УДК 535.375

К ТЕОРИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ В ЭКСИТОННОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Л. Н. Овандер и *М. И. Циндлехт*

Предложен метод нахождения тензора поляризуемости кристалла, отвечающего за комбинационное рассеяние первого порядка. Использованы представления о поляритонах — квазичастицах, описывающих распространение электромагнитных волн в кристаллах. Найдена связь между тензором поляризуемости для комбинационного рассеяния и константы кубического ангармонизма поляритонов. Показана эквивалентность между методом, базирующимся на нахождении тензора поляризуемости, и методом, основанным на вычислении вероятности рассеяния поляритонов, обусловленной указанным ангармонизмом.

Определение поляризуемости кристалла

Дипольный момент единицы объема вещества **P**, являющийся, как известно, функцией от напряженности электрического поля **E** и от колебательных координат q_μ, может быть представлен в виде разложения

$$P_i = \alpha_{ij} E_j + \alpha^{\mu}_{ij} E_j q_\mu + \alpha_{ijl} E_j E_l, \tag{1}$$

где α_{ij}, α^{μ}_{ij}, α_{ijl} — постоянные, не зависящие от **E** и **q**. Величина α_{ij} представляет собой тензор поляризуемости, связанный с диэлектрической проницаемостью кристалла, α^{μ}_{ij} определяет интенсивность комбинационного рассеяния на μ-м колебании, α_{ijl} — тензор нелинейной поляризуемости, который описывает генерацию второй гармоники. Нахождение тензора поляризуемости для кристалла хорошо разработано [1–3], исследованию тензора нелинейной поляризуемости посвящены работы [4–6]. Однако авторам неизвестны работы, посвященные нахождению величины α^{μ}_{ij} в кристаллах, в связи с чем ниже предпринимается попытка восполнить этот пробел.

Рассмотрим комбинационное рассеяние света (КРС) на внутримолекулярных колебаниях кристалла. Вектор электрической индукции **D** (**r**, t) при квантовом описании процессов рассеяния содержит в себе операторы, описывающие динамику, и если мы рассматриваем рассеяние на фононе, то вектор **D** (**r**, t) пропорционален колебательным координатам молекул, входящих в кристалл. Колебательные координаты могут быть представлены через $B^+_f(n\alpha)$ и $B_f(n\alpha)$ — операторы рождения и уничтожения колебательного состояния f молекулы (**n**α) (**n** — номер ячейки, α — номер молекулы в ячейке) [2].

Таким образом, выражение для **D** (**r**, t) приобретает следующий вид (сравни с [5]):

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{D}_i(\mathbf{r}, t) = \int^{t} dt \int d\mathbf{r}\,\varepsilon_{ij}(\mathbf{r}-\mathbf{r}', t-t'), \\ E_j(\mathbf{r}', t') + \int_{-\infty}^{t}\int_{-\infty}^{t'} dt'dt'' \int d\mathbf{r}' \sum_{n\alpha f} \varepsilon_{ijf}(\mathbf{r}-\mathbf{r}', t-t', \mathbf{r}'-\mathbf{n}\alpha, t'-t''), \\ E_j(\mathbf{r}', t')\, i\,[B^+_f(\mathbf{n}\alpha, t'') - B_f(\mathbf{n}\alpha, t'')], \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

где ε_{ij} — линейная диэлектрическая проницаемость среды, $\varepsilon_{ijf}/4\pi$ — поляризуемость среды, отвечающая процессам КРС, $E_j(\mathbf{r}, t)$ — напряженность электрического поля в среде, операторы B^+ и B записаны в гейзенберговском представлении. Переход к «кристаллическим» переменным осуществляется с помощью преобразования [3]

$$B_f(\mathbf{n}\alpha) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{q}\mu} u^f_{\alpha\mu}(\mathbf{q})\, e^{i\mathbf{qn}} B_\mu(\mathbf{q}) + V^{f*}_{\alpha\mu}(\mathbf{q})\, e^{-i\mathbf{qn}} B^+_\mu(\mathbf{q}), \tag{3}$$

где N — число элементарных ячеек в кристалле; $B^+_\mu(\mathbf{q})$, $B_\mu(\mathbf{q})$ — операторы рождения и уничтожения фонона ветви μ с импульсом $\hbar q$; $U^f_{\alpha\mu}(\mathbf{q})$ и $V^f_{\alpha\mu}(\mathbf{q})$ — коэффициенты, которые можно найти, решив некоторую систему алгебраических уравнений [3]. Для $B^+_f(\mathbf{n}\alpha)$ имеет место аналогичная формула.

После перехода в соотношении (2) к фурье-компонентам, используя формулы (3), получаем

$$\left.\begin{aligned} D_i(\omega\mathbf{k}) = \varepsilon_{ij}(\omega\mathbf{k})\, E_j(\omega\mathbf{k}) + \sum_{\mu\mathbf{kq}} \int_0^\infty d\omega \varepsilon^\mu_{ij} E_j(\omega\mathbf{k}'), \\ B^+_\mu(\mathbf{q})\, \delta(\omega - \omega' + \omega_\mu(\mathbf{q}))\, \delta_{\mathbf{k+q},\mathbf{k}'} + \text{э. с.}, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

где $\varepsilon_{ij}(\omega\mathbf{k})$ — линейная диэлектрическая проницаемость среды, а

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon^\mu_{ij}[\omega\mathbf{k}, \omega'\mathbf{k}', \omega_\mu(q), q] = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{n\alpha} \int d\mathbf{R} \int_0^\infty d\tau' \int_0^\infty d\tau'' \varepsilon_{ijf}(R, \tau', \mathbf{n}'\alpha, \tau'') \times \\ \times i\tilde{U}^{*f}_{\alpha\mu}(\mathbf{q})\, e^{-i(\mathbf{k}'-\mathbf{q})\mathbf{R} + i\mathbf{qn}'} e^{i[\omega' - \omega_\mu(\mathbf{q})]\tau' - i\omega_\mu(\mathbf{q})\tau''}, \\ \tilde{U}^f_{\alpha\mu}(\mathbf{k}) \equiv U^f_{\alpha\mu}(\mathbf{k}) - V^f_{\alpha\mu}(\mathbf{k}). \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

В нижеследующем изложении мы ограничимся рассмотрением лишь стоксовой компоненты, в связи с чем не будем учитывать в (4) слагаемые, содержащие $B_\mu(\mathbf{k})$.

Вычисление тензора ε^μ_{ij} в экситонной области спектра

Уравнения Максвелла в диэлектрической немагнитной среде ($\mu = 1$) в присутствии сторонних токов с плотностью j и при плотности сторонних зарядов, равной нулю, имеют следующий вид:

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \ \operatorname{div} \mathbf{D} = 0. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Используя (4) и (5), можно получить из (6) следующую систему алгебраических уравнений:

$$\left.\begin{aligned} \Delta_{ij}(\omega\mathbf{k})\, E_j(\omega\mathbf{k}) = \frac{i4\pi}{c}\omega_{ji}(\omega\mathbf{k}) + \\ + \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\mu\mathbf{kq}} \int d\omega' \varepsilon^\mu_{ij}[\omega\mathbf{k}, \omega'\mathbf{k}', \omega_\mu(\mathbf{q}), \mathbf{q}]\, E_j(\omega'\mathbf{k}')\, B^+_\mu(\mathbf{q}) \times \\ \times \delta[\omega - \omega' + \omega_\mu(\mathbf{q})]\, \delta_{\mathbf{k+q},\mathbf{k}'}, \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

где

$$\Delta_{ij}(\omega\mathbf{k}) = \mathbf{k}^2 \delta_{ij} - \mathbf{k}_i \mathbf{k}_j - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{ij}(\omega\mathbf{k}).$$

Решение системы (7) ищем в виде ряда

$$\mathbf{E}(\omega\mathbf{k}) = \mathbf{E}^{(1)}(\omega\mathbf{k}) + \mathbf{E}^{(2)}(\omega\mathbf{k}) + \dots \tag{8}$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

Для $E^{(1)}$ получаем выражение, приведенное в [3], а

$$E_j^{(2)}(\omega\mathbf{k}) = \frac{i\omega^2 4\pi}{c^4} \Delta_{je}^{-1}(\omega\mathbf{k}) \sum_{\mu\mathbf{q}\mathbf{k}'} \int d\omega \varepsilon_{e\mathbf{k}}^{\mu} [\omega\mathbf{k},\ \omega'\mathbf{k},\ \omega_\mu(\mathbf{q}),\ \mathbf{q}] \times$$

$$\times\, j\mathbf{k}(\omega'\mathbf{k}')\, B_\mu^+(\mathbf{q})\, \omega'\delta[\omega - \omega' + \omega_\mu(\mathbf{q})]\, \delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\, k'}. \tag{9}$$

Выбирая для скалярного потенциала калибровку $\varphi = 0$, получаем для части векторного потенциала, отвечающего $E^{(2)}$, выражение

$$A_j^{(2)}(\omega\mathbf{k}) = \frac{4\pi\omega}{c^3} \Delta_{je}^{-1}(\omega\mathbf{k}) \sum_{\mu\mathbf{q}\mathbf{k}} \int_0^\infty d\omega' \varepsilon_{e\mathbf{k}}^{\mu} [\omega\mathbf{k},\ \omega'\mathbf{k}',\ \omega_\mu(\mathbf{q})\ \mathbf{q}] \times$$

$$\times\, j\mathbf{k}(\omega'\mathbf{k}')\, B_\mu^+(\mathbf{q})\, \omega'\delta[\omega - \omega' + \omega_\mu(\mathbf{q})]\, \delta_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\, \mathbf{k}'}. \tag{10}$$

Для получения тензора ε_{ij}^{μ} в явном виде необходимо найти $\mathbf{A}^{(2)}(\omega\mathbf{k})$, используя некоторую конкретную модель. Гамильтониан, описывающий поведение этой модели, выбираем в виде

$$H = H_e + H_{eL} + H_L - \frac{1}{c} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}',\ t),\ \hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}')\, d\mathbf{r}', \tag{11}$$

где $H_e = \sum_{\rho\mathbf{k}} E_\rho(\mathbf{k})\, \zeta_\rho^+(\mathbf{k})\, \zeta_\rho(\mathbf{k})$ — гамильтониан поляритонов, $E_\rho(\mathbf{k})$ — энергия поляритона ветви ρ с импульсом $\hbar\mathbf{k}$, $\zeta_\rho^+(\mathbf{k})$, $\zeta_\rho(\mathbf{k})$ — операторы рождения и уничтожения поляритона, $H_L = \sum_{\mu q} E_\mu(\mathbf{q})\, B_\mu^+(\mathbf{q})\, B_\mu(\mathbf{q})$ — гамильтониан фононов, $\mathbf{j}(\mathbf{r}'t)$ — плотность сторонних токов, а $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r})$ — векторный потенциал

$$H_{eL} = \sum_{\substack{\rho_1\rho_2\mu \\ \mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\mathbf{q}}} W_{\rho_1\rho_2\mu}(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\mathbf{q})\, \zeta_{\rho_1}^+(\mathbf{k}_1)\, \zeta_{\rho_2}(\mathbf{k}_2)\, B_\mu^+(\mathbf{q})\, \delta_{\mathbf{k}_1+\mathbf{q},\, \mathbf{k}_2} + \text{э. с.} \tag{12}$$

Выражения для коэффициентов $W_{\rho_1\rho_2\mu}(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\mathbf{q})$ заимствуем из работы [7], в несколько иных обозначениях они приобретают вид

$$W_{\rho_1\rho_2\mu}(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\mathbf{q}) = \frac{2\pi\hbar^2}{V} \sqrt{N}\, \frac{1}{Q_{\rho_1}(\mathbf{k}_1)\, Q_{\rho_2}(\mathbf{k}_2)}\, \frac{a_{\rho_1\rho_2\mu}(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2)}{E_{\rho_1}(\mathbf{k}_1)\, E_{\rho_2}(\mathbf{k}_2)}, \tag{13}$$

где

$$a_{\rho_1\rho_2\mu}(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2) = \sum_{\mu'} \frac{(0\,|\,j_2\,|\,\mathbf{k}_2\mu')\,(\mathbf{k}_2\mu'\,|\,j_1\,|_\mu^{\mathbf{q}}}{E_\mu(\mathbf{k}_2)} + \frac{(0\,|\,j_2\,|-\mathbf{k}_2\mu')\,(-\mathbf{k}_2\mu'\,|\,j_1\,|_\mu^{\mathbf{q}}}{E_\mu(-\mathbf{k}_2) + E_{\rho_2}(k_1)}, \tag{14}$$

$$Q_\rho^2(\mathbf{k}) = 1 + \frac{2\pi N\hbar^2}{VE_\rho(k)} \sum_\mu \left\{ \frac{|\,(0\,|\,j\,|\,\mathbf{k}\mu\,|^2}{E_\mu(\mathbf{k}) - E_\rho(\mathbf{k})} - \frac{|\,(0\,|\,j\,|-\mathbf{k}\mu\,|^2}{E_\mu(-\mathbf{k}) + E_\rho(\mathbf{k})} \right\}. \tag{15}$$

Во втором порядке теории возмущений по H_{eL} и $H^{\text{ext}} \equiv -\frac{1}{c}\int \mathbf{j}(\mathbf{r}',\ t) \times \hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}')\, d\mathbf{r}'$ получаем

$$A_i^{(2)}(\mathbf{r},\ t) = \frac{1}{\hbar^2 c} \int d\mathbf{r} \int_{-\infty}^{-t} dt' \int_{-\infty}^{t'} dt''\, \mathbf{j}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}',\ t')\, [[H_{eL}(t''),\ A_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}',\ t')],\ A_i(\mathbf{r},\ t)]. \tag{16}$$

Векторный потенциал $\hat{A}(r,\ t)$ при калибровке $\varphi = 0$ имеет вид [2]

$$\hat{\mathrm{A}}(\mathbf{r},\ t) = \sum_{\rho\mathbf{k}} -\frac{ic}{\omega_\rho(\mathbf{k})}\, \mathbf{S}_\rho(\mathbf{k})\, e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}\, [\zeta_\rho(\mathbf{k}t) - \zeta_\rho^+(-\mathbf{k},\ t)]. \tag{17}$$

Подставляя (17) в (16) и учитывая, что

$$[\zeta_\rho(\mathbf{k}),\ \zeta_{\rho'}^+(\mathbf{k}')] = \delta_{\rho\rho'}\delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}, \tag{18}$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

получим для фурье-компоненты $\mathbf{A}^{(2)}(\omega k)$ следующее выражение:

$$A_i^{(2)}(\omega_s \mathbf{k}_s) = \frac{\sqrt{c}}{\hbar^2} \sum_{\mathbf{k}'\rho\rho'} \int\limits_0^\infty d\omega j_1(\omega'\mathbf{k}') \frac{S_{\rho_1}^l(-\mathbf{k}') S_\rho^i(\mathbf{k}_s)}{\omega_\rho(\mathbf{k}_s)\,\omega_{\rho'}(-\mathbf{k}')} \times$$
$$\times \left[\frac{W_{\rho'\rho\mu}(-\mathbf{k}' - \mathbf{k}_s\mathbf{q})\,\delta_{-\mathbf{k}'+\mathbf{q},\,-\mathbf{k}_s}}{[\omega_{\rho'}(\mathbf{k}') + \omega_\mu(\mathbf{q}) - \omega_\rho(\mathbf{k}_s)]\,[\omega_\mu(\mathbf{q}) - \omega' - \omega_\rho(\mathbf{k}_s)]} + \right.$$
$$\left. + \frac{W_{\rho\rho'\mu}(\mathbf{k}_s\mathbf{k}'\mathbf{q})\,\delta_{\mathbf{k}_s+\mathbf{q},\,\mathbf{k}'}}{[\omega_\rho(\mathbf{k}_s) + \omega_\mu(\mathbf{q}) - \omega_{\rho'}(\mathbf{k}')]\,[\omega_\rho(\mathbf{k}_s) - \omega' + \omega_\mu(\mathbf{q})]} \right] \delta[\omega_s - \omega' + \omega_\mu(\mathbf{q})]\, B_\mu^+(\mathbf{q}). \quad (19)$$

Сравнивая (19) с (10), получим выражение для тензора в виде

$$\varepsilon_{ij}^\mu[\omega_s\mathbf{k}_s,\ \omega'\mathbf{k}',\ \omega_\mu(\mathbf{q}),\ \mathbf{q}] = \frac{c^4 V}{4\pi\hbar^2} \sum_{\rho\rho'} \frac{\Delta_{1e}(\omega_s\mathbf{k}_s)\, S_\rho^e(\mathbf{k}_s)\, S_{\rho'}^{\mathbf{k}}(-\mathbf{k}')\, \Delta_{\mathbf{k}j}(\omega'\mathbf{k}')}{\omega_s - \omega'\omega_\rho(\mathbf{k}_s)\,\omega'_\rho(-\mathbf{k}')} \times$$
$$\times \left[\frac{W_{\rho\rho'\mu}(-\mathbf{k}' - \mathbf{k}_s\mathbf{q})}{[\omega_{\rho'}(\mathbf{k}') + \omega_\mu(\mathbf{q}) - \omega_\rho(\mathbf{k}_s)]\,[\omega_\mu(\mathbf{q}) - \omega' - \omega_\rho(\mathbf{k}_s)]} + \right.$$
$$\left. + \frac{W_{\rho\rho'\mu}(\mathbf{k}_s\mathbf{k}'\mathbf{q})}{[\omega_\rho(\mathbf{k}_s) + \omega_\mu(\mathbf{q}) - \omega_{\rho'}(\mathbf{k}')]\,[\omega_\rho(\mathbf{k}_s) - \omega' + \omega_\mu(\mathbf{q})]} \right]. \quad (20)$$

Для получения $\varepsilon_{ij}^\mu[\omega_s\mathbf{k}_s\omega'\mathbf{k}'\omega_\mu(\mathbf{q}),\ \mathbf{q}]$ в явном виде необходимо в него подставить выражение для $S_\rho(\mathbf{k})$ (см. формулу (2. 27) [3]), а для $W_{\rho_1\rho_2\mathbf{q}}(\mathbf{k}_1\mathbf{k}_2\mathbf{q})$ воспользоваться формулой (19).

Получающееся громоздкое выражение для тензора (20) может быть существенно упрощено в случае предельного перехода $\omega \to \omega_\rho(\mathbf{k})$, который должен быть осуществлен в соответствии с соображениями, развитыми в [5, 6]. Помимо этого, для простоты предположим, что кристалл изотропен и электрическое поле можно считать поперечным. Учтя вышесказанное, получаем из (20)

$$\varepsilon_{ij}^\mu[\omega_s\mathbf{k}_s,\ \omega'\mathbf{k}',\ \omega_\mu(\mathbf{q})\,\mathbf{q}] = \frac{\sqrt{N}\,4\pi}{V\omega_s\omega'} \sum_\mu \frac{\langle 0\,|\,j_1\,|\,\mathbf{k}'\mu'\rangle \langle \mu'\mathbf{k}'\,|\,j_i\,|\,\mathbf{k}' - \mathbf{k}_s\mu\rangle}{\hbar\omega' - E_{\mu'}(\mathbf{k}')} +$$
$$+ \frac{\langle 0\,|ji\,| - \mathbf{k}'\mu'\rangle \langle \mu' - \mathbf{k}'\,|\,ji\,|\,\mathbf{k}' - \mathbf{k}_s\mu\rangle}{\hbar\omega_s + E_{\mu'}(-\mathbf{k}_s)}, \quad (21)$$

где использованные обозначения совпадают с обозначениями работы [7].

Вычисление интенсивности КРС

Найдем интенсивность КРС в приближении заданного поля. Для этого необходимо с помощью уравнений Максвелла найти поле рассеянной волны, когда в качестве источника фигурируют токи, наведенные падающей волной. В этом случае необходимо в левой части (7) записать напряженность поля рассеянной волны $\mathbf{E}'$, в правой части этого соотношения для напряженности электрического поля взять значение $\mathbf{E}_s$ — напряженность поля падающей волны, $\mathbf{j}$ считать равным нулю. Тогда (7) приобретает вид

$$\Delta_{ij}(\omega_s\mathbf{k}_s)\, E_j^{(2)}(\omega_s\mathbf{k}_s) = \frac{\omega_s^2}{c^2} \times$$
$$\times \sum_{\mathbf{k}'\mathbf{q}\mu} \int\limits_0^\infty d\omega' \varepsilon_{ij}^\mu E_j^0(\omega'\mathbf{k}')\, B_\mu^+(\mathbf{q})\, \delta(\omega_s - \omega' + \omega_\mu)\, \delta_{\mathbf{k}_s+\mathbf{q},\,\mathbf{k}'}. \quad (22)$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

Решение уравнений (22) с начальными условиями $\mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = 0$; $t = 0$ может быть представлено в виде

$$\mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\rho \mathbf{k}_s} \int_0^\infty d\omega_s \Delta^{-1}_{ij}(\omega_s k_s) \frac{\omega_s^2}{c^2} \sum_{\mathbf{k}' \mathbf{q} \mu} \int_0^\infty d\omega' \varepsilon^{\mu}_{ij} [\omega_s \mathbf{k}_s, \omega' \mathbf{k}', \omega_\mu(\mathbf{q}), \mathbf{q}] E_j(\omega' \mathbf{k}') \times$$

$$\times B^+_\mu(\mathbf{q}) \delta(\omega_s - \omega' + \omega_\mu) \delta_{\mathbf{k}_s + \mathbf{q}, \mathbf{k}'} e^{i \mathbf{k}_s \mathbf{r}} \left[e^{-i\omega_s t} - \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\omega_s}{\omega_p(\mathbf{k}_s)}\right) e^{i\omega_p(\mathbf{k}_s)t} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\omega_s}{\omega(_p \mathbf{k}_s)}\right) e^{-i\omega_p(\mathbf{k}_s)t} \right] + \text{э. с.}, \tag{23}$$

где $\omega_p(\mathbf{k}_s)$ — частоты, соответствующие однородным уравнениям Максвелла (т. е. частоты поляритонов).

Скорость изменения энергии электрического поля в кристалле равна мощности выделяемой источниками поля

$$\frac{\partial H}{\partial t} = - \int \left\langle \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}, t) \frac{d\mathbf{P}^{N_e}(\mathbf{r}, t)}{dt} \right\rangle dV, \tag{24}$$

где

$$\frac{d\mathbf{P}^{N_e}}{dt} = \frac{1}{4\pi} \sum_{\mathbf{k}_s} \int_0^\infty d\omega_s \left[-i\omega_s \sum_{\mathbf{k}' \mathbf{q} \mu} \int_0^\infty d\omega' \varepsilon^{\mu}_{ij} E^0_j(\omega' \mathbf{k}') B^+_\mu(\mathbf{q}) \times \right.$$

$$\left. \times \delta(\omega_s - \omega' + \omega_\mu(\mathbf{q})) \right] \delta_{\mathbf{k}_s + \mathbf{q}, \mathbf{k}'} e^{i\mathbf{k}_s \mathbf{r} - i\omega_s t} + \text{э. с.}, \tag{25}$$

а усреднение в (25) производится по фононной матрице плотности. При усреднении, предполагая, что $T = 0$, мы оставим только члены типа

$$\langle B_\mu(\mathbf{q}) B^+_\mu(\mathbf{q}) \rangle = 1.$$

Предполагая поле падающей волны монохроматичным, подставим (20) и (23) в (24). В получившемся выражении целесообразно от суммирования по $\mathbf{k}$ перейти к интегрированию и, как в предыдущем параграфе, совершить предельный переход $\omega \to \omega_p(\mathbf{k})$. В результате получаем формулу для интенсивности рассеянного света при условии, что возбуждается μ-я колебательная ветвь, в виде

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\pi \omega_s}{\hbar} | W_{\rho_1 \rho_0 \mu} |^2_\rho (\omega_s) N_0 d\Omega, \tag{26}$$

где $\rho(\omega)$ — плотность поляритонных состояний, N_0 — число первичных поляритонов в кристалле, $d\Omega$ — элемент телесного угла. Формула (26) совпадает с формулой для интенсивности рассеяния, приведенной в [7].

Литература

[1] В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Изд. «Наука», М., 1965.
[2] А. С. Давыдов. Теория молекулярных экситонов. Изд. «Наука», М., 1968.
[3] В. М. Агранович. Теория экситонов. Изд. «Наука», М., 1968.
[4] В. Н. Писковой, Б. Е. Цеквава. ФТТ, *6*, 2428, 1964; *7*, 1132, 1965.
[5] В. М. Агранович, Л. Н. Овандер, Б. Тошич. ЖЭТФ, *50*, 1332, 1966.
[6] В. В. Обуховский, В. Л. Стрижевский. ЖЭТФ, *50*, 135, 1966; Сб. «Квантовая электроника», *4*, 270. Изд. «Наукова думка», Киев, 1969.
[7] Л. Н. Овандер. Усп. физ. наук, *86*, 3, 1965.

Поступило в Редакцию 26 марта 1974 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины