВ [1]. Полоса же  $Q$  обусловлена излучением экситонов из возбужденного ( $n = 2$ ) состояния. Интенсивность излучения квадратично зависит от уровня возбуждения, укаывая на характер процессов, обуславливающих ее появление.

Вышеизложенная совокупность свойств полосы  $P_B$  свидетельствует о том, что при создании на ВПВ большой плотности возбуждений между ними имеет место процесс взаимодействия типа НР. При этом один поляритон ВПВ, увеличив свою энергию в результате НР, переходит в возбужденное ( $n = 2$ ) состояние. (Другой же поляритон ВПВ, соответственно пониженной энергией ( $\approx 6 \text{ мэВ}$ ), после выхода из кристалла проявляется в виде фотонов с энергией полосы  $P_B$ . Таким образом, процесс НР поляритонов ВПВ, а также свойства полосы  $P_B$ , во многом аналогичны таковым для НПВ. Однако полуширина полосы  $P_B (\approx 10^{-4} \text{ эВ})$  на много меньше характерных полуширин для  $P$  полос при НР поляритонов НПВ ( $\approx 10^{-2} \text{ эВ}$ ) в полупроводниках типа  $A^2B^6$ . В этом сказалась, по-видимому, специфика процесса НР на ВПВ, обусловленная Б-ЭК ее поляритонов. Действительно, при Б-ЭК макроскопически большое число поляритонов ВПВ находится в нижайшем энергетическом состоянии с  $k \approx 0$ . Следовательно кинетическая энергия их начальных и конечных состояний, обуславливающая наличие у  $P$  полос коротко- и длинноволнового хвостов, стремится к нулю. Поэтому указанные хвосты отсутствуют у полосы  $P_B$  и она приобретает форму узкого пика "иглы". К этому же выводу приводят также следующие соображения. Наличие Б-ЭК для поляритонов ВПВ тождественно условию, что их температура равна нулю. В таком случае, как показано теоретически Хаджи для процесса НР экситонов без учета эффекта запаздывания, форма  $P$  полосы стремится к  $\delta$ -функции с ничтожной полушириной [2].

Коротковолновое смещение спектра отражения (соответственно и поглощения) во время действия лазерного возбуждения при  $T = 1,6 \text{ К}$  (рис. 1, б) констатирует преобладание сил отталкивания в исследуемой системе [3, 4].

Таким образом оптические свойства полупроводников при Б-ЭК, т.е. смещение полосы поглощения в область больших энергий и наличие при этом процесса НР, предсказанные впервые Келдышем без учета экситон-фотонного взаимодействия [3], действительны и при использовании ВПВ для ее достижения. Аналогичные утверждения справедливы также относительно результатов работ Москаленко [4], Бьютнера [7], Ханамуры [8], Хаджи [2].

Для возникновения эффектов взаимодействия поляритонов ВПВ, включая их НР и Б-ЭК, по мнению автора, необходимо, чтобы:

1.  $\nu_{\text{экс-фот}} > \nu_{\text{экс-фон}}$ , где  $\nu_{\text{экс-фот}}$ ,  $\nu_{\text{экс-фон}}$  — частоты экситон-фотонных и экситон-фононных столкновений соответственно. Выполнение этого соотношения, по-видимому, возможно преимущественно при слабом экситон-фононном взаимодействии. Слабость последнего для кристаллов  $ZnTe$  следует отчасти из отсутствия фононных повторений полосы  $M'_n$ . С другой стороны, константа экситон-фононного взаимодействия  $g$  для кристаллов  $ZnTe$  равна 0,238 [5], что на много меньше единицы, т.е. согласно Тоядзавы [6], экситон-фононное взаимодействие в действительности слабое. В этом случае исследование необходимо проводить при  $T < E_{LT}/k$ , где  $E_{LT}$  — продольно-поперечное расщепление,  $k$  — постоянная Больцмана.

2.  $\nu_{\text{ЭК-Фот}} > \nu_{\text{ЭК-ЭК}}$ , где  $\nu_{\text{ЭК-ЭК}}$  — частота экситон-экситонных столкновений. Для кристаллов  $\text{ZnTe}$ ,  $E_{LT}$  порядка 1,2 эВ и для  $R_{\text{ВОЗБ}}^{\text{Ar}^+} \approx 10^{21}$  фот.  $\cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$  величина  $\nu_{\text{ЭК-Фот}} \sim 10^{12} \text{сек}^{-1}$ , а  $\nu_{\text{ЭК-ЭК}} \sim 10^{11} \text{сек}^{-1}$ .

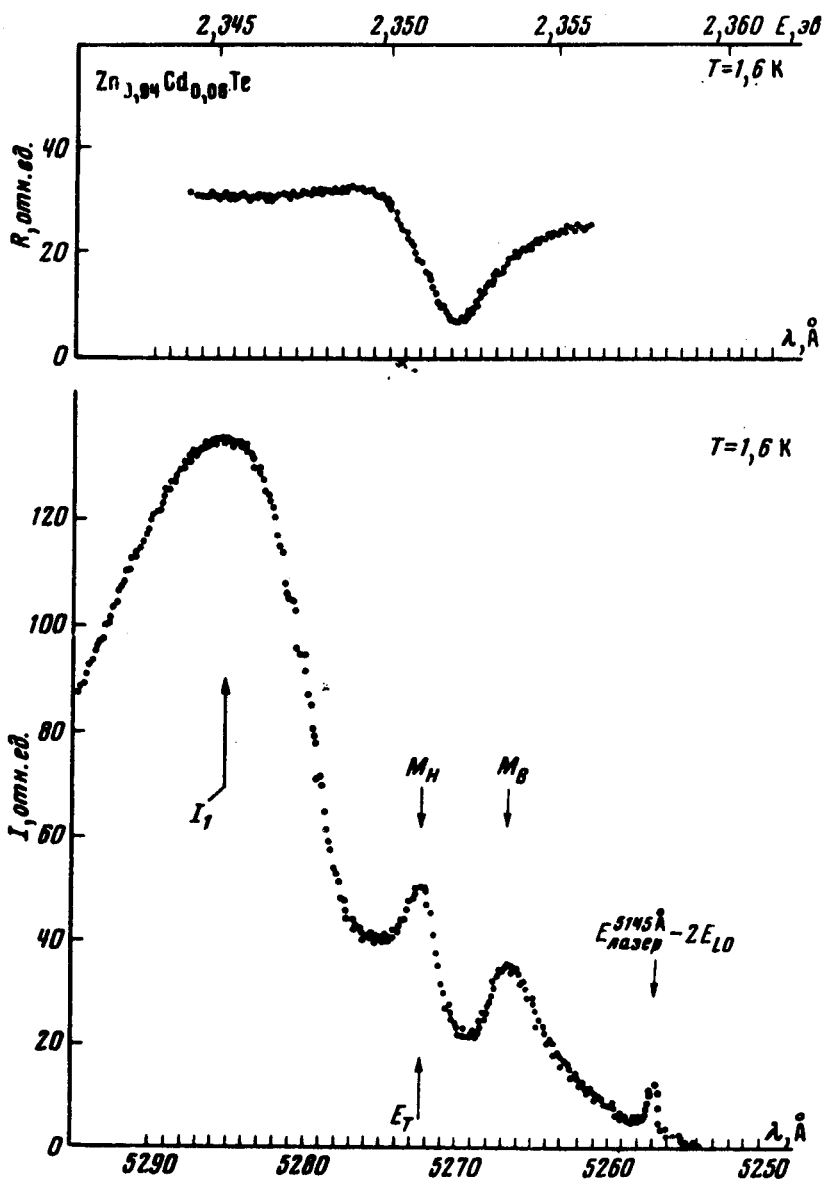


Рис.2. Микрофотограммы спектров отражения и излучения кристалла  $\text{Zn}_{0.94}\text{Cd}_{0.06}\text{Te}$  при  $T = 1,6 \text{ K}$  и  $R_{\text{ВОЗБ}}^{\text{Ar}^+} \approx 5 \times 10^{21}$  фот.  $\cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ .

3. При удовлетворении 1 — 2 разность энергий квантов лазера ( $E_{\text{лазера}}$ ) и продольного экситона ( $E_L$ ) должна соответствовать, а возможно быть кратной, энергии продольного оптического  $LO$  фонона ( $E_{LO}$ ).

Доказательством сказанному в этом пункте служат следующие экспериментальные факты. Для кристаллов  $ZnTe$ ,  $E_{\text{лазера}}^{5145 \text{ \AA}} - E_L = 26 \text{ мэв}$ , что близко к  $E_{LO}$ . В этом случае в процессе возбуждения с подавляющей вероятностью создаются поляритоны ВПВ. Вероятность рассеяния поляритонов  $LO$  фононами велика. Следовательно, после быстрой потери поляритонами ВПВ избытка энергии возбуждения в результате внутриветвенного рассеяния на  $LO$  фононах в области  $k \approx 0$  создается их большая плотность. Последние в определенном смысле когерентны поскольку их разброс по энергии (отчасти и по  $k$ ) во многом определяется разбросом по энергии квантов лазера, который весьма мал. Это благоприятствует, по-видимому, их Б-ЭК при концентрациях выше критической.

Данному процессу рассеяния поляритонов  $LO$  фононами не следует противопоставлять резонансное Рамановское рассеяние. В этих условиях оба эффекта тождественны.

При аналогичных условиях эксперимента, т.е.  $T = 1,6 \text{ К}$  и  $R_{\text{возб}}^{Ar^+} \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ фот.} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ , для кристаллов  $Zn_{0,94}Cd_{0,06}Te$  также наблюдается излучение ВПВ; полоса  $M_B$  на рис.2. Однако эффекты взаимодействия ее поляритонов отсутствуют. В этом случае  $E_{\text{лазера}}^{5145 \text{ \AA}} - E_L = 2,2 E_{LO}$  и заселение области  $k \approx 0$  ВПВ идет после быстрой потери этими поляритонами избытка энергии возбуждения на двух  $LO$  фононах в результате взаимодействия с акустическими фононами, что существенно уменьшает скорость их релаксации по энергии. Поскольку же групповая скорость поляритонов ВПВ велика, то большая их часть успевает выйти из кристалла раньше, чем произойдет взаимодействие с акустическими фононами. Следовательно представляется менее вероятным создание большой плотности поляритонов ВПВ в области  $k \approx 0$  при участии акустических фононов в процессе внутриветвенного рассеяния.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность М.С.Бродину, С.А.Москаленко и П.И.Хаджи за ценные замечания при обсуждении.

Институт физики

Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию

6 февраля 1975 г.

### Литература

- [1] М.С.Бродин, Д.Б.Гоер, М.Г.Мацко. Письма в ЖЭТФ, 20, 300, 1974.
- [2] П.И.Хаджи. ФТТ, 15, 1718, 1973.
- [3] Л.В.Келдыш, А.Н.Козлов. ЖЭТФ, 54, 978, 1968.
- [4] С.А.Москаленко. Бозе-эйнштейновская конденсация экситонов и би-экситонов, Кишинев, 1970.
- [5] Ю.В.Гнатенко. Кандидатская диссертация, Киев, 1970.
- [6] Y. Toyosawa. Techn. Report USSR, ser. A, 119, 1964.
- [7] H. Büttner. Phys. Stat. Sol., b, 42, 775, 1970.
- [8] E. Hanamura. Solid State Comm., 11, 485, 1972.