

ПОЛЯРИТОННАЯ ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ В КУБИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПРЯМОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

Рассеяние фононами

Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Хонг Куанг, Нгуен Аи Вьет

Изучается резонансное комбинационное рассеяние света фононами в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной. Учитываются внутренняя структура и свойства симметрии экситонных поляритонов, которые приводят к определенным предсказаниям по поляризационным эффектам.

Работа выполнена в Институте теоретической физики, Ханой, СРВ.

Polariton Theory of Resonant Raman Scattering in Direct Band Gap Cubic Semiconductors. Scattering by Phonon

Nguyen Van-Hieu, Nguyen Hong Quang, Nguyen Ai Viet

Resonant Raman scattering of light by phonons in direct band gap cubic semiconductors is studied. The intrinsic structure and the symmetry properties of the excitonic polaritons are taken into account. As their consequences some relations for the polarization effects are predicted.

The investigation has been performed at the Institute of Theoretical Physics, Hanoi, Vietnam.

Сечения комбинационного рассеяния (КР) света всегда содержат богатую информацию об элементарных возбуждениях в конденсированной среде и их взаимодействиях^{1/}. В настоящей работе излагается микроскопическая теория резонансного КР Мандельштама — Бриллюэна в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной и четырехкратно вырожденной верхней валентной зоной, причем учитываются и реальная структура энергетических зон кристалла, и поляризация света. Достаточно рассматривать лишь экситоны в состоянии $1S$ с пространственной волновой функцией относительного движения электрона и дырки $\phi_{1S}(\vec{r})$. Тогда энергетический спектр экситонных поляритонов имеет три ветви — трехзонные экситонные поляритоны (ТЗЭП), обозначаемые $\pi_{\nu\sigma}(\mathbf{k})$, где \mathbf{k} — импульс по-

ляритона, $\sigma = \pm 1$ — его спиральность (проекция спина на направление импульса), а $\nu = 1, 2, 3$ — индекс ветвей.

Рассмотрим процессы рассеяния

$$\pi_{\nu\sigma}(\bar{k}) \rightarrow \pi_{\nu'\sigma'}(\bar{k}') + \phi(\bar{q}),$$

где $\phi(\bar{q})$ обозначает фонон с импульсом \bar{q} . Будем пользоваться обозначениями предыдущей статьи^{/2/}, в которой были получены явные выражения операторов рождения ТЗЭП. Принимаем следующий известный эффективный гамильтониан взаимодействия электронов и дырок с фононами:

$$H_{e\phi} = \frac{1}{\sqrt{2\rho u_a}} \sum_{\bar{p}, \bar{q}} \{ [C_e \sum_s e_s^+(\bar{p} + \bar{q}) e_s(\bar{p}) + C_h \sum_s h_s^+(\bar{p} + \bar{q}) h_s(\bar{p})] \phi(\bar{q}) + \text{h.c.} \}, \quad (1)$$

где ρ — плотность кристалла, u_a — скорость звуковой волны в кристалле, $\phi(\bar{q})$ — оператор уничтожения фонона, C_e и C_h — константы деформационного потенциала в зоне проводимости и валентной зоне соответственно. Посредством стандартных вычислений^{/3,4/} можно получить следующее выражение амплитуды данного процесса:

$$\begin{aligned} R_{\nu\nu'}^{\sigma\sigma'}(\bar{k}, \bar{k}') &= \frac{4}{3} \left(\frac{g}{\phi_{1S}(0)} \right)^2 m_r^2 a_{Ex}^2 u_{\nu'}(k') u_{\nu}(k) (1 \pm \cos \theta) T^I(b, b') + \\ &+ \frac{1}{2} \frac{g}{\phi_{1S}(0)} m_r a_{Ex}^{1/2} \{ v_{\nu'H}(k') + \frac{1}{3} v_{\nu'L}(k') \} u_{\nu}(k) (1 \pm \cos \theta) T^{II}(b) + \\ &+ \frac{1}{2} \frac{g}{\phi_{1S}(0)} m_r a_{Ex}^{1/2} u_{\nu'}(k') \{ v_{\nu'H}(k) + \frac{1}{3} v_{\nu'L}(k) \} (1 \pm \cos \theta) T^{II}(b') + \\ &+ \frac{1}{4} \{ v_{\nu'H}(k') v_{\nu'H}(k) (1 \pm \cos \theta)^2 + [v_{\nu'H}(k') v_{\nu'L}(k) + v_{\nu'L}(k') v_{\nu'H}(k)] \times \\ &\times \sin^2 \theta + \frac{1}{3} v_{\nu'L}(k') v_{\nu'L}(k) (\cos \theta \pm 1) (3 \cos \theta \mp 1) \} T^{III}, \end{aligned}$$

где верхний знак соответствует случаю $\sigma = \sigma'$, а нижний знак — случаю $\sigma = -\sigma'$. Формулы, определяющие величины $T^I(b, b')$, $T^{II}(b)$, T^{III} , даны в приложении.

Обозначим через V_{ν} и $V_{\nu'}$ групповые скорости начального и конечного поляритонов, например

$$V_{\nu} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0}} u_{\nu}(k)^2 + \frac{k}{m_H} v_{\nu H}(k)^2 + \frac{1}{3} \frac{k}{m_L} v_{\nu L}(k)^2, \quad (3)$$

а T_i и T_f — коэффициенты прохождения падающего и рассеивающего фотонов через границы раздела полупроводника и вакуума. Дифференциальное сечение рассеяния пропорционально выражению

$$W_{\nu\nu'}^{\sigma\sigma'}(\theta) = T_i T_f \frac{k'^2}{V_{\nu} V_{\nu'}} |R_{\nu\nu'}^{\sigma\sigma'}(\bar{k}, \bar{k}')|^2. \quad (4)$$

Поскольку T_i и T_f неизвестны, то желательно рассмотреть соотношения между сечениями, не зависящие от этих коэффициентов.

В качестве первого примера рассмотрим процессы КР фотонов с различными поляризациями при одних и тех же импульсах. Мы имеем

$$\frac{W_{\nu\nu'}^{++}(\theta)}{W_{\nu\nu'}^{+-}(\theta)} = \left| \frac{R_{\nu\nu'}^{++}(\bar{k}, \bar{k}')}{R_{\nu\nu'}^{+-}(\bar{k}, \bar{k}')} \right|^2. \quad (5)$$

Правую часть последнего соотношения можно вычислить численно и сравнить с опытом. В области резонанса, когда $u_{\nu}(k)$ пренебрежимо малы, это соотношение существенно упрощается:

$$\frac{W_{\nu\nu'}^{++}(\theta)}{W_{\nu\nu'}^{+-}(\theta)} = \frac{U_{\nu\nu'}^{(+)}(\theta)}{U_{\nu\nu'}^{(-)}(\theta)}, \quad (6)$$

$$U_{\nu\nu'}^{(\pm)}(\theta) = [v_{\nu'H}(k') v_{\nu H}(k) (1 \pm \cos \theta)]^2 + [v_{\nu'H}(k') v_{\nu L}(k) + v_{\nu'L}(k') v_{\nu H}(k)] \sin^2 \theta + \frac{1}{3} v_{\nu'L}(k') v_{\nu L}(k) (\cos \theta \pm 1) (3 \cos \theta \mp 1)]^2. \quad (7)$$

Допустим, что направление падающего света совпадает с нормалью к поверхности раздела полупроводник — вакуум. Тогда при двух углах рассеяния θ и $\pi - \theta$ коэффициент T_f имеет одно и то же значение, и мы получим следующее свойство симметрии:

$$W_{\nu\nu'}^{+-}(\pi - \theta) = W_{\nu\nu'}^{++}(\theta). \quad (8)$$

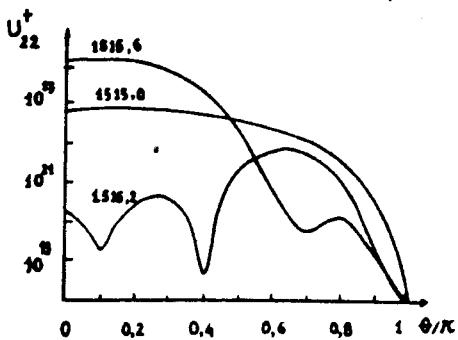


Рис.1

Приведем, наконец, некоторые численные расчеты в случае Ga As с физическими параметрами :
 $m_e = 0,066 m_0$, $m_H = 0,8 m_0$,
 $m_L = 0,183 m_0$, $\epsilon_0 = 12,6$,
 $g = 8,5$ мэВ, $E_g = 1515$ мэВ.
 На рис.1-5 изображены кривые углового распределения при различных значениях энергии падающего фотона (в произвольных единицах сечения).

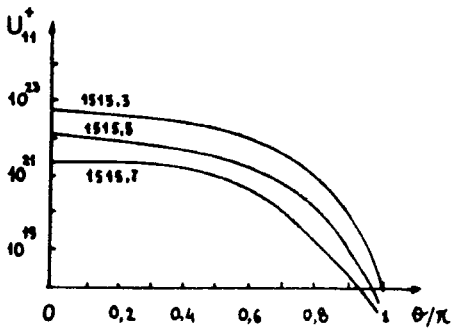


Рис.2

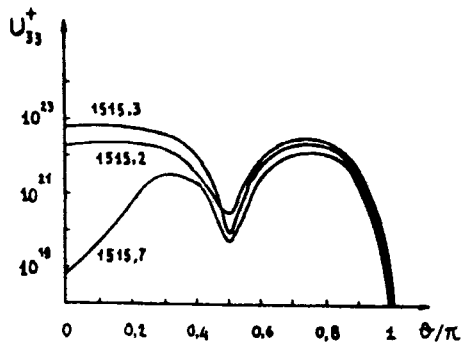


Рис.3

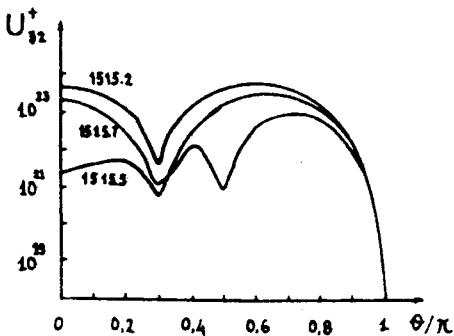


Рис.4

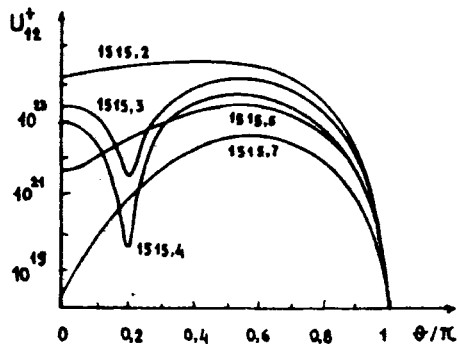


Рис.5

$$T^I(b, b') = \sum_{i=1}^4 T_i^I(b, b'), \quad T^{II}(b) = T_1^{II}(b) + T_2^{II}(b),$$

$$T_1^I(b, b') = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\infty} \left\{ \frac{1}{x^2 + b} \left[\frac{C_e}{\beta l} \ln \frac{x + \beta l + b'}{x - \beta l + b'} - \frac{C_h}{al} \ln \frac{x + al + b'}{x - al + b'} \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{x^2 + b'} \left[\frac{C_e}{\beta l} \ln \frac{x + \beta l + b}{x - \beta l + b} - \frac{C_h}{al} \ln \frac{x + al + b}{x - al + b} \right] \right\} dx,$$

$$T_2^I(b, b') = \frac{2}{\pi^2} \sum_{n \geq 2} \frac{1}{b - \frac{1}{n^2}} \int_0^1 \frac{1}{(n^2 x^2 + 1)^2} C_{n-1}^1 \left(\frac{n^2 x^2 - 1}{n^2 x^2 + 1} \right) \times \\ \times \left[\frac{C_e}{\beta l} \ln \frac{x + \beta l + b'}{x - \beta l + b'} - \frac{C_h}{al} \ln \frac{x + al + b'}{x - al + b'} \right] x dx,$$

$$T_3^I(b, b') = T_2^I(b', b),$$

$$T_4^I(b, b') = \frac{8}{\pi} \sum_{n, n' \geq 2} \frac{(nn')^{-3}}{\left(b - \frac{1}{n^2}\right) \left(b' - \frac{1}{n'^2}\right)} \times \\ \times \int_0^1 e^{\left(\frac{1}{n} + \frac{1}{n'}\right)x} F\left(-n + 1, 2, \frac{2x}{n}\right) F'\left(-n' + 1, 2, \frac{2x}{n'}\right) \times \\ \times \left[\frac{C_e}{\beta l} \sin \beta l x - \frac{C_h}{al} \sin al x \right] x dx,$$

$$T_1^{II}(b) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{C_e}{(\sqrt{b} + 1)^2 + (\beta l)^2} - \frac{C_h}{(\sqrt{b} + 1)^2 + (al)^2} \right],$$

$$T_2^{II}(b) = \frac{8}{\sqrt{\pi}} \sum_{n \geq 2} \frac{n^{-3}}{b - \frac{1}{n^2}} \int_0^1 e^{-\left(1 + \frac{1}{n}\right)x} F\left(-n + 1, 2, \frac{2x}{n}\right) \times$$

$$\times \left[\frac{C_e}{\beta l} \sin \beta l x - \frac{C_h}{\alpha l} \sin \alpha l x \right] x dx,$$

$$T_{III} = \frac{16 C_e}{[4 + (\beta l)^2]^2} - \frac{16 C_h}{[4 + (\alpha l)^2]^2},$$

$$b = 2m_r a_{E_x}^2 \left[E_g - \Omega_\nu(\bar{k}) + \frac{k^2}{2M} \right],$$

$$b' = 2m_r a_{E_x}^2 \left[E_g - \Omega_\nu(\bar{k}') + \frac{k'^2}{2M} \right],$$

$$l = a_{E_x} |\bar{k} - \bar{k}'|,$$

где $C_n^m(z)$ — полиномы Гегенбауэра, а $F(\alpha, \beta, z)$ — вырожденные гипергеометрические функции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рассеяние света в твердых телах. (Под ред. М. Кардоны). М.: Мир, 1979, вып.1; Экситоны. (Под ред. Э.И. Рашба и М.Д. Стерджа). М.: Мир, 1985.
2. Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Аи Вьет. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ № 1 (27) -88, Дубна, 1988.
3. Bendow B., Birman J.L. — Phys. Rev., 1970, v.B1, No.4, p.1678; Tilley D.R. — J. Phys., 1980, v.13C, No.5, p.781-801.
4. Ивченко Е.Л., Ланг И.Г., Павлов С.Т. — ФТТ, 1977, т.19, вып.9, с.1751-1759; Ланг И.Г., Павлов С.Т., Гольцев А.В., Рамос М. — ФТТ, 1982, т.24, вып.6, с.1744-1750.

Рукопись поступила 26 января 1988 года.