

Спектры квадруполь-дипольной сверхрешетки

© В.М. Агранович, О.А. Дубовский

Институт спектроскопии Российской академии наук,
Троицк, Московская обл., Россия
E-mail: agran@isan.troitsk.ru

(Поступила в Редакцию 10 октября 2008 г.)

Изучена возможность усиления квадрупольных и магнитных переходов при их резонансе с дипольными переходами в сверхрешетках. Определены частотные зависимости компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости сверхрешетки. Получены дисперсионные зависимости смешанных диполь-квадрупольных поляритонных ветвей. Определена зависимость эффективной силы квадрупольного перехода от параметров дипольного перехода, позволяющая направленно изменять интенсивность и частоту квадрупольного излучения. Поляритоны могут иметь отрицательную групповую скорость, если направление распространения не совпадает с направлением оптической оси сверхрешетки.

Работа поддержана грантом РФФИ № 06-02-16056.

PACS: 71.35.Aa, 71.36.+c, 78.67.Pt

1. Введение

Квадрупольная линия оптического спектра экситонов с энергией 2 eV в кристалле Cu_2O впервые наблюдалась в работах Гросса и Каплянского [1,2]. Квадрупольные линии наблюдались также в кристаллах SeO_2 и $\text{Cu}_2\text{O}:\text{Cd}$ в работе Крейнгольда и Цурикова [3]. Отметим, что в кристаллах Cu_2O , легированных кадмием [3], в одной и той же области частот были обнаружены и дипольные, и квадрупольные экситоны. Наблюдаемая оптическая интенсивность квадрупольных спектральных линий обычно весьма низка. В то же время интенсивность экситонных дипольно активных спектральных линий в ряде кристаллов велика и на порядки превосходит интенсивность квадрупольных линий. В настоящей работе показано, что интенсивность квадрупольных линий может быть существенно увеличена при резонансе квадрупольных и дипольных переходов, локализованных в чередующихся слоях сверхрешетки. Аналогичную тенденцию можно найти в работе Росляка и Бирмана [4], в которой предложено усилить интенсивность генерации второй гармоники на квадрупольном переходе с использованием гибридизации в сверхрешетках экситонов Ванье–Мотта в двуокиси меди с малой силой осциллятора квадрупольного перехода и экситонов Френкеля в органических материалах типа DCM2:CA:PS с высокой силой осциллятора.

2. Модель, основные параметры и дисперсионная зависимость волн

В дальнейшем будем считать, что слои сверхрешетки (СР) имеют толшины, много большие, чем постоянные решетки. В этом случае распространение волн в слоях сверхрешеток может быть описано с помощью введения в слои диэлектрической проницаемости. В области квадрупольного перехода резонансный член пропорци-

онален квадрату волнового вектора k , так что диэлектрическая проницаемость „квадрупольной“ среды, ради простоты анализа предполагаемая изотропной, в области резонанса частот ω имеет следующий вид (см., например, [5]):

$$\varepsilon_q(\omega, k) = \varepsilon_0^q + \frac{Fk^2}{\Omega_0^2 - \omega^2}, \quad (1)$$

где Ω_0 — частота рассматриваемого квадрупольного перехода, тогда как множитель F определяет силу осциллятора квадрупольного перехода. Вклад удаленных резонансов в спектральной области вблизи Ω_0 представлен в $\varepsilon_q(\omega, k)$ константой ε_0^q .

Для оптических поперечных волн дисперсия определяется соотношением

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_q(\omega, k). \quad (2)$$

Используя (1) и (2), находим, что волновой вектор определяется соотношением

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_q^{\text{eff}}(\omega), \quad (3)$$

где эффективная, зависящая только от частоты диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_q^{\text{eff}}(\omega)$ имеет вид

$$\varepsilon_q^{\text{eff}}(\omega) = \frac{\varepsilon_0^q}{1 + Fc^{-2}} \left[\frac{\Omega_0^2 - \omega^2}{\Omega_0^2 [1 + Fc^{-2}]^{-1} - \omega^2} \right]. \quad (4)$$

В дальнейшем это соотношение будет использовано для слоев, содержащих квадрупольный переход. При этом, проводя расчет диэлектрической проницаемости СР, будем пренебрегать малыми поправками в максвелловских граничных условиях, возникающими при более точном расчете полей в квадрупольных слоях. Частотная зависимость (4) может быть записана в более привычном виде

$$\varepsilon_q^{\text{eff}}(\omega) = \tilde{\varepsilon}_0^q \left[\frac{\Omega_0^2 - \omega^2}{\Omega_t^2 - \omega^2} \right], \quad (5)$$

где выражения для $\tilde{\varepsilon}_0^q$ и Ω_t имеют вид

$$\tilde{\varepsilon}_0^q = \frac{\varepsilon_0^q}{1 + Fc^{-2}}, \quad \Omega_t = \frac{\Omega_0}{\sqrt{1 + Fc^{-2}}}. \quad (6)$$

Из этого соотношения следует, что $\Omega_t < \Omega_0$, если величина $F > 0$. Для диэлектрической проницаемости „дипольных“ слоев мы используем частотную зависимость, справедливую в области дипольного перехода,

$$\varepsilon_d(\omega) = \varepsilon_0^d \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (7)$$

где ω_0 — собственная частота поперечных экситонных дипольных колебаний и ω_p — соответственно частота продольных дипольных колебаний.

Рассмотрим СР с чередующимися в z -направлении дипольными (d) и квадрупольными (q) слоями изотропных кристаллов. Предполагая, что толщины d, q слоев равны $r_{d,q}$, получаем период сверхрешетки $L = r_d + r_q$. Хотя слои СР образованы с использованием кристаллов кубической симметрии, тензор диэлектрической проницаемости СР имеет симметрию одноосного кристалла $\varepsilon_{i,j} = \varepsilon_i \delta_{i,j}$; $i, j = x, y, z$. Компоненты диагонального тензора $\varepsilon_{x,y,z}$ являются функциями диэлектрических проницаемостей слоев [6,7]. Эти функции определяются следующим образом:

$$\varepsilon_{x,y} = c_d \varepsilon_d + c_q \varepsilon_q, \quad \varepsilon_z = \left(\frac{c_d}{\varepsilon_d} + \frac{c_q}{\varepsilon_q} \right)^{-1}, \quad c_{d,q} = \frac{r_{d,q}}{L}. \quad (8)$$

Принимая во внимание аксиальную симметрию СР, будем полагать в волновом векторе $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ в дальнейшем значение $k_y = 0$. Дисперсионное уравнение, определяющее частоту необыкновенной волны в рассматриваемом одноосном кристалле, с использованием (8) можно записать в виде

$$\frac{\omega^2}{c^2} = \frac{k_z^2}{c_d \varepsilon_d(\omega) + c_q \varepsilon_q^{\text{eff}}(\omega)} + k_x^2 \left(\frac{c_d}{\varepsilon_d(\omega)} + \frac{c_q}{\varepsilon_q^{\text{eff}}(\omega)} \right). \quad (9)$$

Подстановка (5) и (7) в (9) приводит к следующему дисперсионному уравнению:

$$\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 = k_z^2 \left[c_d \varepsilon_0^d \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} + c_q \tilde{\varepsilon}_0^q \frac{\Omega_0^2 - \omega^2}{\Omega_t^2 - \omega^2} \right]^{-1} + k_x^2 \left[c_d \left[\varepsilon_0^d \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right]^{-1} + c_q \left[\tilde{\varepsilon}_0^q \frac{\Omega_0^2 - \omega^2}{\Omega_t^2 - \omega^2} \right]^{-1} \right]. \quad (10)$$

Это соотношение является уравнением пятого порядка по ω^2 при $k_z \neq 0$ и третьего порядка при $k_z = 0$.

Из соотношения (10) следует, что зависимость $\omega = \omega(k_x, k_z)$ может быть найдена из соотношения

$$k_x^2 = \left[c_d \left[\varepsilon_0^d \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right]^{-1} + c_q \left[\tilde{\varepsilon}_0^q \frac{\Omega_0^2 - \omega^2}{\Omega_t^2 - \omega^2} \right]^{-1} \right]^{-1} \times \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - k_z^2 \left[c_d \varepsilon_0^d \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} + c_q \tilde{\varepsilon}_0^q \frac{\Omega_0^2 - \omega^2}{\Omega_t^2 - \omega^2} \right]^{-1} \right]. \quad (11)$$

Зависимость $k_x = k_x(\omega, k_z)$ (11) может быть для разных предельных случаев исследована аналитически. Затем найденная зависимость может быть инвертирована к обычной форме дисперсионной зависимости $\omega = \omega(k_x, k_z)$. Таким способом и определялись дисперсионные зависимости для трех (при $k_z = 0$) и пяти (при $k_z \neq 0$) смешанных квадрупольно-дипольных поляритонных ветвей и поверхностей.

3. Волны, распространяющиеся перпендикулярно оптической оси сверхрешетки ($k_z = 0$)

В простейшем случае $k_z = 0$ уравнение (11) имеет вид

$$k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \left[c_d \left[\varepsilon_0^d \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right]^{-1} + c_q \left[\tilde{\varepsilon}_0^q \frac{\Omega_0^2 - \omega^2}{\Omega_t^2 - \omega^2} \right]^{-1} \right]^{-1}. \quad (12)$$

Это уравнение может быть тождественно преобразовано к следующей форме, выделяющей в явном виде полюса и нули частотной зависимости в правой части (12):

$$k_x^2 = \frac{\tilde{\varepsilon}_0^q \varepsilon_0^d (\Omega_0^2 - \omega^2) (\omega_p^2 - \omega^2) \omega^2}{G(\omega, c_d)}, \quad (13)$$

где квадратичный по ω^2 полином $G(\omega, c_d)$

$$G(\omega, c_d) = \alpha(c_d) (\omega_0^2 - \omega^2) (\Omega_0^2 - \omega^2) + \beta(c_d) (\omega_p^2 - \omega^2) (\Omega_t^2 - \omega^2), \\ \alpha(c_d) = c_d \tilde{\varepsilon}_0^q, \quad \beta(c_d) = c_q \varepsilon_0^d. \quad (14)$$

Из этого соотношения следует, что $G(\omega, c_d)$ имеет вид

$$G(\omega, c_d) = (\alpha + \beta) (\omega^2 - \nu_1^2) (\omega^2 - \nu_2^2), \quad (15)$$

где частоты $\nu_{1,2}$, т.е. полюса выражения (13), могут быть представлены как функции следующих определяемых соотношениями (5) и (7) параметров:

$$\Delta_d = \omega_p^2 - \omega_0^2, \quad \Delta_q = \Omega_0^2 - \Omega_t^2, \\ \Delta = \omega_0^2 - \Omega_0^2, \quad \delta_q = \Delta_q / \Delta_d. \quad (16)$$

Поскольку продольно-поперечное расщепление дипольных колебаний Δ_d на порядки превосходит продольно-поперечное расщепление квадрупольных колебаний, параметр δ_q является малой величиной: $\delta_q \ll 1$. Поэтому далее используем разложение по этому малому параметру. С использованием (16) частоты $\nu_{1,2}$ в (15) могут

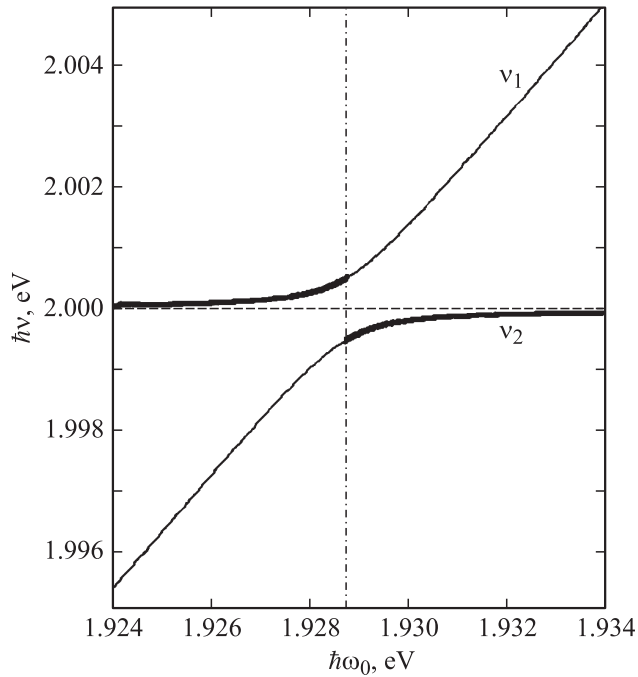


Рис. 1. Зависимость частот гибридных состояний от квадруполь-дипольной разности частот.

быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \nu_1^2 &= \Omega_0^2 + W_1(\Delta, \Delta_d, \delta_q) + W_2(\Delta, \Delta_d, \delta_q), \\ \nu_2^2 &= \Omega_0^2 + W_1(\Delta, \Delta_d, \delta_q) - W_2(\Delta, \Delta_d, \delta_q), \\ W_1 &= \frac{1}{2}(\Delta - A), \quad W_2 = \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta - B)^2 + C^2}, \\ A &= -\left(\frac{\beta\Delta_d(1 - \delta_q)}{\alpha + \beta}\right), \quad B = -\left(\frac{\beta\Delta_d(1 + \delta_q)}{\alpha + \beta}\right), \\ C &= \left(\frac{2\Delta_d\sqrt{\alpha\beta\delta_q}}{\alpha + \beta}\right). \end{aligned} \quad (17)$$

Отметим, что выражение в W_2 положительно при всех значениях Δ . Подстановка (15) в (13) и выделение двух резонансных составляющих с соответствующими силами осцилляторов приводит к дисперсионной зависимости для волн, распространяющихся перпендикулярно оси z ,

$$\begin{aligned} k_x^2 &= \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_z(\omega), \quad \varepsilon_z(\omega) = \frac{\varepsilon_0^d\varepsilon_0^q}{(\alpha + \beta)}\left(1 + \frac{F_1}{\nu_1^2 - \omega^2} + \frac{F_2}{\nu_2^2 - \omega^2}\right), \\ F_1 &= \frac{(\Omega_0^2 - \nu_1^2)(\omega_p^2 - \nu_1^2)}{(\nu_2^2 - \nu_1^2)}, \quad F_2 = \frac{(\Omega_0^2 - \nu_2^2)(\omega_p^2 - \nu_2^2)}{(\nu_1^2 - \nu_2^2)}. \end{aligned} \quad (18)$$

В (18) $F_{1,2}$ — силы осцилляторов смешанных квадрупольно-дипольных поляритонных состояний. Подстановка параметров A, B, C из (17) в (18) позволяет

представить силы осцилляторов $F_{1,2}$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} F_1 &= \frac{\Delta_d}{2(\alpha + \beta)}\left[(\alpha + \beta\delta_q) + \frac{(\alpha - \beta\delta_q)(\Delta - \Delta_0)}{2W_2(\Delta)}\right], \\ F_2 &= \frac{\Delta_d}{2(\alpha + \beta)}\left[(\alpha + \beta\delta_q) - \frac{(\alpha - \beta\delta_q)(\Delta - \Delta_0)}{2W_2(\Delta)}\right], \\ \Delta_0 &= -\Delta_d\left(\frac{\beta}{\alpha + \beta}\right)\left[\frac{\alpha - (3\alpha + \beta)\delta_q - \beta\delta_q^2}{\alpha - \beta\delta_q}\right] \\ &\cong -\Delta_d\left(\frac{\beta}{\alpha + \beta}\right)(1 - 3\delta_q). \end{aligned} \quad (19)$$

Из (19) видно, что силы осцилляторов зависят от Δ , и с использованием явного вида W_2 они могут быть представлены в виде

$$F_{1,2} = \frac{\Delta_d}{2(\alpha + \beta)}\left[(\alpha + \beta\delta_q) \pm \frac{(\alpha - \beta\delta_q)(\Delta - \Delta_0)}{\sqrt{(\Delta - B)^2 + C^2}}\right]. \quad (20)$$

Из (20) следует, что при сближении частот эффективная сила осциллятора квадрупольной компоненты смешанных состояний резонансно возрастает, а дипольной компоненты, наоборот, уменьшается. При этом ширина соответствующего резонанса равна C . На рис. 1 с использованием уже численных расчетов представлены зависимости энергий $\hbar\nu_{1,2}$ от энергии $\hbar\omega_0$ поперечных дипольных колебаний при фиксированной частоте квадрупольных колебаний Ω_0 , так что сдвиг $\Delta = \omega_0^2 - \Omega_0^2$. На рис. 2 показаны зависимости F_2 от $\hbar\omega_0$ при $\Delta > B$ и F_1 от $\hbar\omega_0$ при $\Delta < B$. Основные особенности этих зависимостей могут быть представлены аналитически.

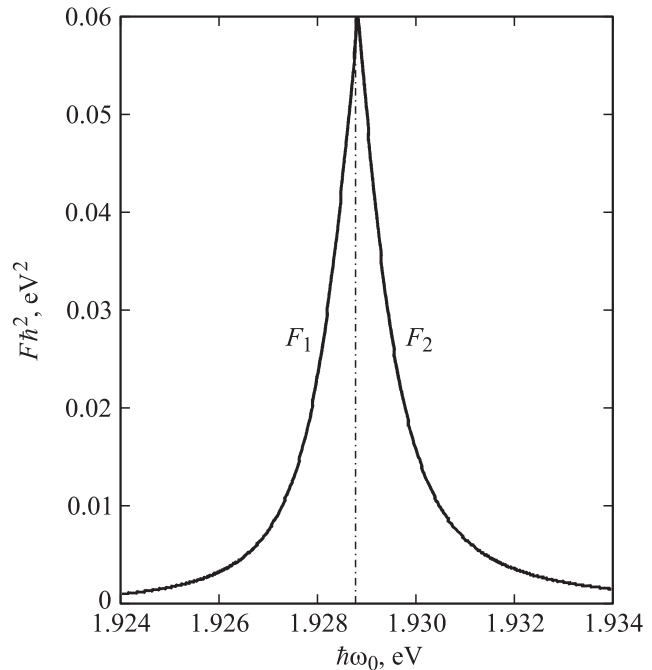


Рис. 2. Зависимость силы осциллятора квадрупольной компоненты от квадруполь-дипольной разности частот.

Рис. 1, 2 получены при типичных для оптики кристаллических материалов значениях параметров

$$\begin{aligned} \hbar\Omega_0 &= 2 \text{ eV}, & \hbar(\Omega_0 - \Omega_t) &= 0.0125 \text{ meV}, \\ \hbar(\omega_p - \omega_0) &= 0.1 \text{ eV}, \\ \hbar^2\Delta_d &= 0.4 (\text{eV})^2, & \hbar^2\Delta_q &= 5 \cdot 10^{-5} (\text{eV})^2, \\ \delta_q &= 1.25 \cdot 10^{-4}, & c_d &= 0.3, & \tilde{\varepsilon}_0^g &= \varepsilon_0^d = 4. \end{aligned} \quad (21)$$

Рассмотрим зависимость от Δ сил осцилляторов $F_{1,2}$. Из (19) видно, что при предельно больших Δ величина $F_1 = \Delta_d \alpha / (\alpha + \beta)$, т.е., как для изолированного дипольного резонанса, $F_1(\alpha \cong 1) \cong \Delta_d$, а величина $F_2 = \Delta_d \beta \delta_q / (\alpha + \beta)$, т.е., как для изолированного квадрупольного резонанса, $F_2(\beta \cong 1) \cong \Delta_q$. С уменьшением Δ величина F_1 уменьшается, а величина F_2 возрастает. В точке $\Delta = \Delta_0 = B + 1.4 \cdot 10^{-4} (\text{eV}/\hbar)^2$ эти величины сравниваются $F_1 = F_2 = \Delta_d (\alpha + \beta \delta_q) / (2(\alpha + \beta))$, и далее при уменьшении Δ до величины $\Delta = B$ величина F_2 возрастает до величины $F_2(B)$. При дальнейшем уменьшении Δ после максимального сближения частот ν_1 и ν_2 высокочастотная ветвь ν_1 на рис. 1, ранее (при $\Delta \gg B$) близкая к дипольному дублету, приближается к квадрупольному дублету. В этом смешанном квадруполь-дипольном поляритонном состоянии становится доминирующей квадрупольная компонента. Таким образом, сила осциллятора квадрупольной компоненты при последовательном уменьшении Δ вначале (в области $\Delta > B$) возрастает до максимального значения при $\Delta = B$ и затем (в области $\Delta < B$) уменьшается, а сила осциллятора дипольной компоненты, наоборот, уменьшается до минимального значения при $\Delta = B$ и затем возрастает. На рис. 2 зависимость силы осциллятора квадрупольной компоненты от $\hbar\omega_0 = \sqrt{\hbar^2\Delta + (\hbar\Omega_0)^2}$ представляется линией, совпадающей с F_2 при $\Delta > B$ и с F_1 при $\Delta < B$ в соответствии с зависимостью частоты квадрупольной компоненты, представленной на рис. 1 жирной линией. Из рис. 2 видно, что в максимуме (при $\Delta = B$) сила осциллятора квадрупольной компоненты составляет величину $F_2(B) = 6 \cdot 10^{-2} (\text{eV}/\hbar)^2$, т.е. на три порядка больше, чем при предельно больших Δ , при которых асимптотически величина квадрупольной силы осциллятора составляет величину порядка $5 \cdot 10^{-5} (\text{eV}/\hbar)^2$.

Представляет интерес аналитическая оценка максимального значения величины силы осциллятора квадрупольной компоненты $F_{\max} = F_2(B)$ при малых δ_q . Используя (19), получаем

$$F_{\max} = \frac{\Delta_d}{2(\alpha + \beta)} \left[\alpha + \beta \delta_q - \frac{(\alpha - \beta \delta_q)(B - \Delta_0)}{C} \right]. \quad (22)$$

При малых δ_q , используя соответствующие разложения B , Δ_0 и точный вид C в (17), (19), находим

$$F_{\max} = \frac{\Delta_d}{2(\alpha + \beta)} [\alpha + \beta \delta_q + 2\sqrt{\alpha\beta\delta_q}]. \quad (23)$$

Представим (23) в более симметричном виде, используя определение $\delta_q = \Delta_q/\Delta_d$;

$$F_{\max} = \frac{1}{2(\alpha + \beta)} [\alpha\Delta_d + \beta\Delta_q + 2\sqrt{\alpha\beta\Delta_d\Delta_q}] \quad (24)$$

или

$$F_{\max} = \frac{1}{2(\alpha + \beta)} [\sqrt{\alpha\Delta_d} + \sqrt{\beta\Delta_q}]^2. \quad (25)$$

Подстановка в (25) указанных выше параметров дает $F_{\max} = F_2(B) = 6 \cdot 10^{-2} (\text{eV}/\hbar)^2$, как это видно из рис. 2.

4. Диэлектрическая проницаемость сверхрешетки

Далее приводятся частотные зависимости (18) диэлектрической проницаемости $\varepsilon_z(\omega)$, в которых проявляется эффект „возгорания“ квадрупольной компоненты. Наиболее наглядно этот эффект проявляется в коэффициенте поглощения света, определяемом мнимой частью диэлектрической проницаемости. Будем считать, что в полюсах частотной зависимости (18) присутствует малая феноменологическая мнимая составляющая, определяющая затухание, т.е. $\nu_{1,2} \rightarrow \nu_{1,2} - i\gamma$ с малым γ . Коэффициент поглощения света определяется мнимой частью диэлектрической проницаемости $\varepsilon_z(\omega)$. С целью нормировки умножим ее выражение на γ , т.е. рассмот-

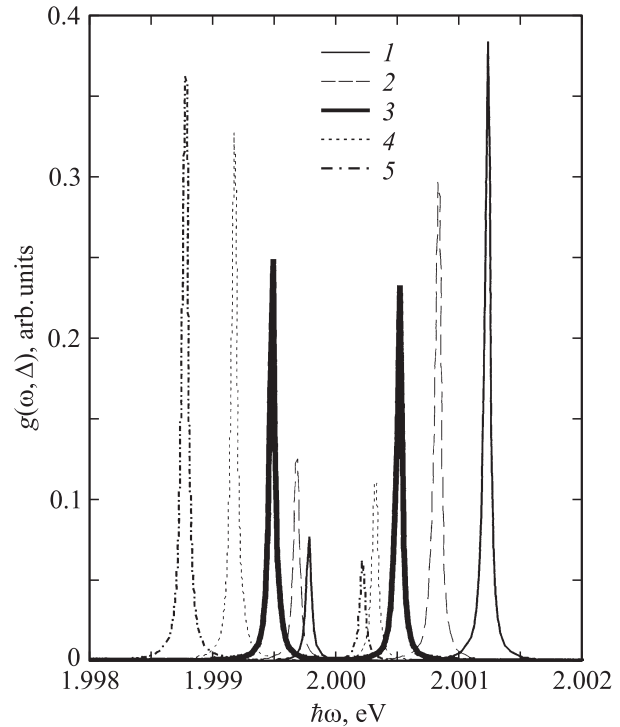


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения от частоты для различных значений $\Delta = \omega_0^2 - \Omega_0^2$. $\Delta = 0.8B$ (1), $0.9B$ (2), B (3), $1.1B$ (4), $1.2B$ (5).

рим функцию

$$g(\omega, \Delta) = \gamma^2 \left[\frac{F_1}{(v_1^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2} + \frac{F_2}{(v_2^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2} \right]. \quad (26)$$

На рис. 3 представлены зависимости от частоты $g(\omega, \Delta)$ при $\gamma = 0.25 \cdot 10^{-4} \Omega_0^2$ и пяти последовательных значениях Δ вблизи $\Delta = B$. На рис. 3 кривая 1 получена при $\Delta = 0.8B$, кривая 2 — при $\Delta = 0.9B$, кривая 3 — при критическом значении $\Delta = B$, кривая 4 — при $\Delta = 1.1B$, кривая 5 — при $\Delta = 1.2B$. Видно, что в этой последовательности Δ высокочастотный интенсивный пик выше Ω_0 последовательно понижается и сдвигается в низкочастотную область, приближаясь к Ω_0 . Низкочастотный слабый пик ниже Ω_0 , возрастая, удаляется от Ω_0 в низкочастотную область. При критическом значении $\Delta = B$ интенсивность двух пиков сравнивается.

На рис. 4 для тех же, что и на рис. 3, значений Δ представлены частотные зависимости диэлектрической проницаемости $\epsilon_z(\omega)$. Большие значения диэлектрической константы связаны с тем, что в нашем иллюстративном расчете не учитывалось затухание.

На рис. 5 для тех же различных Δ представлены дисперсионные зависимости $\omega(k_x)$ поляритонов. На обоих рисунках результаты расчетов для последовательных значений Δ представлены последовательно теми же кривыми, что и на рис. 3. На рис. 5 представлены дисперсионные зависимости трех поляритонных ветвей. Видны низкочастотная и щелевая поляритонные ветви. Третья высокочастотная поляритонная ветвь, отщепляющаяся от частоты продольных колебаний, находится гораздо

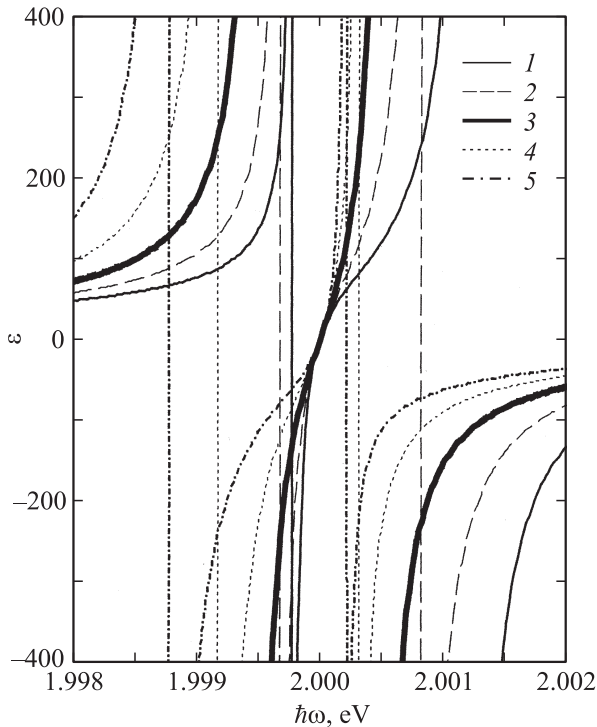


Рис. 4. Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты для тех же, что на рис. 3, значений Δ .

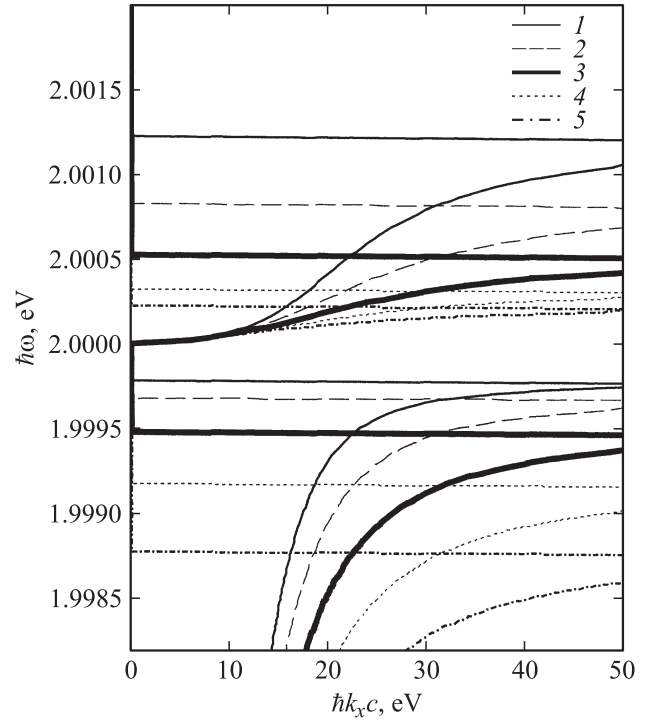


Рис. 5. Дисперсионные зависимости гибридных квадруполь-дипольных поляритонных состояний для тех же, что на рис. 3, значений Δ .

выше (при энергии $\hbar\omega \geq 2.03$ eV) и не показана на рисунке. Указанный выше эффект увеличения силы осциллятора квадрупольной компоненты непосредственно проявляется в увеличении дисперсии диэлектрической проницаемости на рис. 4 и увеличении дисперсии соответствующих поляритонных ветвей на рис. 5. Аналогичные результаты могут быть получены при рассмотрении распространения волн в сверхрешетке при $k_z \neq 0$.

5. Заключение

Показано, что при резонансе слабоинтенсивных квадрупольных и интенсивных дипольных переходов, локализованных в чередующихся слоях сверхрешеток, сила осциллятора квадрупольной компоненты и соответственно интенсивность квадрупольных линий может быть существенно увеличена. Определена частотная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости в таких сверхрешетках. Исследована зависимость частот и соответствующих сил осцилляторов гибридных квадруполь-дипольных поляритонных состояний от расстояния по частоте между квадрупольными и дипольными дублетами продольных и поперечных волн. Показано, что при сближении этих дублетов резко возрастает эффективная сила осциллятора квадрупольного перехода и уменьшается эффективная сила осциллятора дипольного перехода, т.е. происходит „перекатка“ интенсивности дипольного перехода в интенсивность квадрупольного

перехода, или „возгорание“ квадрупольной линии. Получена аналитическая зависимость эффективной силы осциллятора квадрупольного перехода от разности частот дипольного и квадрупольного резонансов.

Список литературы

- [1] Е.Ф. Гросс, А.А. Каплянский. ДАН СССР **132**, 93 (1960).
- [2] Е.Ф. Гросс, А.А. Каплянский. ДАН СССР **139**, 75 (1961).
- [3] Ф.И. Крейнгольд, В.И. Цуриков. Письма в ЖЭТФ **28**, 196 (1978).
- [4] O. Roslyak, J.L. Birman. J. Phys.: Cond. Mater **20**, 235 238 (2008).
- [5] V.M. Agranovich, V.L. Ginzburg. Crystal optics with spatial dispersion and excitons. Springer-Verlag, Berlin (1984). 375 p.
- [6] V.M. Agranovich, V.E. Kravtsov. Solid State Commun. **55**, 85 (1985).
- [7] V.M. Agranovich. Solid State Commun. **78**, 7471 (1991).