

## ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ВОЗБУЖДЕННЫХ S-СОСТОЯНИЯХ ЭКСИТОНА

В.Т.Алексян, Ю.А.Степанов

Одновременное воздействие электрического поля и одноосного сжатия позволило наблюдать обменно-деформационное расщепление возбужденных S-состояний в спектре поглощения закиси меди. Установлено, что обменное расщепление возбужденных состояний велико и его отношение к расщеплению основного состояния отличается от теоретического.

Короткодействующее обменное взаимодействие впервые изучалось экспериментально и теоретически на основном состоянии ( $1S$ ) экситона желтой серии в закиси меди [1 — 3]. В дальнейшем подобные исследования были проведены на других полупроводниковых кристаллах [4 — 8], однако все они ограничивались основным состоянием, поскольку самые общие соображения указывают на быстрое ослабление обменных эффектов с ростом радиуса экситона.

Валентная зона закиси меди расщеплена спин-орбитальным взаимодействием на орбитально невырожденную зону  ${}^4\Gamma_7^+$  и дважды вырожденную  ${}^4\Gamma_8^+$ . S-экситоны желтой серии связаны с возбуждением электрона из верхней валентной зоны  ${}^2\Gamma_7^+$  в зону проводимости  ${}^2\Gamma_6^+$  (обе зоны обладают лишь крамерсовым вырождением). Обменное взаимодействие вызывает расщепление уровней S-экситонов на невырожденный уровень  ${}^1\Gamma_2^+$  (параэкситон) и трижды вырожденный уровень  ${}^3\Gamma_3^+$  (ортоэкситон). Величина обменного расщепления  $nS$ -состояний

$$\Delta_0^n \sim I_0 \quad | \Phi^{(n)}(0) |^2 \Omega$$

где  $I_0$  — обменный интеграл, построенный из блоховских функций обеих зон,  $| \Phi^{(n)}(0) |$  — модуль экситонной волновой функции,  $nS$  — состояния в точке  $r_0 = 0$  ( $r_0$  — экситонный радиус),  $\Omega$  — объем элементарной ячейки.

Квадрупольный уровень  ${}^3\Gamma_3^+$  1S-состояния легко наблюдается в спектре поглощения, тогда как уровень  ${}^1\Gamma_2^+$ , соответствующий более высокой мультипольности, проявляется лишь в люминесценции [9], вследствие того, что он лежит на  $100 \text{ см}^{-1}$  ниже уровня  ${}^3\Gamma_3^+$  ( $\Delta_0^{(1)} = 100 \text{ см}^{-1}$ ).

Для экситонов  $nS$  с  $n \geq 1$  положение уровней  ${}^3\Gamma_3^+$  можно определить по дипольному возгоранию в электрическом поле, тогда как уровни  ${}^1\Gamma_2^+$  экспериментально не наблюдаются вообще. Таким образом, величина обменного расщепления известна только для  $n = 1$ .

Возникающая при одноосном сжатии кристалла анизотропия обменного взаимодействия вызывает дальнейшее снятие вырождения — расщепление уровня  ${}^3\Gamma_3^+$ , главным образом, из-за появления энергетического члена, линейно зависящего от деформации и обмена. Согласно [10]

это расщепление

$$\Delta_{\text{од}}^{(n)} = \frac{\Delta_{\text{о}}^{(n)} l \epsilon}{\Delta_{\text{со}}}$$

где  $l$  – комбинация деформационных констант валентных зон,  $\epsilon$  – тензор деформации,  $\Delta_{\text{со}}$  – спин-орбитальное расщепление валентной зоны. Второй энергетический член  $\Delta_{\text{о}}^{(n)} \epsilon$ , учитывающий анизотропию собственно обменного взаимодействия из-за деформационного изменения зонных функций, на порядок меньше, чем  $\Delta_{\text{од}}^{(n)}$ .

Из (2) видно, что измерение обменно-деформационного расщепления возбужденных  $S$ -состояний позволяет экспериментально определить зависимость  $\Delta_{\text{о}}^{(n)}$  от главного квантового числа экситона.

К монокристаллу закиси меди одновременно прикладывались электрическое поле и одноосное сжатие до  $20 \text{ кг/мм}^2$ . Первое возмущение приводит к возгоранию<sup>1)</sup> в спектре поглощения  $nS$ -линий экситона с симметрией  ${}^3\Gamma_5^+$ , второе вызывает их обменно-деформационное расщепление, величина которого практически не зависит от напряженности электрического поля.

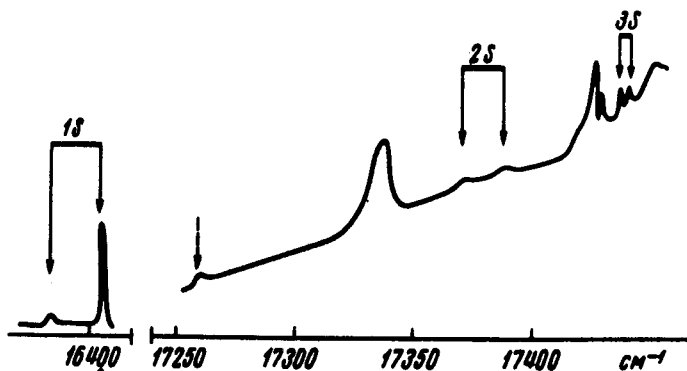


Рис.1. Спектр поглощения одноосно сжатого кристалла  $\text{Cu}_2\text{O}$  в электрическом поле.  $p = 8 \text{ кг/мм}^2$ ,  $E = 3 \text{ кв/см}$ . (Пунктирная стрелка – слабо расщепляющееся состояние  ${}^3\Gamma_5^+$   $1S$ -экситона зеленой серии. ( $T = 4,2 \text{ К}$

Установлено, что отношение энергий обменно-деформационного расщепления  $\Delta_{\text{од}}^{(n)}$  уровней, классифицированных Хакеном и Никитиным [12, 13] как  $1S, 3S, 4S$ , равно  $1 : 0,8 : 0,2$  (рис.1), при этом  $\Delta_{\text{од}}^{(1)}$  составляет около  $2,5 \text{ см}^{-1}$  при давлении  $p = 1 \text{ кг/мм}^2$ . Что же касается уровня, классифицированного в [13] как  $2S$  (линия  $17260 \text{ см}^{-1}$ ), то его расщепление очень слабо и проявляется лишь как уширение линии. При сильно расщепленных уровнях  $1S$  и  $3S$  уровень  $2S$  не может оставаться нерасщепленным, поэтому классифицировать  $S$ -уровни следует иначе – на рис.2 мы даем новую классификацию.

По нашему мнению, линия  $17260 \text{ см}^{-1}$  – переход на уровень  ${}^3\Gamma_5^+$   $1S$ -экситона зеленой серии. Находящаяся поблизости линия  $17150 \text{ см}^{-1}$  уже

<sup>1)</sup> В [11] установлено, что все возгорающиеся линии, интерпретируемые как состояния экситона, имеют симметрию  ${}^3\Gamma_5^+$ .

ранее была определена как переход на уровень  ${}^3\Gamma_4^+ + {}^2\Gamma_3^+$   $1S$ -экситона зеленой серии. Этими тремя состояниями исчерпывается набор уровней экситона  $1S$  зеленой серии [14, 15]. Более слабое по сравнению с желтой серией обменно-деформационное расщепление зеленой серии должно следовать из конкретной комбинации деформационных констант  $l$  в (2).

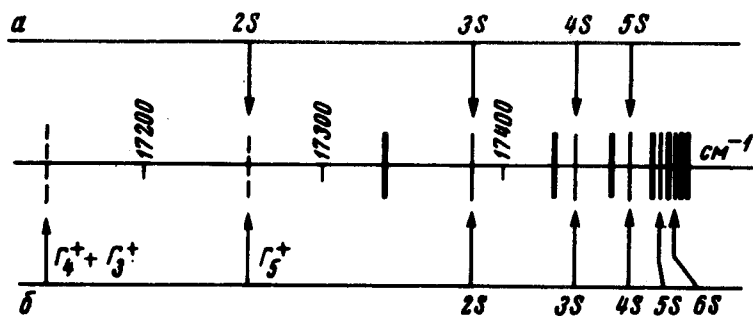


Рис 2 Классификация  $nS$ -состояний экситона желтой серии:  $a$  – согласно [12, 13],  $b$  – согласно настоящей работе. Жирные линии –  $nS$ -состояния экситона с  $n \geq 2$ , пунктирные –  $1S$ -экситон зеленой серии.

Обратимся к сравнению обменных расщеплений  $\Delta_0^{(n)}$  уровней, которые мы классифицируем как  $1S$ ,  $2S$ ,  $3S$ . Во-первых, согласно (2) величины  $\Delta_{\text{од}}^{(n)}$  должны относиться друг к другу как  $\Delta_0^{(n)}$ , во-вторых,  $|\Phi^{(n)}(0)|^2$  в (1) равно  $(\pi n^3 a_3)^{-1}$  где  $a_3$  – борковский радиус экситона. Экспериментально полученные соотношения величин  $\Delta_0^{(n)} - 1 : 0,8 : 0,2$  расходятся с теоретической зависимостью  $n^{-3}$ , объяснение чему следует искать в неприменимости приближения экситона большого радиуса к  $1S$ -экситону желтой серии. На это указывает и сильное отличие энергии связи  $1S$ -экситона от расчетной, причем новая классификация  $nS$ -уровней усугубляет это расхождение. В то же время отношение  $\Delta_0^{(2)} / \Delta_0^{(3)}$  совпадает с теоретическим, хотя сами величины  $\Delta_0^{(2)}$  и  $\Delta_0^{(3)}$  больше, чем предсказывает теория.

Ленинградский государственный университет им. А.А.Жданова

Поступила в редакцию 16 января 1975 г.

### Литература

- [1] Е.Ф.Гросс, А.А.Каплянский. ФТТ, 2, 2968, 1960
- [2] Е.Ф.Гросс, А.А.Каплянский, В.Т.Агемян. ФТТ, 4, 1009, 1961.
- [3] R.J.Elliot. Phys.Rev., 124, 340, 1961.
- [4] O.Akimoto, H.Hasegawa. Phys.Rev. Lett., 20, 17, 1968
- [5] J.E.Rowe, F.H.Polac, M.Gardona. Phys.Rev. Lett., 20, 18, 1969.
- [6] Т.Кода, D.W.Langer. Phys. Rev. Lett., 20, 2, 1969.
- [7] Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус, Л.Г.Суслина, Д.Л.Федоров. ФТТ, 12, 1187, 1970.

- [ 8 ] Л.А.Агеев, В.К.Милославский, Т.И. Максименко ФТТ, 16, 2894, 1974.
- [ 9 ] Ф.И.Крейнгольд, В.Л.Макаров. ИАН СССР, 37, 714, 1973.
- [ 10 ] В.А.Киселев, Ф.Г.Жилич. ФТТ, 13, 2398, 1971.
- [ 11 ] V.T.Agekyan, B.S.Monoson, I.P.Shiriapov. Phys. Stat.Solidi (b) 66, 359, 1974.
- [ 12 ] J.L.Deiss, J.B.Grun, S.Nikitine. J.de Phys., 23, 159, 1962.
- [ 13 ] H.Haken. Proc. Int. Conf. Semicond. Phys. Exeter, 1962.
- [ 14 ] В.Т.Агекян, ФТП, 6, 398, 1972.
- [ 15 ] J.L.Deiss, A.Danois. Surface Science, 37, 804, 1973.
-