

УДК 548.0 : 535.01

ТРОЙНОЙ ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В КРИСТАЛЛАХ

Е. Ю. Перлин

Вычислен коэффициент поглощения слабого света на переходах между основным состоянием кристалла $|0\rangle$ и высоколежащими возбужденными состояниями $|1\rangle$, $|2\rangle$ дискретного спектра (экситонные либо примесные состояния) и непрерывного спектра $|\nu\rangle$ в присутствии интенсивной лазерной подсветки с частотой ω . Последняя удовлетворяет условиям $\omega \ll \omega_{10}, \omega_{20}, \omega_{\nu 0}$; $\omega \simeq \omega_{21}$ и $\omega = \omega_{\nu 2}$ для одного из состояний $|\nu_0\rangle$ непрерывного спектра. Показано, что в условиях тройного резонанса при разумных интенсивностях подсветки ω линии поглощения в каналах $0 \rightarrow 1$ и $0 \rightarrow 2$ могут расщепляться не только на две (как при двойном резонансе), но и на три компоненты (как в случае, если бы $|\nu_0\rangle$ принадлежало к дискретному, а не к непрерывному спектру). На краю сплошного поглощения предсказано появление асимметричной структуры из провалов и пиков, обусловленной интерференцией состояний дискретного и непрерывного квазиэнергетических спектров в поле сильной волны. При этом ширина области просветления кристалла может достигать нескольких сотен обратных сантиметров.

В предыдущих работах по теории двойного оптического резонанса (ДОР) рассматривались возможности применения этого метода для исследования зонной структуры кристаллов [1, 2], глубоких локальных центров (ЛЦ) с сильной электрон-фононной связью [3], мелких локальных уровней и экситонов Ванье [4-6], уровней Ландау [7]. Среди проявлений ДОР отмечалась возможность просветления кристалла в области фундаментального поглощения в связи с образованием щели в зонном спектре, перенормированном благодаря взаимодействию с полем сильной электромагнитной волны [1, 2]; резонансная деформация контуров полос примесного поглощения [3]; появление характерной асимметричной структуры из провалов и пиков на фоне края полосы сплошного поглощения вследствие интерференции состояний дискретного и непрерывного квазиэнергетических спектров [4, 5]; возникновение дополнительного гауссовского уширения пиков магнетопоглощения в поле интенсивной резонансной подсветки [7].

В настоящей работе развита теория тройного оптического резонанса (ТОР) (рис. 1). Будет вычислен коэффициент поглощения слабого пробного света с частотой Ω на переходах между основным состоянием кристалла $|0\rangle$ и его возбужденными состояниями $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|\nu\rangle$ в присутствии сильного инфракрасного когерентного излучения с частотой $\omega \ll \Omega$ такой, что выполняются условия ТОР, которые заключаются в следующем. Частота ω близка к частоте перехода между двумя возбужденными состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ дискретного спектра

$$\hbar\omega \simeq \varepsilon_2 - \varepsilon_1, \quad (1)$$

а среди состояний непрерывного спектра $|\nu\rangle$ есть такое $|\nu_0\rangle$, для которого справедливо равенство

$$\hbar\omega = \varepsilon_{\nu_0} - \varepsilon_2. \quad (2)$$

В случае собственного кристалла $|0\rangle$ — это вакуум электрон-дырочных пар, $|1\rangle$ и $|2\rangle$ — экситонные состояния, $|\nu\rangle$ — состояния непре-

рывного спектра электрон-дырочных пар. При рассмотрении примесного кристалла принимаем, что $|0\rangle$ — основное электронное состояние глубокого ЛЦ, $|1\rangle$, $|2\rangle$ — его возбужденные состояния, $|v\rangle$ — зонные состояния.

Если бы имело место лишь первое из условий — (1), то, как известно, при достаточно сильной подсветке ω линия поглощения в канале

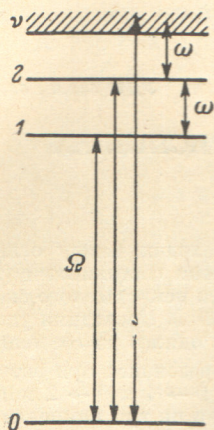


Рис. 1.

($0 \rightarrow 1$) или ($0 \rightarrow 2$) могла бы расщепиться на 2 компоненты, как это происходит при ДОР в атомах и молекулах [8, 9]. Разумеется, конечные ширины соответствующих уровней, а также отклонения излучения ИК лазера от идеальной одномодовой структуры приведут к размытию этих компонент, так что фактически можно ожидать лишь появления в спектре поглощения зондирующего слабого света резонансной деформации формы линий примесного или экситонного поглощения.

Если бы наоборот выполнялось только условие (2), то линия поглощения в канале ($0 \rightarrow 2$) получила бы дополнительное уширение, пропорциональное интенсивности сильного ИК света. В спектре же сплошного поглощения появилась бы уже упоминавшаяся выше асимметричная структура (так называемый вынужденный антирезонанс [4, 5]). Естественно, при выполнении обоих условий ТОР (1) и (2) картина

существенно усложняется по сравнению с обсуждавшимися выше, а в спектре появляются дополнительные особенности, которые будут обсуждаться в заключительной части работы.

Для вычисления коэффициента поглощения слабого света Ω воспользуемся кинетическим уравнением для матрицы плотности ρ электронной системы, взаимодействующей с волнами ω и Ω ,

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho] + i\hat{\Gamma}\rho. \quad (3)$$

Последний член в правой части (3) описывает эффекты релаксации, а гамильтониан системы H имеет вид

$$H = H_{el} + 2\hat{V} \cos \Omega t + 2U \cos \omega t, \quad (4)$$

где H_{el} — гамильтониан невозмущенной электронной подсистемы, член $2U \cos \omega t$ описывает взаимодействие электронов с сильным светом, $2\hat{V} \cos \Omega t$ — со слабым светом, напряженность электрического поля которого E_2 , причем $\hat{V} \equiv F_2 \hat{V}$.

В пренебрежении членами высших порядков по напряженности поля слабого света уравнение (3) сводится для рассматриваемой модели к следующей системе:

$$i\hbar \dot{\rho}_{10} = (\hbar\omega_{10} + i\Gamma_{10}) \rho_{10} + 2U_{12} \cos \omega t \rho_{20} + 2V_{10} \cos \Omega t, \quad (5)$$

$$i\hbar \dot{\rho}_{20} = (\hbar\omega_{20} + i\Gamma_{20}) \rho_{20} + 2U_{21} \cos \omega t \rho_{10} + \sum_v 2U_{2v} \cos \omega t \rho_{v0} + 2V_{20} \cos \Omega t, \quad (6)$$

$$i\hbar \dot{\rho}_{v0} = (\hbar\omega_{v0} + i\Gamma_{v0}) \rho_{v0} + 2U_{v2} \cos \omega t \rho_{20} + 2V_{v0} \cos \Omega t. \quad (7)$$

Перейдем к уравнениям для фурье-компонент матричных элементов оператора плотности. Обозначим

$$\rho_{ij}^n = \int_{-\infty}^{\infty} \exp[it(n\omega - \Omega)] \rho_{ij}(t) dt. \quad (8)$$

В «резонансном» приближении, т. е. в нулевом порядке по параметру $U_{ij}/\hbar\omega$ достаточно ограничиться следующими системами уравнений для фурье-компонент.

1. Случай, когда $\Omega \simeq \omega_{10}$, т. е. рассматривается поглощение на переходе $0 \rightarrow 1$

$$(\hbar\omega_{10} - \hbar\Omega + i\Gamma_{10}) \rho_{10}^0 + U_{12}\rho_{20}^{-1} = -V_{10}, \quad (9)$$

$$(\hbar\omega_{20} - \hbar\Omega - \hbar\omega + i\Gamma_{20}) \rho_{20}^{-1} + U_{21}\rho_{10}^0 + \sum_{\nu} U_{2\nu}\rho_{\nu 0}^{-2} = 0, \quad (10)$$

$$(\hbar\omega_{\nu 0} - \hbar\Omega - 2\hbar\omega + i\Gamma_{\nu 0}) \rho_{\nu 0}^{-2} + U_{\nu 2}\rho_{20}^{-1} = 0. \quad (11)$$

2. Поглощение в канале $0 \rightarrow 2$, $\Omega \simeq \omega_{20}$

$$(\hbar\omega_{20} - \hbar\Omega + i\Gamma_{20}) \rho_{20}^0 + U_{21}\rho_{10}^1 + \sum_{\nu} U_{2\nu}\rho_{\nu 0}^{-1} = -V_{20}, \quad (12)$$

$$(\hbar\omega_{10} - \hbar\Omega + i\Gamma_{10}) \rho_{10}^1 + U_{12}\rho_{20}^0 = 0, \quad (13)$$

$$(\hbar\omega_{\nu 0} - \hbar\Omega - \hbar\omega + i\Gamma_{\nu 0}) \rho_{\nu 0}^{-1} + U_{\nu 2}\rho_{20}^0 = 0. \quad (14)$$

3. Поглощение в канале $0 \rightarrow \nu$, $\Omega \sim \omega_{\nu 0}$

$$\rho_{\nu 0}^0 = -(\hbar\omega_{\nu 0} - \hbar\Omega + i\Gamma_{\nu 0})^{-1} (U_{\nu 2}\rho_{20}^1 - V_{\nu 0}), \quad (15)$$

$$(\hbar\omega_{20} + \hbar\omega - \hbar\Omega + i\Gamma_{20}) \rho_{20}^1 + U_{21}\rho_{10}^2 + \sum_{\nu} U_{2\nu}\rho_{\nu 0}^0 = 0, \quad (16)$$

$$(\hbar\omega_{10} - \hbar\Omega + 2\hbar\omega + i\Gamma_{10}) \rho_{10}^2 + U_{12}\rho_{20}^1 = 0. \quad (17)$$

Для случая 1 легко получаем

$$\rho_{10}^0 = -V_{10} \left\{ \hbar\omega_{10} - \hbar\Omega + i\Gamma_{10} - |U_{12}|^2 \left[\hbar\omega_{20} - \hbar\Omega - \hbar\omega + i\Gamma_{20} - \sum_{\nu} |U_{2\nu}|^2 (\hbar\omega_{\nu 0} - \hbar\Omega - 2\hbar\omega + i\Gamma_{\nu 0})^{-1} \right]^{-1} \right\}^{-1}. \quad (18)$$

Аналогично в случае 2 имеем

$$\rho_{20}^0 = -V_{20} \left\{ \hbar\omega_{20} - \hbar\Omega + i\Gamma_{20} - \sum_{\nu} |U_{2\nu}|^2 (\hbar\omega_{\nu 0} - \hbar\Omega - \hbar\omega + i\Gamma_{\nu 0})^{-1} - |U_{21}|^2 (\hbar\omega_{10} - \hbar\Omega + \hbar\omega + i\Gamma_{10})^{-1} \right\}^{-1}. \quad (19)$$

Если из системы уравнений (15)–(17) исключить ρ_{10}^2 , обе стороны (15) умножить на $U_{2\nu}$ и просуммировать по ν , то можно найти сумму $\sum_{\nu} U_{2\nu}\rho_{\nu 0}^0$ из линейного алгебраического уравнения, а затем из формул (15), (16) получить следующее выражение для $\rho_{\nu 0}^0$:

$$\rho_{\nu 0}^0 = -V_{\nu 0} (\hbar\omega_{\nu 0} - \hbar\Omega + i\Gamma_{\nu 0})^{-1} - (\hbar\omega_{\nu 0} - \hbar\Omega + i\Gamma_{\nu 0})^{-1} \left[\hbar\omega_{20} - \hbar\Omega + \hbar\omega + i\Gamma_{20} - |U_{12}|^2 (\hbar\omega_{10} - \hbar\Omega + 2\hbar\omega + i\Gamma_{10})^{-1} - \sum_{\nu'} |U_{2\nu'}|^2 (\hbar\omega_{\nu' 0} - \hbar\Omega + i\Gamma_{\nu' 0})^{-1} \right]^{-1} \times \\ \times U_{\nu 2} \sum_{\nu''} U_{2\nu''} V_{\nu'' 0} (\hbar\omega_{\nu'' 0} - \hbar\Omega + i\Gamma_{\nu'' 0})^{-1}. \quad (20)$$

Введем обозначения

$$M = M(\Omega) = \frac{1}{\hbar} \sum_{\nu} |U_{2\nu}|^2 (\hbar\Omega - \hbar\omega_{\nu 0} - i\Gamma_{\nu 0})^{-1}, \quad \left. \begin{aligned} M_1 &= \text{Re } M, \quad M_2 = \text{Im } M, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= \sum_{\nu} V_{0\nu} U_{\nu 2} \text{Re } (\hbar\Omega - \hbar\omega_{\nu 0} - i\Gamma_{\nu 0})^{-1}, \\ L_2 &= \sum_{\nu} (V_{0\nu} U_{\nu 2})^* \text{Im } (\hbar\Omega - \hbar\omega_{\nu 0} - i\Gamma_{\nu 0})^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Тогда с помощью формул (18)–(20) легко получить выражения для коэффициента поглощения слабого света.

Для перехода $0 \rightarrow 1$, если он разрешен в дипольном приближении, получим

$$K_1(\Omega) = \text{const} |\tilde{V}_{01}|^2 [\Gamma_{10}/\hbar + |U_{12}/\hbar|^2 \tilde{\Gamma}_{20}(\Omega)/B_1(\Omega)] \times \\ \times \{[\omega_{10} - \Omega - |U_{12}/\hbar|^2 f_{20,-1}(\Omega)/B_1(\Omega)]^2 + [\Gamma_{10}/\hbar + |U_{12}/\hbar|^2 \tilde{\Gamma}_{20}(\Omega)/B_1(\Omega)]^2\}^{-1}, \quad (23)$$

где

$$f_{20,-1}(\Omega) = \omega_{20} - \Omega - \omega + M_1(\Omega + 2\omega), \\ \tilde{\Gamma}_{20}(\Omega) = \Gamma_{20}/\hbar + M_2(\Omega + 2\omega), \quad B_1(\Omega) = (f_{20,-1}(\Omega))^2 + (\tilde{\Gamma}_{20}(\Omega))^2.$$

При разрешенном переходе $0 \rightarrow 2$ имеем для поглощения слабого света в этом канале

$$K_2(\Omega) = \text{const} |\tilde{V}_{02}|^2 [\tilde{\Gamma}_{20}(\Omega - \omega) + |U_{21}/\hbar|^2 (\Gamma_{10}/\hbar)/B_2(\Omega)] \times \\ \times \{[\omega_{20} - \Omega - f_{10,1}(\Omega)/B_2(\Omega)]^2 + [\tilde{\Gamma}_{20}(\Omega - \omega) + \\ + |U_{21}/\hbar|^2 (\Gamma_{10}/\hbar)/B_2(\Omega)]^2\}^{-1}, \quad (24)$$

где

$$f_{10,1}(\Omega) = \omega_{10} - \Omega + \omega; \quad B_2(\Omega) = (f_{10,1}(\Omega))^2 + (\Gamma_{10}/\hbar)^2.$$

Наконец, для поглощения слабого света на переходах в состояния непрерывного спектра получим

$$K(\Omega) = \text{const} (K_0(\Omega) + \Delta K(\Omega)), \quad (25)$$

где

$$K_0(\Omega) = \sum_{\nu} |\tilde{V}_{0\nu}|^2 (2\Gamma_{\nu 0}/\hbar) [(\Omega - \omega_{\nu 0})^2 + (\Gamma_{\nu 0}/\hbar)^2]^{-1} \quad (26)$$

форм-функция полосы сплошного поглощения в отсутствие сильного света ω , а обусловленная последней добавка $\Delta K(\Omega)$ имеет вид

$$\Delta K(\Omega) = 2 \{ (R_1(\Omega))^2 + (R_2(\Omega))^2 \}^{-1} \{ |L_1(\Omega)|^2 - |L_2(\Omega)|^2 R_2(\Omega) + \\ + 2 \text{Re} [L_1(\Omega) L_2^*(\Omega)] R_1(\Omega) \}, \quad (27)$$

$$R_1(\Omega) = -f_{20,-1}(\Omega + 2\omega) - |U_{12}/\hbar|^2 f_{10,1}(\Omega - \omega)/B_3(\Omega), \\ R_2(\Omega) = \tilde{\Gamma}_{20}(\Omega + 2\omega) + |U_{12}/\hbar|^2 (\Gamma_{10}/\hbar)/B_3(\Omega), \\ B_3(\Omega) = (f_{10,1}(\Omega - \omega))^2 + (\Gamma_{10}/\hbar)^2.$$

Рассмотрим подробнее случай, когда $|1\rangle$ и $|2\rangle$ являются экситонными состояниями со значениями главного квантового числа $n=1$ и $n=2$, образованными электроном с массой m_e и дыркой с массой m_v в параболических зонах. Тогда для $i=1, 2$

$$|i\rangle = |k, \lambda, c, v\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\mathbf{k}'} \varphi_{\mathbf{k}', \mathbf{k}-\mathbf{k}}^{\mathbf{k}, \lambda, c, v} a_{c\mathbf{k}}^+ b_{v\mathbf{k}'-\mathbf{k}}^+ |0\rangle, \quad (28)$$

$$\varphi_{\mathbf{g}, \mathbf{f}}^{\mathbf{k}, \lambda, c, v} = L^{-3/2} \delta_{\mathbf{g}-\mathbf{f}, \mathbf{k}} \int \varphi_{\lambda}^{cv}(\mathbf{r}) \exp[-i\mathbf{g}\mathbf{r} + i\mathbf{k}\mathbf{r} m_e/(m_e + m_v)] d\mathbf{r}, \quad (29)$$

где $\varphi_{\lambda}^{cv}(\mathbf{r})$ — волновая функция относительного движения электрона и дырки для состояния, характеризуемого набором квантовых чисел λ , $\mathbf{k}$ — волновой вектор экситона, L^3 — нормировочный объем, $a_{c\mathbf{k}}^+$ и $b_{v\mathbf{k}}^+$ — операторы рождения электронов в зоне проводимости c и дырок в валентной зоне v .

Операторы взаимодействия электронной подсистемы с сильным и слабым светом теперь имеют вид

$$\hat{U} = \frac{ie\hbar}{m} \left(\frac{2\pi\hbar}{L^3} \right)^{1/2} \frac{\bar{n}_{\omega}^{1/2}}{(\omega_{\omega})^{1/2}} \times \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} (\langle c\mathbf{k} | \mathbf{e}_{\omega} \nabla | c\mathbf{k}' \rangle a_{c\mathbf{k}}^+ a_{c\mathbf{k}'} + \\ + \langle v\mathbf{k} | \mathbf{e}_{\omega} \nabla | v\mathbf{k}' \rangle b_{v\mathbf{k}}^+ b_{v\mathbf{k}'}), \quad (30)$$

$$\hat{V} \equiv F_{\Omega} \tilde{V} = -F_{\Omega} \frac{ie\hbar}{m2} \frac{\sqrt{2}}{\Omega_{\Omega}^{1/2}} \sum_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} (\langle c\mathbf{k} | \mathbf{e}_{\Omega} \nabla | v\mathbf{k}' \rangle \times \\ \times a_{c\mathbf{k}}^+ b_{v\mathbf{k}'}^+ + \langle v\mathbf{k} | \mathbf{e}_{\Omega} \nabla | c\mathbf{k}' \rangle b_{v\mathbf{k}}^+ a_{c\mathbf{k}'}), \quad (31)$$

$$F_{\Omega} = 2(\pi\hbar\Omega\bar{n}_{\Omega}/L^3)^{1/2},$$

где $\bar{n}_{\omega, \Omega}$ — средние числа фотонов в соответствующих модах, $\kappa_{\omega, \Omega}$ — высокочастотные диэлектрические проницаемости. Введем безразмерные величины $\beta = 8a^2\mu\hbar^{-1}$; $(\bar{\omega}, \bar{\Omega}, \bar{\omega}_{ij}, \bar{E}_g/\hbar) = \beta \times (\omega, \Omega, \omega_{ij}, E_g/\hbar)$; $\gamma_{i0} = \Gamma_{i0}\beta\hbar^{-1}$; $\delta = \bar{\omega}_{21} - \bar{\omega}$; $d_0 = \bar{\omega}_{20} + \bar{\omega} - \bar{E}_g/\hbar$; $y = 2[(\hbar\omega - E_g)/G]^{1/2}$ (E_g — ширина запрещенной зоны, G и a — экситонные постоянная Ридберга и боровский радиус). В (32) $x = \bar{\Omega} - \bar{\omega}_{10}$, а в (33) $x = \bar{\Omega} - \bar{\omega}_{20}$. Тогда выражения для функций поглощения пробного света Ω принимают вид

$$K_{1,j}(x) = \text{const} [\gamma_{10} + z_j Q_j g_{2,j}(x)/B_{4,j}(x)] \times \{ [x + z_j Q_j/2\bar{\omega} + z_j Q_j g_{1,j}(x)/B_{4,j}(x)]^2 + [\gamma_{10} + z_j Q_j g_{2,j}(x)/B_{4,j}(x)]^2 \}^{-1}, \quad (32)$$

где

$$\left. \begin{aligned} g_{1,j}(x) &= \delta - x - z_j Q_j/2\bar{\omega} + z_j M_{1,j}(\sqrt{d_0 + x - \delta}), \\ g_{2,j}(x) &= \gamma_{20} + z_j M_{2,j}(\sqrt{d_0 + x - \delta}), \\ B_{4,j}(x) &= [g_{1,j}(x)]^2 + [g_{2,j}(x)]^2, \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

$$\left. \begin{aligned} K_{2,j}(x) &= \text{const} [\gamma_{20} + z_j \bar{M}_{2,j}(\sqrt{d_0 + x}) + \gamma_{10} z_j Q_j/B_{5,j}(x)] \times \\ &\times \{ [-x + z_j \bar{M}_{1,j}(\sqrt{d_0 + x}) + z_j Q_j/(2\bar{\omega}) + z_j Q_j g_{3,j}(x)/B_{5,j}(x)]^2 + \\ &+ [\gamma_{20} + z_j \bar{M}_{2,j}(\sqrt{d_0 + x}) + \gamma_{10} z_j Q_j/B_{5,j}(x)]^2 \}^{-1}, \\ g_{3,j}(x) &= x + \delta + z_j Q_j/(2\bar{\omega}), \\ B_{5,j}(x) &= [g_{3,j}(x)]^2 + \gamma_{20}^2, \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

$$\left. \begin{aligned} K^{(j)}(y) &= \text{const} \{ K_{0,j}(y) + z_j [(\tilde{R}_{1,j}(y))^2 + (\tilde{R}_{2,j}(y))^2]^{-1} [|\tilde{L}_{1,j}(y)|^2 - |\tilde{L}_{2,j}(y)|^2] \times \\ &\times \tilde{R}_{2,j}(y) + 2\tilde{L}_{1,j}(y)\tilde{L}_{2,j}(y)\tilde{R}_{1,j}(y) \}, \\ \tilde{R}_{1,j}(y) &= y^2 - z_j \bar{M}_{1,j}(y) - d_0 + z_j Q_j(d_0 - y^2 - \delta)/B_6(y), \\ \tilde{R}_{2,j}(y) &= \gamma_{20} + z_j \bar{M}_{2,j}(y) + \gamma_{10} z_j Q_j/B_6(y), \\ B_6(y) &= (d_0 - y^2 - \delta)^2 + \gamma_{20}^2. \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Индексом (j) в (32)–(35) отмечены случаи, когда не учитывается ($j=1$) и учитывается ($j=2$) влияние кулоновского притяжения на состояние континуума электрон-дырочных пар.

После некоторых вычислений получим (для $\gamma_{v0} \rightarrow 0$)

$$\left. \begin{aligned} \bar{M}_{1,1}(y) &= \frac{4}{5} \pi (1 + y^2)^{-6} (y^2 - 1) (3 + 28y^2 + 178y^4 + 28y^6 + 3y^8), \\ \bar{M}_{2,1}(y) &= \frac{1}{5} 2^{11} \pi y^5 (1 + y^2)^{-6}, \\ \bar{L}_{1,1}(y) &= \frac{2}{3} (1 + 6y^2 - 3y^4) (1 + y^2)^{-3}; \quad \bar{L}_{2,1}(y) = \frac{32}{3} y^3 (1 + y^2)^{-3}, \\ K_{0,1} &= y/4\pi, \quad z_1 = \frac{8\bar{n}_{\omega}}{L^3 \kappa_{\omega}} \frac{e^2 a^2}{\hbar \omega}, \quad Q_1 = 6.973 \cdot 8 (a^2 \mu \omega / \hbar)^2, \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

где a — боровский радиус экситона, μ — его приведенная масса.

При учете кулоновского взаимодействия [10, 11] волновая функция непрерывного спектра относительного движения электрона и дырки имеет вид

$$\varphi_{k\sigma}^{ev}(\mathbf{r}) = L^{-3/2} e^{i\pi/2} a k \Gamma \left(1 + \frac{i}{ak} \right) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} F \left[-\frac{i}{ka}, 1, -i(kr + \mathbf{k}\mathbf{r}) \right], \quad (37)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция, $F(\alpha, \beta, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция. После вычисления интегралов с гипергеометрической функцией в параболических координатах получаем

$$\bar{M}_{1,2}(y) = \frac{\pi}{15} \int_0^{\infty} \frac{dx x (23 + 7x^2) \exp\left(-\frac{8}{x} \arctg x\right) (y^2 - x^2)}{\left[1 - \exp\left(-\frac{4\pi}{x}\right)\right] (1 + x^2)^5 [(x^2 - y^2)^2 + \gamma_{20}^2]}, \quad (38)$$

$$\bar{M}_{2,2}(y) = \frac{\pi}{15} \int_0^{\infty} \frac{dx x (23 + 7x^2) \exp\left(-\frac{8}{x} \arctg x\right) \gamma_{y0}}{\left[1 - \exp\left(-\frac{4\pi}{x}\right)\right] (1 + x^2)^5 [(x^2 - y^2)^2 + \gamma_{y0}^2]}, \quad (39)$$

$$\bar{L}_{1,2}(y) = \frac{2}{3} \int_0^{\infty} \frac{dx x \exp\left(-\frac{4}{x} \arctg x\right) (x^2 - y^2)}{\left[1 - \exp\left(-\frac{4\pi}{x}\right)\right] (1 + x^2)^2 [(x^2 - y^2)^2 + \gamma_{y0}^2]}, \quad (40)$$

$$\bar{L}_{2,2}(y) = \frac{3}{2} \int_0^{\infty} \frac{dx x \exp\left(-\frac{4}{x} \arctg x\right) \gamma_{y0}}{\left[1 - \exp\left(-\frac{4\pi}{x}\right)\right] (1 + x^2)^2 [(x^2 - y^2)^2 + \gamma_{y0}^2]}, \quad (41)$$

$$\bar{K}_{0,2}(y) = \int_0^{\infty} \frac{dx x \gamma_{y0}}{\left[1 - \exp\left(-\frac{4\pi}{x}\right)\right] [(x^2 - y^2)^2 + \gamma_{y0}^2]}, \quad (42)$$

$$z_2 = 2^{14} \frac{n_{\omega} e^2 a^2}{L^3 \omega \hbar \omega}, \quad Q_2^2 = \frac{6.973}{256} \left(\frac{a^2 \mu \omega}{\hbar}\right)^2. \quad (43)$$

Полученные выше формулы для форм-функций поглощения слабого света из-за громоздкости весьма неудобны для аналитического исследования. Поэтому мы приведем на рис. 2—7 некоторые из возможных видов дисперсионных кривых, рассчитанных с помощью ЭВМ и описывающих

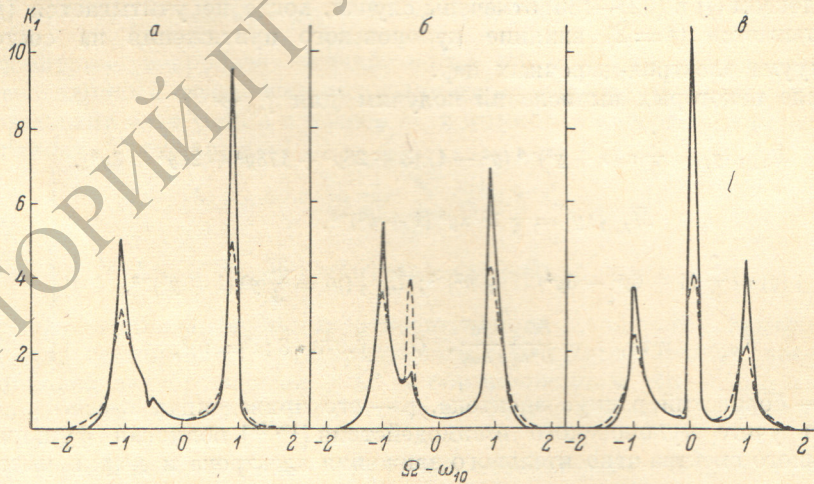


Рис. 2. Форм-функция поглощения для перехода $0 \rightarrow 1$ ($j=2$).

поглощение в каналах $0 \rightarrow 1$, $0 \rightarrow 2$ и $0 \rightarrow \nu$ при различных значениях расстройки резонанса δ , а также величин d_0 , γ и z_j . Последний параметр варьировался в диапазоне, соответствующем изменению напряженности электрического поля световой волны в пределах 10^4 — 10^5 в/см. Значения ридберговской постоянной для экситона и эффективных масс соответствуют кристаллам типа CdS. На рис. 2—7 по горизонтальной оси отложены отклонения частоты слабого света Ω от частот соответствующих переходов (ω_{10} и ω_{20}) или от ширины запрещенной зоны в единицах $\Gamma_{20}/\hbar$ и $G/\hbar$. По вертикали откладываются значения коэффициента поглощения в произволь-

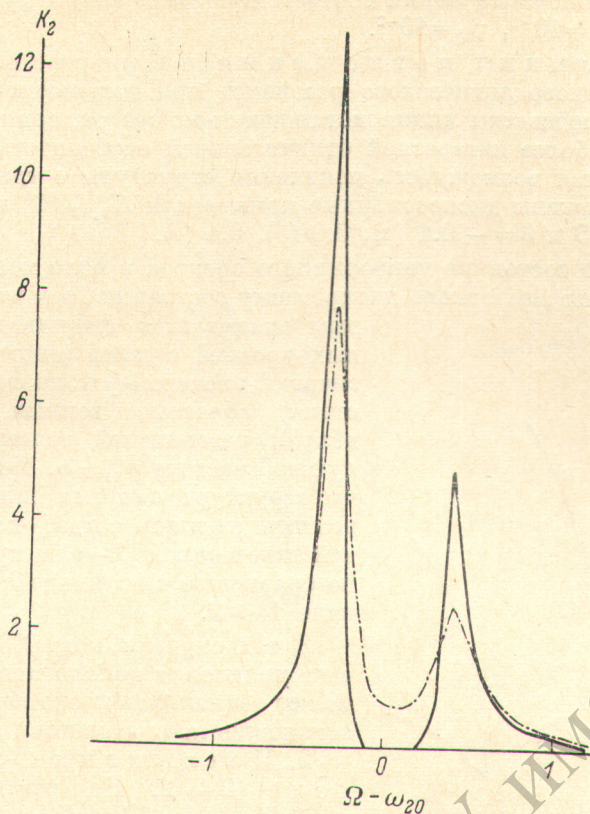


Рис. 3. Форм-функция поглощения для перехода $0 \rightarrow 2$ ($j=1$).

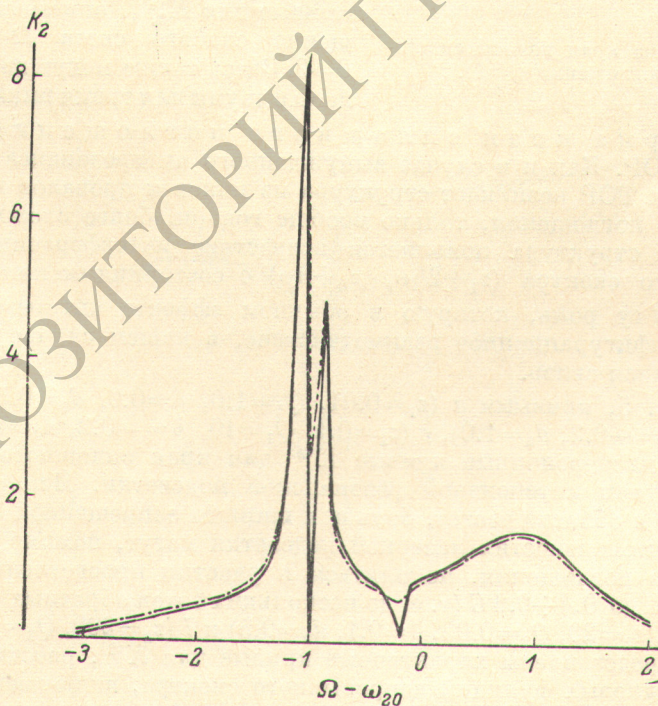


Рис. 4. Форм-функция поглощения для перехода $0 \rightarrow 2$ ($j=1$).

ных единицах. Сплошные линии соответствуют значениям $\gamma_{10} = \gamma_{20} = 10^{-3}$, штриховые — $\gamma_{10} = 10^{-1}$, $\gamma_{20} = 10^{-2}$.

1. Форма линии поглощения на переходе $0 \rightarrow 1$. В условиях двойного оптического резонанса при достаточной интенсивности лазерной подсветки линия поглощения может расщепиться на две компоненты. Наиболее интересной отличительной особенностью тройного резонанса является возможность появления структуры с тремя пиками. На рис. 2 изображены дисперсионные кривые для $K_{1,2}(\Omega)$ при $z_2 = 200$; $Q_2 = 0.005$; $d_0 = 0.5$ и $\delta = -0.1$ (а), 0.0 (б), 0.1 (в).

В этом случае состояние непрерывного спектра в поле мощного излучения проявляется аналогично дискретному состоянию, так что эффективным оказывается смешивание дискретных уровней с узкой (ширина порядка энергии электрон-фотонного взаимодействия) областью зонных состояний вблизи резонансной точки, соответствующей частоте $\omega_{20} + \omega$. Ясно, однако, что структура с тремя пиками может возникнуть лишь тогда, когда взаимодействие в канале $2 \rightarrow \nu$ не пренебрежимо по сравнению с взаимодействием в канале $1 \rightarrow 2$.

В тех случаях, когда ТОР не вызывает появления дополнительных пиков, может возникнуть резко асимметричное искажение контура линии поглощения.

2. Поглощение на переходе $0 \rightarrow 2$. На рис. 3 ($Q_1 = 10$; $z_1 = 0.01$; $\delta = -0.2$; $d_0 = 0.4$) и рис. 4 ($z_1 = 0.1$; $Q_1 = 1.0$; $d_0 = 1.0$; $\delta = 0.2$) изображены характерные дисперсионные кривые для $K_{2,1}$, описывающие поглощение слабого света Ω на переходе $0 \rightarrow 2$. Здесь также могут появляться полосы с двумя или тремя пиками (см. п. 1).

Рис. 5. Форма края полосы сплошного поглощения ($j=1$).

3. Форма края сплошного поглощения в условиях ТОР. Как и в случае вынужденного антирезонанса (ВАР) [3, 4], в условиях ТОР возникает структура из пиков и провалов на фоне края сплошного поглощения, только вообще говоря, более сложная, чем при ВАР. Эта структура появляется вследствие интерференции состояний дискретного спектра ($\varepsilon_1 + 2\hbar\omega$, $\varepsilon_2 + \hbar\omega$) с состояниями континуума (ε_ν). При этом ту роль, которую в обычном эффекте антирезонанса [12-14] играет конфигурационное взаимодействие, в нашем случае играет электрон-фотонная связь.

На рис. 5, кривыми а ($z_1 = 0.01$, $Q_1 = 1.0$, $\delta = 0.0$, $d_0 = 0.5$), б ($z_1 = 0.1$, $Q_1 = 1.0$, $\delta = -0.2$, $d_0 = 1.0$), в ($z_1 = 0.1$, $Q_1 = 10$, $\delta = -0.2$, $d_0 = 1.0$) показаны типичные дисперсионные кривые $K^{(1)}$ для края сплошного поглощения в присутствии интенсивной резонансной подсветки. Из этих рисунков видно, что в области частот, больших ширины запрещенной зоны, при разумных интенсивностях лазерной подсветки могут, помимо дополнительных пиков поглощения, появляться и участки просветления кристалла с шириной до $0.4 \div 0.6 G$ (т. е. до нескольких сотен обратных сантиметров). На рис. 6 ($z_2 = 20$, $Q_2 = 0.05$, $\delta = 0.1$, $d_0 = 0.5$) и 7 ($z_2 = 200$, $Q_2 = 0.005$, $\delta = 0.2$, $d_0 = 0.1$) представлены характерные кривые для $K^{(2)}$, рассчитанные с помощью волновых функций непрерывного спектра, включающих кулоновское взаимодействие электронов и дырок.

Таким образом, учет возможных резонансных эффектов является весьма важным при исследовании влияния интенсивной ИК подсветки на

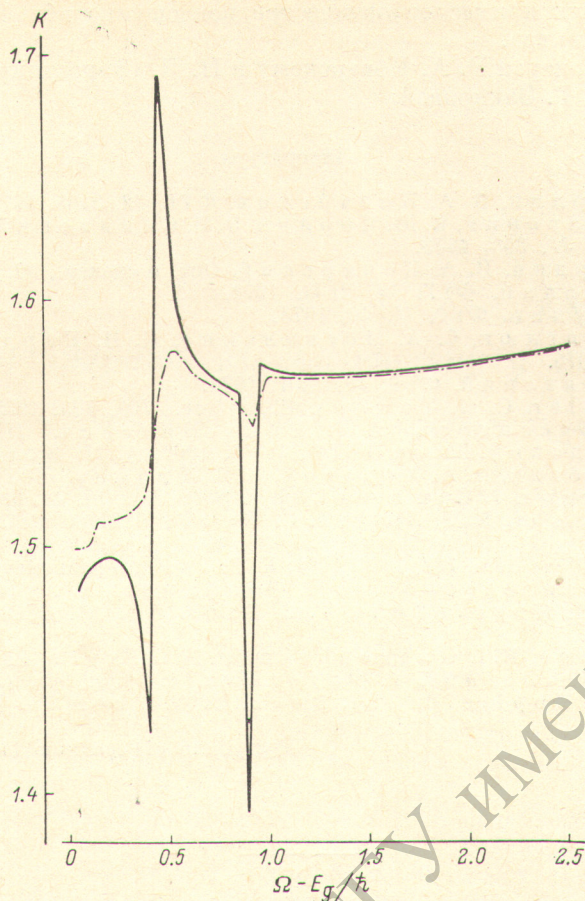


Рис. 6. Форма края полосы сплошного поглощения ($j=2$).

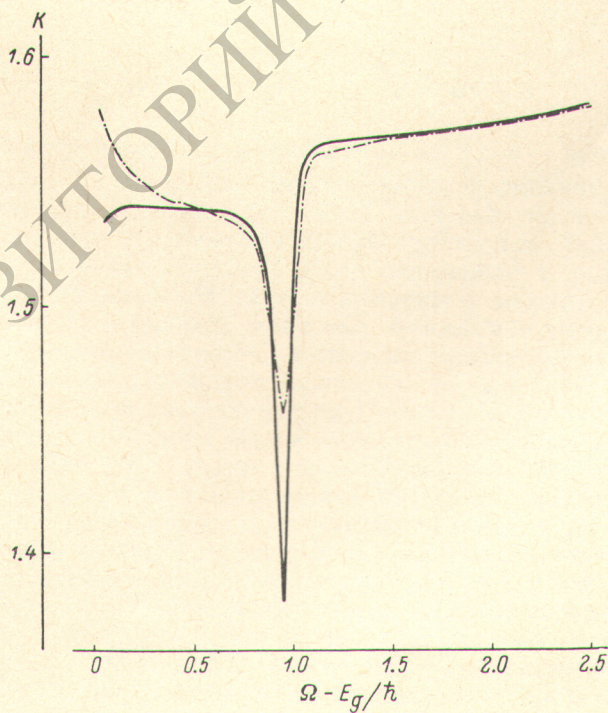


Рис. 7. Форма края полосы сплошного поглощения ($j=2$).

собственное или примесное оптическое поглощение вблизи границы непрерывного спектра.

Автор благодарен В. А. Коварскому и Н. В. Старостину, Э. И. Полинковскому и И. Г. Закировой.

Литература

- [1] Е. Ю. Перлин, В. А. Коварский. ФТТ, 12, 3105, 1970.
- [2] В. А. Коварский, Е. Ю. Перлин, Э. П. Синявский. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 355, 1973.
- [3] Е. Ю. Перлин, В. А. Коварский. Опт. и спектр., 30, 323, 1971.
- [4] Е. Ю. Перлин. ФТТ, 14, 2133, 1972.
- [5] Е. Ю. Перлин. ФТТ, 15, 66, 1973.
- [6] М. И. Шмиглюк, С. А. Москаленко, П. И. Бардецкий. ФТП, 8, 904, 1974.
- [7] Э. П. Синявский. ФТТ, 16, 3201, 1974.
- [8] S. H. Autler, C. H. Townes. Phys. Rev., 100, 703, 1955.
- [9] Е. Б. Александров, А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой. Письма ЖЭТФ, 3, 85, 1966; А. М. Бонч-Бруевич, Н. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов. ЖЭТФ, 56, 144, 1969.
- [10] D. Auvergne, J. Camassel. Phys. Stat. Sol. (b), 44, 687, 1971.
- [11] R. G. Glinski, K. S. Song, I. C. Wooley. Phys. Stat. Sol. (b), 48, 815, 1971.
- [12] U. Fano. Phys. Rev., 124, 1886, 1961; K. P. Jain. Phys. Rev., 139, 544, 1965.
- [13] В. А. Архангельская, П. П. Феофилов. Опт. и спектр., 28, 1219, 1970; Н. Н. Кристофель, Г. С. Завт. Изв. АН СССР, сер. физ., 33, 930, 1969.
- [14] M. D. Sturge, H. I. Guggenheim, M. H. L. Pryce. Phys. Rev., 4, 2459, 1971; A. Shibata, Y. Toyozawa. J. Phys. Soc. (Japan), 25, 335, 1968; I. I. Hopfield, P. I. Dean, D. G. Thomas. Phys. Rev., 158, 778, 1967.

Поступило в Редакцию 11 апреля 1975 г.