

## РОЛЬ ЭКСИТОН-ФОНОННЫХ КОМПЛЕКСОВ В МЕЖЗОННОЙ МАГНИТООПТИЧЕСКОЙ АНОМАЛИИ

*В.И.Мельников, Э.И.Рашба, В.М.Эдельштейн*

Джонсоном и Ларсеном [1] была обнаружена аномалия в межзонном поглощении  $\text{InSb}$  в сильном поле  $H$ , когда циклотронная частота электронов  $\omega_c$  приближалась к частоте поляризационных фононов  $\omega$ . В [1, 2] была рассчитана особенность в энергетическом спектре поляроны возникающая в этих условиях, и на ее основе предложена интерпретация наблюдаемого эффекта. В [3] было указано, что эта перестройка спектра соответствует образованию электрон-фононных комплексов.

Интерпретация особенностей в поглощении при  $\omega_c \approx \omega$  на основе электрон-фононных комплексов безусловно правильна, если речь идет о кулоновских переходах (как, например, в [4]). Поскольку, однако, в собственном поглощении в сильном магнитном поле доминируют переходы в основное состояние экситона [5], игнорирование кулоновского взаимодействия может качественно исказить результаты. Ниже мы исходим из противоположного приближения, т. е. считаем электрон-фононное взаимодействие слабым в сравнении с кулоновским, и предлагаем теорию межзонного поглощения при  $\omega_c \approx \omega$  в терминах экситон-фононных комплексов.

Предполагаем, что электрон-фононная связь слабая, и резонанс  $\omega_c = \omega$  наступает только в электронной зоне; поэтому взаимодействием дырки с фононами пренебрегаем. Магнитное поле считаем сильным, т. е.  $\omega_c \gg R$ , где  $R$  — потенциал ионизации экситона при  $H = 0$ . Волновая функция системы с нулевым полным импульсом в однофононном приближении

$$\Psi = \Phi_{0,1,1} f_0(z) |0\rangle + \sum_q \Phi_{-q,0,1} f_q(z) b_q^\dagger |0\rangle \quad (1)$$

ось  $0z \parallel H$ . Функция  $\Phi_{q,n_1,n_2}$  описывает поперечное движение свободных электрона и дырки в зонах Ландау  $n_1$  и  $n_2$  с полным импульсом  $q_x$  и продольное движение центра тяжести с импульсом  $q_z$ . Функции продольного относительного движения  $f_0$  и  $f_q$  определяются уравнениями ( $z = z_e - z_h$ ):

$$\left[ -\frac{1}{2\mu} \frac{d^2}{dz^2} + U_{0,1,1}(z) \right] f_0 + \sum_q W_q(z) f_q = E f_0, \quad (2)$$

$$\left[ -\frac{1}{2\mu} \frac{d^2}{dz^2} + U_{-q_1,0,1}(z) - \omega_c + \omega + \frac{q_z^2}{2M} \right] f_q + W_q^*(z) f_0 = E f_q.$$

Здесь  $M$  и  $\mu$  — суммарная и приведенные массы,  $U_{q_1,n_1,n_2}(z)$  — среднее значение кулоновского потенциала на функциях поперечного движения, входящих в  $\Phi_{q,n_1,n_2}$ .

$$W_q(z) = W_q \exp\left(i \frac{m_h}{M} q_z z\right), \quad |W_q|^2 = \frac{4\pi a \omega}{q^2 V} \sqrt{\frac{\omega}{2m_e}} \exp\left\{-\frac{(\lambda q_x)^2}{2}\right\} \left|\frac{(\lambda q_x)^2}{2}\right| \quad (3)$$

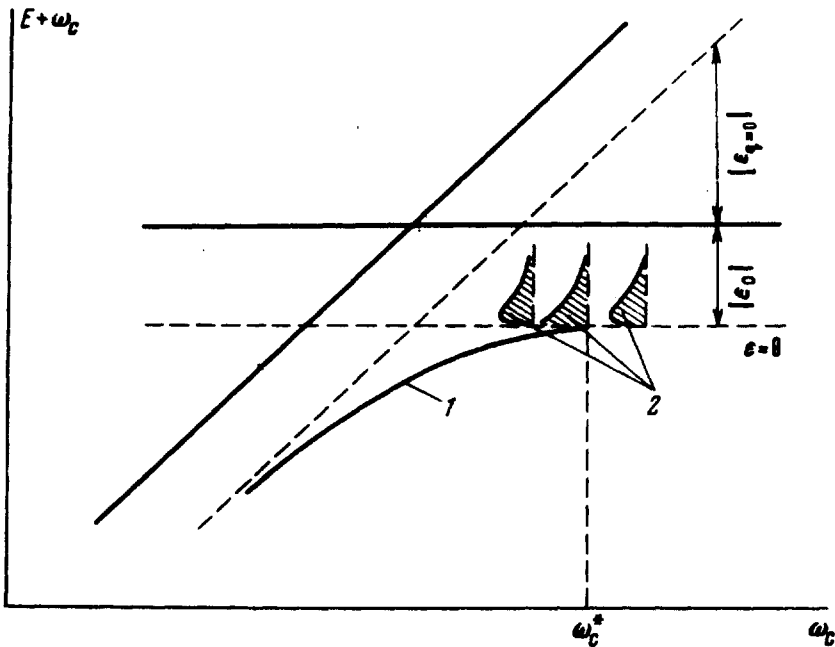
— матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, взятый между функциями  $\Phi_{0,1,1}$  и  $\Phi_{-q,0,1}$ ,  $\lambda$  — магнитная длина. В (2) отсчет  $E$  ведется от энергии состояния, в котором свободные электрон и дырка находятся на краях зон  $n_1 = n_2 = 1$ .

Если пренебречь электрон-фононным взаимодействием, то система (2) расщепляется, и ее решения  $f_0^0$  и  $f_q^0$  являются собственными функциями одномерной кулоновской задачи с собственными значениями  $\epsilon_0$  и  $\epsilon_q$ . Мы ограничимся рассмотрением низших кулоновских уровней. Тогда в следующем приближении энергетический спектр определяется уравнением:

$$E - \epsilon_0 = \sum_q |B_q|^2 (E - \epsilon_q)^{-1}, \quad B_q = (f_0^0 | W_q(z) | f_q^0). \quad (4)$$

Он представлен на рисунке. Сплошные прямые соответствуют положению края электронной зоны  $n_1 = 0$  плюс энергия фонона  $\omega$  и краю зоны

$n_1 = 1$ . Пунктирные линии — низшему кулоновскому уровню экситонов, образованных у краев этих зон, в отсутствие взаимодействия с фонами. Кривая 1, расположенная при  $\epsilon = E - \epsilon_0 + \omega_c - \omega < 0$ , представляет собой изолированный корень уравнения (4) в функции  $\omega_c$ . В своей левой части она соответствует экситону, образовавшемуся у дна зоны  $n_1 = 1$ , а в правой части — экситон-фононному комплексу, включающему экситон у края зоны  $n_1 = 0$ . Линия  $\epsilon = 0$  — граница непрерывного спектра, при больших  $E$  фотон отрывается от экситона.



Кривая 1 — зависимость энергии экситон-фононного комплекса от циклотронной частоты. Кривые 2 — распределение поглощения в непрерывном спектре (фотон оторван от экситона)

Если оптические переходы между краями зон разрешены, то для свободных носителей переходы на уровень  $n_1 = 1$  идут с уровня  $n_2 = 1$ . Поэтому в области  $1 \rightarrow 1$ -перехода поглощение  $I$  пропорционально произведению  $|f_0(0)|^2$  на плотность состояний. Оно определяется формулой

$$I \sim \text{Im} (E - \epsilon_0 - \sum_q |B_q|^2 / (E - \epsilon_q))^{-1}, \quad E = E + i0. \quad (5)$$

Суммы в (4) и (5) можно приближенно вычислить в логарифмическом приближении  $L = \ln(\sigma/\lambda)^2 \gg 1$  ( $\sigma$  — боровский радиус), используя квадратичное разложение для  $\epsilon_q$  по  $q$  [6].

Точка окончания  $\omega_c^*$  одночастичного спектра, в которой исчезает связанное состояние комплекса:

$$\omega_c^* = \omega \left[ 1 + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \alpha \frac{\sigma}{\lambda} \left( \frac{m_h}{L m_e} \right)^{1/2} \right]. \quad (6)$$

Вблизи  $\omega_c^*$  энергия  $\epsilon$  и интенсивность  $I$  определяются формулами

$$\frac{|\epsilon(\omega_c)|}{\omega} \approx \frac{m_e M}{m_h^2} \left[ \frac{L}{a} \left( \frac{\lambda}{a} \right)^2 \left( \frac{\omega_c - \omega_c^*}{\omega} \right) \right]^2, \quad I \sim \left( 1 + \frac{\omega_c - \omega_c^*}{2\epsilon(\omega_c)} \right)^{-1} \quad (7)$$

т. е.  $I \rightarrow 0$  при  $\omega_c \rightarrow \omega_c^*$ .

Непрерывный спектр поглощения при  $\epsilon > 0$  резко асимметричен (кривые 2 на рисунке). Вблизи  $\omega_c^*$  положение максимума определяется формулой (7); поглощение спадает вдвое примерно на  $15\epsilon_{max}$ .

Слабая зависимость  $\epsilon(\omega_c)$  и  $\epsilon_{max}(\omega_c)$  вблизи  $\omega_c^*$  (как  $(\omega_c - \omega_c^*)^2$ ) экспериментально должна проявляться в наличии пиннинга. Критерий слабой электрон-фононной связи

$$\frac{a}{L^{5/2}} \left( \frac{\omega}{2R} \right)^{3/2} \left( \frac{m_h}{\mu} \right)^{1/2} \ll 1; \quad (8)$$

в реальных материалах трудно рассчитывать на его хорошее выполнение. Однако учет кулоновского взаимодействия принципиально важен, так как качественно изменяет картину в области длинноволнового участка поглощения: по экситонной модели ширина одночастичной полосы определяется посторонними механизмами, а по модели, пренебрегающей кулоновским взаимодействием, она возникает из-за отдачи дырки [2].

Институт теоретической физики  
им. Л.Д.Ландау  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
8 февраля 1971 г.

### Литература

- [1] E.J. Johnson, D.M. Larsen. Phys. Rev. Lett., 16, 655, 1966; J. Phys. Soc. Japan, 21, Suppl., 443, 1966.
- [2] Л.И.Коровин, С.Т.Павлов. ЖЭТФ, 53, 1708, 1967.
- [3] В.И.Мельников, Э.И.Рашба. Письма в ЖЭТФ, 10, 95, 1969.
- [4] B.D. McCombe, R. Kaplan. Phys. Rev. Lett., 21, 756, 1968.
- [5] R.J. Elliott, R. London. J. Phys. Chem. Solids, 8, 382, 1958; 15, 196 1960.
- [6] Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 53, 717, 1967.