

РАЗМЕРНЫЙ РЕЗОНАНС В КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА

А.А.Абдумаликов, А.А.Клочихин, Ю.М.Шабельский

Показано, что в резонансном однофононном рассеянии имеет место размерный резонанс, состоящий в усилении роли состояний экситона Ванье – Мотта с главным квантовым числом $n \approx \sqrt{\lambda/4a}$ (λ – длина волны фонона, a – боровский радиус экситона).

Исследование резонансного комбинационного рассеяния вблизи порога собственного поглощения кристалла, имеющего экситонную структу-

ру, показывает, что эта структура определяет свойства амплитуды рассеяния света в широком интервале частот [1 - 4]. При вычислении амплитуды однофононного рассеяния обычно ограничиваются низшим приближением по параметру $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'| d$, где \mathbf{k} и \mathbf{k}' - волновые вектора падающего и рассеянного света, d - характерный размер рассеивающей системы. Амплитуда разрешенного рассеяния в этом случае не зависит от длины волны света, а для запрещенного рассеяния она пропорциональна $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'| d$, однако, коэффициент при этом множителе является только функцией частоты [2 - 3].

В данной работе показано, что в том случае, когда основной вклад в амплитуду дают состояния водородоподобного типа (экситон Ваннье - Мотта) критерием применимости разложения для экситонных состояний является условие $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'| \ll \pi/2n^2 a$, где a - борковский радиус экситона, n - главное квантовое число. В области экситонных состояний $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'| a$ оказывается не такой уж малой величиной (для CdS при геометрии рассеяния назад $|\mathbf{k} - \mathbf{k}'| a \approx 0,24$ на длине волны света 4880 \AA) и для $n \approx 2 - 3$ этот критерий не выполняется. Качественно этот факт проявляется в том, что вклады в амплитуду уровней с $n > 1$ начинают расти, несмотря на убывающую силу осциллятора. Это возрастание имеет резонансный характер, т. е., начиная с номера $n = n_0 \approx \sqrt{\pi/2a |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|}$, вклады уровней начинают убывать. Такой размерный резонанс имеет место в равной мере для разрешенного и запрещенного рассеяния. Отметим так же, что аналогичный резонансный вклад дает и область малых положительных энергий в сплошном спектре экситона при $pa = p_0 a \approx \sqrt{2a |\mathbf{k} - \mathbf{k}'| / \pi}$.

Амплитуду однофононного запрещенного рассеяния на LO-фононах в двузонном приближении можно представить в виде

$$A_1(\mathbf{q}, \omega) \sim \frac{\Xi^{LO}}{qa} \sum_{\lambda\lambda'} \frac{(e^{i\mathbf{q}'\cdot\mathbf{r}} - e^{-i\mathbf{q}'\cdot\mathbf{r}})_{\lambda\lambda'} \psi_{\lambda'}(0) \psi_{\lambda}^*(0)}{\left[\Delta(\lambda) - \frac{\hbar k^2}{2M\Omega_{LO}} + i\gamma_{\lambda} \right] \left[\Delta_1(\lambda') - \frac{\hbar k'^2}{2M\Omega_{LO}} + i\gamma_{\lambda'} \right]}, \quad (1)$$

где $\Xi^{LO} = \left[\frac{2\pi e^2}{d} \hbar \Omega_{LO} \left(\frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \right]^{1/2}$ - внутризонный матричный элемент Фредлиховского электрон-фононного взаимодействия; $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$;

$\mathbf{q}^{\cdot v} = (\mu/m_{c,v})\mathbf{q}$; μ - приведенная эффективная масса посетителей в зонах c и v ;

$$M = m_c + m_v; \quad \Delta(\lambda) = \frac{1}{\Omega_{LO}} (\omega - \epsilon_g - E_{\lambda}); \quad \Delta_1(\lambda') = \Delta(\lambda') - 1; \quad E_{\lambda} = -R/n^2$$

или $E_{\lambda} = R(pa)^2$ - для дискретного и сплошного спектра экситона, R - энергия связи экситона; $(\dots)_{\lambda\lambda'}$ - матричный элемент по водородоподобным волновым функциям $\psi_{\lambda}(\mathbf{r})$. Амплитуда разрешенного рассеяния

отличается от (1) заменой

$$\frac{\Xi^{LO}}{qa} (e^{iq^c r} - e^{-iq^v r}) \rightarrow (\Xi_{cc} e^{iq^c r} - \Xi_{vv} e^{-iq^v r}), \quad (2)$$

где $\Xi_{cc} \neq \Xi_{vv}$ предполагаются постоянными, отличными от нуля в центре зоны Бриллюэна.

Разложение экспонент в (1) приводит к тому, что выражение для амплитуды начинает расходиться как

$$\sum_n |\psi_n(0)|^2 \langle r^2 \rangle_{nn} \sim \sum_n n \rightarrow \infty. \quad (3)$$

При замене (2) для разрешенного рассеяния нулевой член разложения не расходится, но первая поправка ведет себя как и (3).

Точное вычисление матричного элемента $\langle e^{iqr} \rangle_{nn}$ дает

$$\langle e^{iqr} \rangle_{nn} = (-1)^{n-1} \frac{z^{2n-2}}{(1+z^2)^n} \frac{\sin(2n \operatorname{arctg} z)}{z} F\left(-n+1, -n+1; 2; -\frac{1}{z^2}\right), \quad (4)$$

где $z = nqa/2$ и F — гипергеометрическая функция. Используя асимптотику F при больших отрицательных аргументах, (4) можно представить в виде

$$\langle e^{iqr} \rangle_{nn} \approx \frac{1}{(1+z^2)^n} \frac{\sin(2n \operatorname{arctg} z)}{nz}. \quad (5)$$

Из (5) и (1) видно, что максимальный вклад дают те состояния, для которых аргумент синуса порядка $\pi/2$. При дальнейшем увеличении n , когда аргумент синуса в (5) становится больше π , матричный элемент начинает быстро осциллировать и при суммировании в (1) дает пренебрежимый вклад. Аналогичный вклад дает и сплошной спектр экситона. Таким образом, при вычислении амплитуды можно заменить верхний предел суммы по дискретным состояниям и нижний предел интеграла по сплошному спектру конечными величинами.

Вычисленное таким образом сечение запрещенного рассеяния на LO-фононах как функция частоты падающего света приведена на рис. 1. Параметры были подобраны таким образом, чтобы они соответствовали кристаллу CdS, для которого это сечение измерялось экспериментально в работе [1]. Данные [1] также нанесены на рис. 1. При геометрии эксперимента, использованной в работе [1], вклад в амплитуду рассеяния дают экситонные серии B и C. Данных эксперимента недостаточно для детального сравнения теории и эксперимента. Для качественного сравнения мы вычислили сечения получающиеся отдельно от

серии *B* (кривые 1, 1') и серии *C* (2, 2'). Из рисунка видно, что имеется хорошее согласие как в области $\omega < \epsilon_g^B$, так и в области $\omega > \epsilon_g^B$.

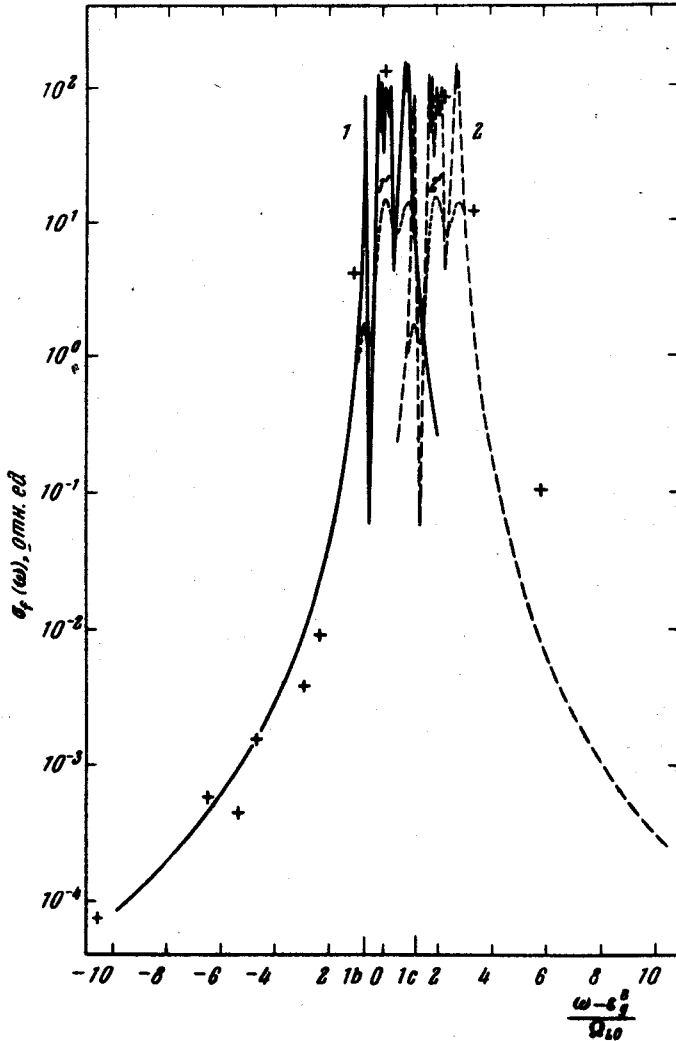


Рис. 1. Частотная зависимость сечения запрещенного рассеяния на LO -фононах. Для расчета использовались следующие параметры $m_c/m_v = 0,22$; $R = 0,7 \Omega_{LO}$. $\gamma = 0,02 \Omega_{LO}$ (кривые 1 и 2); $\gamma = 0,2 \Omega_{LO}$ (кривые 1' и 2'). Положение экспериментальных точек работы [1] было скорректировано по известным длинам волн, указанных в [1] лазеров

Отметим, что размерный резонанс дает на этих кривых ясно видимый третий (высокочастотный) максимум. Более четко структура сечения, связанная с размерным резонансом, должна проявляться в отношении сечений разрешенного и запрещенного рассеяния. На рис. 2 приведены две кривые отношения сечений (отдельно для серии *B* и *C*) и нане-

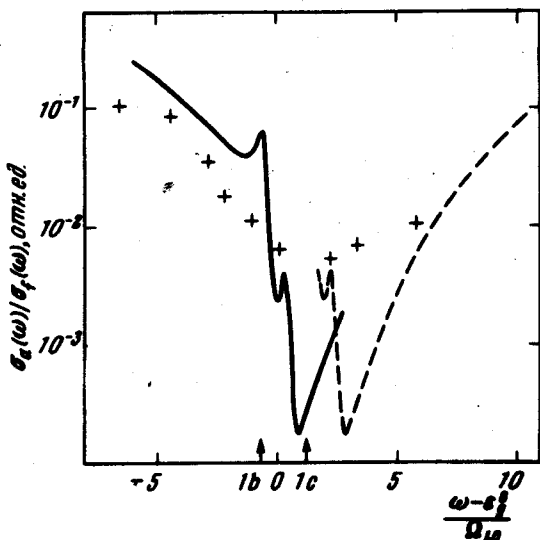


Рис. 2. Отношение сечений разрешенного и запрещенного рассеяния на LO -фононе. Экспериментальные данные взяты из работы [1], положение точек скорректировано, как и на рис. 1

сены экспериментально измеренные значения отношения сечений разрешенного и запрещенного рассеяния [1]. Из сравнения видно, что теория и в этом случае качественно объясняет наблюдаемый эффект.

Институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 марта 1976 г.

Литература

- [1] R.H.Callender, S.S.Susman, M.Selders, R.K.Chang. Phys. Rev., B7, 3788, 1973.
- [2] R.Martin. Phys. Rev., B4, 3676, 1971.
- [3] R.Zeyher, Chien-Sen Ting, J.L.Birman. Phys. Rev., B10, 1725, 1974.
- [4] L.M.Falicov. Proc. of III Intern. Conf. on Light Scatter. in Solids, Campinas, Brazil, 1975, p. 9.