Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 10, с. 775 – 779 © 2015 г. 25 ноября

# О влиянии кулоновского взаимодействия между электронами на неупругое рассеяние света

*Р. З. Витлина*[+], *Л. И. Магарилл*[+*], *А. В. Чаплик*[+*1)]

[+]*Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 1 сентября 2015 г.
После переработки 8 октября 2015 г.

Теоретически исследовано неупругое рассеяние света на донорном центре в двумерной системе. На примере донора в кубическом кристалле показано, что учет межэлектронного взаимодействия независимо от его конкретного вида приводит к характерным поляризационным зависимостям сечения резонансного рассеяния.

DOI: 10.7868/S0370274X15220105

В обширной литературе по неупругому рассеянию света в твердых телах неоднократно поднимался вопрос об учете межэлектронного взаимодействия (см., например, [1–14]). Как правило, авторы отмечают недостаточность одночастичного рассмотрения, но вынуждены ограничиться им ввиду невозможности решения задачи многих тел. Именно такая проблема возникает, например, в резонансном рамановском рассеянии в полупроводниках с участием валентной зоны: в промежуточном состоянии при двухступенчатом переходе к рассеивающей системе добавляются электрон и дырка, которые взаимодействуют между собой и с исходной системой. Насколько нам известно, лишь в работе Ивченко [15] проведен учет этого взаимодействия в рамках теории возмущений на примере неупругого рассеяния света на примесном центре (акцепторе) с переворотом спина.

Цель данной заметки – показать, что существуют некоторые соотношения между наблюдаемыми характеристиками неупругого рассеяния, которые удается установить, не прибегая к каким-либо приближениям для учета межчастичного взаимодействия. Мы продемонстрируем это на примере рамановского рассеяния на доноре в двумерной электронной системе. Двумерность (квантовая яма) нужна лишь для того, чтобы можно было по отдельности рассматривать три ветви валентной зоны, расщепленной вследствие размерного квантования.

Неупругое рассеяние света на нейтральном доноре является двухступенчатым квантовым переходом. В начальном состоянии имеются электрон на доноре и заполненная валентная зона. Кулоновское взаимодействие между донорным электроном и окружением в этом случае сводится к поляризации заполненной валентной зоны, т.е. к определенному вкладу в диэлектрическую проницаемость кристалла. То же самое относится к конечному состоянию, только электрон занимает другой уровень донора.

В промежуточном состоянии в зоне проводимости оказываются два электрона, а в валентной зоне появляется дырка. Именно построение корректной волновой функции этой трехчастичной системы и есть главная трудность при учете межэлектронного взаимодействия при рассеянии. Трехчастичная система может соответствовать $D^-$-центру и свободной дырке, либо связанному на доноре экситону, либо, наконец, свободному экситону и нейтральному донору. В соответствии с обычными экспериментальными условиями мы будем рассматривать резонансное рассеяние. Последнее означает, что частоты падающего ($\omega_1$) и рассеянного ($\omega_2$) света близки к расстоянию между зоной проводимости и какой-либо ветвью валентной зоны (тяжелых, легких и спин-отщепленных дырок). Если спектр промежуточного состояния непрерывен, то этому условию удовлетворяет некоторая область вблизи вершины валентной подзоны и сечение определяется интегралом по данной области [16].

Однако при учете взаимодействия в промежуточном состоянии возникает дискретный уровень энергии системы, соответствующий связанному на доноре экситону. Этому состоянию, очевидно, отвечает минимум энергии промежуточного состояния, т.е. если двигаться со стороны частот возбуждения,

1)e-mail: chaplik@isp.nsc.ru

меньших запрещенной зоны, то первый резонансный вклад в рассеяние будет связан именно с локализованным на доноре экситоном. Разумеется, необходима достаточно высокая подвижность электронов, чтобы процессы рассеяния не слишком "размазывали" электронные уровни энергии. Тогда можно, изменяя частоту возбуждающего света, выбирать уровень энергии трехчастичной системы, переход через который дает основной вклад в процесс комбинационного рассеяния. Как будет показано ниже, в этих условиях возникают определенные количественные соотношения между интенсивностями рассеянного света при параллельных или скрещенных поляризациях.

Для дифференциального сечения рассеяния, введя амплитуду рассеяния $\Gamma_{FI}$, можно записать следующее выражение (на один примесный центр):

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega_2}{\omega_1}|\Gamma_{FI}|^2\delta(E_F - E_I - \omega), \tag{1}$$

$$\Gamma_{FI} = \frac{e^2}{c^2} \times \tag{2}$$

$$\sum_M \frac{\langle F|\sum_i\{\mathbf{v}_i, e^{-i\mathbf{Q}_2\mathbf{R}_i}\}\mathbf{e}_2^*|M\rangle\langle M|\sum_i\{\mathbf{v}_i, e^{i\mathbf{Q}_1\mathbf{R}_i}\}\mathbf{e}_1|I\rangle}{E_I - E_M + \omega_1}.$$

Здесь $\{A,B\} = (AB+BA)/2$, $\omega_{1,2}$, $\mathbf{e}_{1,2}$, $\mathbf{Q}_{1,2}$ – частоты, вектора поляризации и волновые вектора падающего и рассеянного света, $\omega = \omega_1 - \omega_2$ – сдвиг частоты при неупругом рассеянии света, $\mathbf{v}_i$ – оператор скорости $i$-й частицы, $\mathbf{R} = (\mathbf{r}, z)$ – координата частицы, $\mathbf{Q} = (\mathbf{q}, Q_z)$, ось $z$ направлена вдоль нормали к плоскости системы. Здесь и далее $\hbar = 1$. Индексы "$I$", "$F$", "$M$" соответствуют начальному, конечному и промежуточному состояниям трехчастичной системы.

В приближении эффективной массы выпишем выражения для блоховских функций начального, конечного и промежуточного состояний. Волновая функция начального состояния имеет вид

$$|I\rangle = \Psi^I_{\alpha,\mu}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2,\mathbf{R}_3) =$$
$$= \frac{1}{\sqrt{N}}\psi^c_\alpha(\mathbf{r}_1)\delta(\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_3)f_c(z_1)f_v(z_2)f_v(z_3)u^c_\mu(\mathbf{R}_1) \times$$
$$\times \sum_{\lambda'} u^v_{\lambda'}(\mathbf{R}_2)u^{v*}_{-\lambda'}(\mathbf{R}_3)/\sqrt{2}, \tag{3}$$

где $\psi^c_\alpha(\mathbf{r})$ – одночастичная огибающая функция электрона на доноре ($\alpha$ – набор орбитальных квантовых чисел) в 2D-системе, $f_{c,v}(z)$ – огибающие функции поперечного движения, соответствующие основным уровням размерного квантования (мы рассматриваем строго двумерную систему), $u^c_\mu(\mathbf{R}), u^v_\lambda(\mathbf{R})$ определяют амплитуды блоховских функций в зоне проводимости и в валентной зоне, $\mu = \pm 1, \lambda = \pm 1$ – спиновые индексы, $N$ – число элементарных ячеек в одном монослое [2)]. Блоховскую функцию конечного состояния $\Psi^F$ можно определить, используя (3) с заменой $\alpha, \mu \to \alpha', \mu'$.

Антисимметричная по электронам (1), (2) (индексы "1", "2" относятся к электронам, индекс "3" – к дырке) трехчастичная волновая функция промежуточного состояния может быть представлена в виде

$$|M\rangle = \Psi^M_{\gamma,S,\nu,\lambda}(\mathbf{R}_1,\mathbf{R}_2,\mathbf{R}_3) = f_c(z_1)f_c(z_2)f_v(z_3) \times$$
$$\times \Bigg(\Phi^{as}_\gamma(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_3)\delta_{S,1}\Bigg\{\delta_{\nu,+1}u^c_{+1}(\mathbf{R}_1)u^c_{+1}(\mathbf{R}_2) +$$
$$+ \delta_{\nu,-1}u^c_{-1}(\mathbf{R}_1)u^c_{-1}(\mathbf{R}_2) + \frac{\delta_{\nu,0}}{\sqrt{2}} \times$$
$$\times \Big[u^c_{+1}(\mathbf{R}_1)u^c_{-1}(\mathbf{R}_2) + u^c_{-1}(\mathbf{R}_1)u^c_{+1}(\mathbf{R}_2)\Big]\Bigg\} +$$
$$+ \delta_{S,0}\delta_{\nu,0}\Phi^s_\gamma(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_3)\frac{1}{\sqrt{2}} \times$$
$$\times\Big[u^c_{+1}(\mathbf{R}_1)u^c_{-1}(\mathbf{R}_2) - u^c_{-1}(\mathbf{R}_1)u^c_{+1}(\mathbf{R}_2)\Big]\Bigg)u^{v*}_{-\lambda}(\mathbf{R}_3), \tag{4}$$

где $S$ – полный спин двух электронов, $\nu$ – его проекция, $\gamma$ – набор орбитальных квантовых чисел, описывающих состояния экситон-примесного комплекса, $\Phi^{as(s)}_\gamma$ – антисимметричная (симметричная) по $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ огибающая координатная волновая функция в промежуточном состоянии. Находить последнюю следует, учитывая взаимодействие между тремя частицами.

При наличии зеемановского взаимодействия энергии начального, конечного и промежуточного состояний можно представить в виде

$$E_I = \varepsilon^c_\alpha + \frac{g_e\mu_{\mathrm{B}}\mu}{2}H, \quad E_F = \varepsilon^c_{\alpha'} + \frac{g_e\mu_{\mathrm{B}}\mu'}{2}H,$$
$$E_M = E_\gamma + g_e\mu_{\mathrm{B}}\nu H + g_h\mu_{\mathrm{B}}\lambda s_h H. \tag{5}$$

Здесь $\varepsilon^c_\alpha$ – энергия электрона в зоне проводимости, $E_\gamma$ – орбитальная часть энергии промежуточного состояния, $g_e$, $g_h$ – $g$-факторы электрона и дырки, $s_h$ –

[2)]Функция (3) нормирована на единицу в объеме кристалла, блоховские амплитуды безразмерны, $\int_\Omega |u|^2 d\mathbf{r} = \Omega$, где $\Omega$ – объем элементарной ячейки. Дельта-функция в (3) играет роль огибающей начального состояния. При вычислении нормы следует считать $\delta(\mathbf{r}=0) = 1/\Sigma$, где $\Sigma$ – площадь проекции элементарной ячейки на плоскость структуры (мы воспользовались правилом $1/(2\pi)^2\int d^2\mathbf{k} \to \frac{1}{A}\sum_{\mathbf{k}} 1$, где $A$ – площадь системы, а число слагаемых в сумме равно $N$).

спин дырки (для тяжелых дырок $s_h = 3/2$, для легких и спин-отщепленных дырок $s_h = 1/2$), $H$ – магнитное поле, нормальное к поверхности.

В отсутствие зеемановского расщепления ($H = 0$) энергетические спектры не зависят от спинов. Выражения для амплитуды рассеяния в этом случае наиболее простые. Приведем эти выражения для трех ветвей валентной зоны: спин-отщепленной ($so$), тяжелых ($h$) и легких ($l$) дырок кубического кристалла $A_3B_5$. При наличии размерного квантования две последние ветви разделяются.

Рассмотрим вначале рассеяние света при резонансе со спин-отщепленной валентной зоной. Блоховская амплитуда зоны проводимости равна $u^c_\mu(\mathbf{R}) = \mathcal{S}(\mathbf{R})\xi_\mu$, где $\mathcal{S}(\mathbf{R})$ – сферически-симметричная функция, $\xi_\mu$ – спиноры вида

$$\xi_{+1} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \xi_{-1} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Блоховская амплитуда $so$-ветви валентной зоны дается выражением $u^{so}_\lambda(\mathbf{R}) = \frac{1}{\sqrt{3}}\{\mathcal{Z}(\mathbf{R})\xi_\lambda + [\lambda\mathcal{X}(\mathbf{R}) + i\mathcal{Y}(\mathbf{R})]\xi_{-\lambda}\}$, где $\mathcal{X}, \mathcal{Y}, \mathcal{Z}$ – функции, преобразующиеся как $x, y, z$ соответственно. После довольно громоздких вычислений для амплитуды рассеяния получаем

$$\Gamma^{(so)}_{\alpha',\mu';\alpha,\mu} = \frac{e^2P^2}{6c^2N} \times$$
$$\times \sum_\gamma \left\{ \frac{B^{as}_{\alpha',\alpha;\gamma}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)}{\varepsilon^c_\alpha - E^{as}_\gamma + \omega_1} [3(\mathbf{e}_1\mathbf{e}^*_2)\delta_{\mu'\mu} + i(\mathbf{a}\boldsymbol{\sigma})_{\mu'\mu}] + \right.$$
$$\left. + \frac{B^{s}_{\alpha',\alpha;\gamma}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)}{\varepsilon^c_\alpha - E^{s}_\gamma + \omega_1} [(\mathbf{e}_1\mathbf{e}^*_2)\delta_{\mu'\mu} - i(\mathbf{a}\boldsymbol{\sigma})_{\mu'\mu}] \right\}. \tag{7}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$B^{as(s)}_{\alpha',\alpha;\gamma}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = D^{as(s)}_{\alpha';\gamma}(\mathbf{q}_2) D^{as(s)*}_{\alpha;\gamma}(\mathbf{q}_1),$$
$$D^{as(s)}_{\alpha;\gamma}(\mathbf{q}) = \int \psi^{c*}_\alpha(\mathbf{r}_1)\Phi^{as(s)}_\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \times$$
$$\times \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_2} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3, \tag{8}$$

$\mathbf{a} = [\mathbf{e}_1, \mathbf{e}^*_2]$, $P = i\langle\mathcal{S}(\mathbf{R})|v_x|\mathcal{X}(\mathbf{R})\rangle$ – параметр Кейна, $E^{as(s)}_\gamma$ – орбитальная часть энергии антисимметричного (симметричного) промежуточного состояния, соответствующая функциям $\Phi^{as(s)}_\gamma$, $\boldsymbol{\sigma}$ – вектор матриц Паули. При получении (8) было учтено, что в строго двумерной системе $f^2_{c,v}(z)$ ведут себя как дельта-функции $\delta(z)$.

Блоховская амплитуда зоны тяжелых дырок $u^h_\lambda(\mathbf{R}) = [\mathcal{X}(\mathbf{R}) + i\lambda\mathcal{Y}(\mathbf{R})]\xi_\lambda/\sqrt{2}$. Амплитуда рассеяния после аналогичных предыдущему случаю вычислений имеет вид

$$\Gamma^{(h)}_{\alpha',\mu';\alpha,\mu} = \frac{e^2P^2}{4c^2N} \sum_\gamma \left( \frac{B^{as}_{\alpha',\alpha;\gamma}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)}{\varepsilon^c_\alpha - E^{as}_\gamma + \omega_1} \times \right.$$
$$\times \{3[(\mathbf{e_1}\mathbf{e^*_2}) - e_{1z}e^*_{2z}]\delta_{\mu'\mu} - ia_z(\sigma_z)_{\mu'\mu}\} +$$
$$+ \frac{B^{s}_{\alpha',\alpha;\gamma}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)}{\varepsilon^c_\alpha - E^{s}_\gamma + \omega_1} \times$$
$$\left. \times \{[(\mathbf{e_1}\mathbf{e^*_2}) - e_{1z}e^*_{2z}]\delta_{\mu'\mu} + ia_z(\sigma_z)_{\mu'\mu}\} \right). \tag{9}$$

Для легких дырок блоховская амплитуда равна $u^l_\lambda(\mathbf{R}) = \sqrt{2}\{\mathcal{Z}(\mathbf{R})\xi_\lambda + [\lambda\mathcal{X}(\mathbf{R}) + i\mathcal{Y}(\mathbf{R})]\xi_{-\lambda}/2\}/\sqrt{3}$. Амплитуду рассеяния $\Gamma^{(l)}_{\alpha',\mu';\alpha,\mu}$ можно представить в виде

$$\Gamma^{(l)}_{\alpha',\mu';\alpha,\mu} = \frac{e^2P^2}{12c^2N} \sum_\gamma \left( \frac{B^{as}_{\alpha',\alpha;\gamma}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)}{\varepsilon^c_\alpha - E^{as}_\gamma + \omega_1} \times \right.$$
$$\{3[3e_{1z}e^*_{2z} + (\mathbf{e_1}\mathbf{e^*_2})]\delta_{\mu'\mu} + 3ia_z(\sigma_z)_{\mu'\mu} - 2i(\mathbf{a}\boldsymbol{\sigma})_{\mu'\mu}\} +$$
$$+ \frac{B^{s}_{\alpha',\alpha;\gamma}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)}{\varepsilon^c_\alpha - E^{s}_\gamma + \omega_1} \{[3e_{1z}e^*_{2z} + (\mathbf{e_1}\mathbf{e^*_2})]\delta_{\mu'\mu} -$$
$$\left. - 3ia_z(\sigma_z)_{\mu'\mu} + 2i(\mathbf{a}\boldsymbol{\sigma})_{\mu'\mu}\} \right). \tag{10}$$

Из (7)–(10) с использованием (1) обычным образом получаются выражения для сечений, которые мы не выписываем ввиду их громоздкости.

Поляризационные множители в формулах (7), (9), (10) показывают, что сечение существенно зависит от того, через какое промежуточное состояние (симметричное или антисимметричное) идет процесс рассеяния. Например, при резонансе с участием $so$-ветви валентной зоны и антисимметричного промежуточного состояния сечение будет в 9 раз меньше, если вектора поляризации падающего и рассеянного света перпендикулярны ($\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2$), чем если они параллельны ($\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2$). Для симметричного промежуточного состояния сечения при $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2$ и $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2$ будут одинаковыми. Отметим, что для $so$-резонанса эти выводы не зависят от геометрии эксперимента. Различие в сечениях при изменении поляризаций показывает, через какое промежуточное состояние (симметричное или антисимметричное) идет процесс рассеяния.

При рассеянии с участием зоны тяжелых или легких дырок отношения сечений при $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2$ и $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2$ вообще говоря, зависят от геометрии. Рассмотрим в качестве примера две характерные геометрии (см. рис. 1 и 2). В первой геометрии (рис. 1) поляризации перпендикулярны при $\mathbf{e}_1 = (0, 1, 0)$, $\mathbf{e}_2 = (\sin\theta, 0, -\cos\theta)$ (случай a), при $\mathbf{e}_1 = (\cos\theta, 0, \sin\theta)$, $\mathbf{e}_2 = (0, 1, 0)$ (случай b) и при $\mathbf{e}_1 = (\cos\theta, 0, \sin\theta)$, $\mathbf{e}_2 = (\sin\theta, 0, -\cos\theta)$ (случай c), а параллельны при

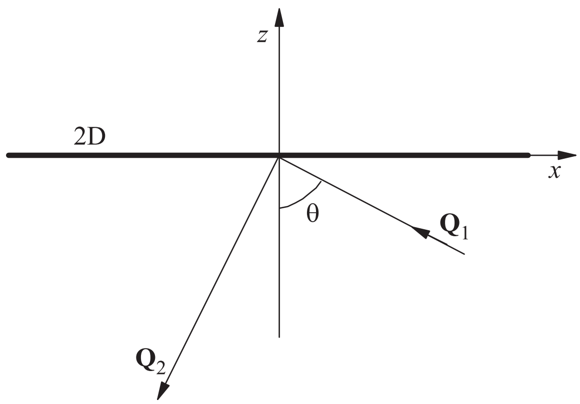


Рис. 1. Геометрия рассеяния. Нормаль к поверхности системы и волновые векторы падающей и рассеянной волн $\mathbf{Q}_{1,2}$ лежат в одной плоскости; $\mathbf{Q}_1 \perp \mathbf{Q}_2$; $\theta$ – угол падения

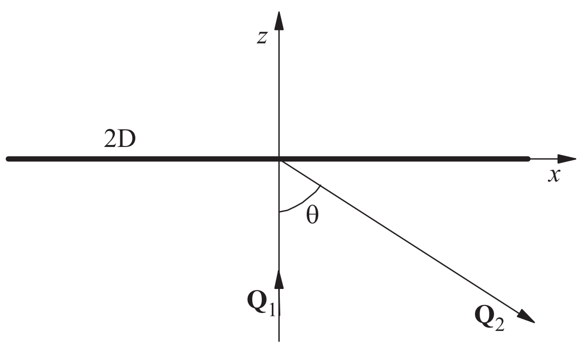


Рис. 2. Рассеяние при нормальном падении; $\theta$ – угол рассеяния

$\mathbf{e}_{1,2} = (0,1,0)$. При этом для отношения сечений $\sigma_\perp/\sigma_\parallel$ в случае $h$-резонанса получаются следующие выражения: $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = \sin^2\theta/9$ и $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = \sin^2\theta$ (a), $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = \cos^2\theta/9$ и $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = \cos^2\theta$ (b), $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = \sin^2(2\theta)/4$ и $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = \sin^2(2\theta)$ (c) (первая формула – для антисимметричного промежуточного состояния, вторая – для симметричного).

В геометрии рис. 2 скрещенным поляризациям соответствуют $\mathbf{e}_1 = (0,1,0)$, $\mathbf{e}_2 = (\cos\theta, 0, \sin\theta)$ (случай a) и $\mathbf{e}_1 = (1,0,0)$, $\mathbf{e}_2 = (0,1,0)$ (случай b), а параллельным – $\mathbf{e}_{1,2} = (0,1,0)$. Для отношения сечений для $h$-резонанса имеем $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = \cos^2\theta/9$ и $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = \cos^2\theta$ (a), $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = 1/9$ и $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = 1$ (b). Для $l$-резонанса $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = \cos^2\theta/9$ и $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = \cos^2\theta$ (a), $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = 1/9$ и $\sigma_\perp/\sigma_\parallel = 1$ ($b$).

В отсутствие электрон-электронного взаимодействия в промежуточном состоянии энергии $E_\gamma^{as}$ и $E_\gamma^s$ совпадают, а волновая функция промежуточного состояния выражается линейной комбинацией произведений одночастичных волновых функций. Энергия промежуточного состояния становится суммой одночастичных энергий двух электронов и дырки. Нетрудно показать, что тогда $B^{as}_{\alpha',\alpha;\gamma} = -B^s_{\alpha',\alpha;\gamma} = B^{(0)}_{\alpha',\alpha;\gamma}$, где

$$B^{(0)}_{\alpha',\alpha;\gamma}(\mathbf{q}_1,\mathbf{q}_2) = \delta_{\alpha',\alpha_1}\delta_{\alpha,\alpha_2} C_{\alpha_2,\beta}(\mathbf{q}_2) C^*_{\alpha_1,\beta}(\mathbf{q}_1),$$
$$C_{\alpha,\beta}(\mathbf{q}) = \int \psi_\beta^{v*}(\mathbf{r})\psi_\alpha^c(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{qr}} d\mathbf{r}. \tag{11}$$

Здесь учтено, что трехчастичному символу $\gamma$ соответствует совокупность одночастичных орбитальных квантовых чисел $(\alpha_1, \alpha_2, \beta)$ ($\alpha_{1,2}$ описывают электроны, $\beta$ – дырку). Выражения для амплитуд рассеяния значительно упрощаются и принимают вид

$$\Gamma^{(so)}_{\alpha'\mu';\alpha\mu} = \frac{e^2P^2}{3c^2N} \times \sum_\beta \frac{C_{\alpha,\beta}(\mathbf{q}_2)C^*_{\alpha',\beta}(\mathbf{q}_1)}{\varepsilon^v_\beta - \varepsilon^c_{\alpha'} + \omega_1}[(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2^*)\delta_{\mu'\mu} + i(\mathbf{a}\boldsymbol{\sigma})_{\mu'\mu}], \tag{12}$$

$$\Gamma^{(h)}_{\alpha'\mu';\alpha\mu} = \frac{e^2P^2}{2c^2N} \sum_\beta \frac{C_{\alpha,\beta}(\mathbf{q}_2)C^*_{\alpha',\beta}(\mathbf{q}_1)}{\varepsilon^v_\beta - \varepsilon^c_{\alpha'} + \omega_1} \times [(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2^* - e_{1z}e_{2z}^*)\delta_{\mu'\mu} - ia_z(\sigma_z)_{\mu'\mu}], \tag{13}$$

$$\Gamma^{(l)}_{\alpha'\mu';\alpha\mu} = \frac{e^2P^2}{6c^2N} \sum_\beta \frac{C_{\alpha,\beta}(\mathbf{q}_2)C^*_{\alpha',\beta}(\mathbf{q}_1)}{\varepsilon^v_\beta - \varepsilon^c_{\alpha'} + \omega_1} \times \{[3e_{1z}e_{2z}^* + (\mathbf{e_1 e_2^*})]\delta_{\mu'\mu} + 3ia_z(\sigma_z)_{\mu'\mu} - 2i(\mathbf{a}\boldsymbol{\sigma})_{\mu'\mu}\}, \tag{14}$$

где $\varepsilon^v_\beta$ – одночастичная энергия электрона в валентной зоне. Эти выражения совпадают с выражениями для амплитуд, полученными в одночастичном подходе [7].

Если зеемановское расщепление существенно, то выражение для амплитуды рассеяния значительно усложняется. Приведем результат, полученный при учете электрон-электронного взаимодействия в промежуточном состоянии для резонанса с зоной тяжелых дырок:

$$\Gamma^{(h)}_{\alpha',\mu';\alpha,\mu} = \frac{e^2P^2}{2c^2N}\sum_\gamma \Bigg\{ \delta_{\mu',1}\delta_{\mu,1}\Bigg[ B^{as}_{\alpha',\alpha;\gamma} \times \left( \frac{e_{1x}e_{2x}^* + e_{1y}e_{2y}^* - ia_z}{W^{as}_{1,1,1}} + \frac{e_{1x}e_{2x}^* + e_{1y}e_{2y}^* + ia_z}{2W^{as}_{1,0,-1}} \right) + B^s_{\alpha',\alpha;\gamma}\frac{e_{1x}e_{2x}^* + e_{1y}e_{2y}^* + ia_z}{2W^s_{1,0,-1}} \Bigg] + \delta_{\mu',-1}\delta_{\mu,-1}\Bigg[ B^{as}_{\alpha',\alpha;\gamma}\left( \frac{e_{1x}e_{2x}^* + e_{1y}e_{2y}^* + ia_z}{W^{as}_{-1,-1,-1}} + \frac{e_{1x}e_{2x}^* + e_{1y}e_{2y}^* - ia_z}{2W^{as}_{-1,0,1}} \right) + B^s_{\alpha',\alpha;\gamma}\frac{e_{1x}e_{2x}^* + e_{1y}e_{2y}^* - ia_z}{2W^s_{-1,0,1}} \Bigg] \Bigg\}. \tag{15}$$

Здесь введено следующее обозначение:

$$W_{\mu,\nu,\lambda} = \varepsilon_\alpha^c - E_\gamma^{as(s)} + \frac{\mu_{\mathrm{B}} H}{2}(g_e\mu - 2g_e\nu + 2g_h\lambda s_h) + \omega_1. \tag{16}$$

Если магнитное поле $H$ достаточно велико и можно настроиться на любой из резонансов, то отношение сечений при перпендикулярных и параллельных поляризациях будет таким же, как и при резонансе с участием симметричного промежуточного состояния в отсутствие магнитного поля (например, для $so$-резонанса $\sigma_\perp/\sigma_\| = 1$).

Таким образом, во всех полученных формулах взаимодействие электронов в промежуточном состоянии учтено тем фактом, что величины $E_\gamma^s$ и $E_\gamma^{as}$ различны. При этом конкретный вид волновых функций, учитывающих взаимодействие, влияет только на величины $B^s, B^{as}$, тогда как поляризационные зависимости определяются лишь структурой дырочных подзон.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант # 14-02-00135) и программ РАН.

1. А. Пинзак, Е. Бурштейн, в сб. *Рассеяние света в твердых телах*, под ред. М. Кардона, Мир, М. (1979), вып. I, с. 38.
2. М. В. Клейн, в сб. *Рассеяние света в твердых телах*, под ред. М. Кардона, Мир, М. (1979), вып. I, с. 174.
3. В. П. Макаров, ЖЭТФ **55**, 704 (1968).
4. Y. Yafet, Phys. Rev. **152**, 858 (1966).
5. F. A. Blum, Phys. Rev. B **1**, 1125 (1970).
6. F. T. Vasko and O. E. Raichev, *Quantum Kinetic Theory and Applications. Electrons, Photons, Phonons*, Springer-Verlag N.York Inc., N.Y. (2005).
7. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Alpha Science, Harrow, U.K. (2005).
8. Г. Абстрейтер, М. Кардона, А. Пинчук, в сб. *Рассеяние света в твердых телах*, под ред. М. Кардона, Мир, М. (1986), вып. IV, с. 12.
9. P. Y. Yu, Phys. Rev. B **20**, 5286 (1979).
10. P. Y. Yu and L. M. Falicov, Phys. Rev. B **24**, 1144 (1981).
11. D. G. Thomas and J. J. Hopfield, Phys. Rev. **175**, 1021 (1968).
12. D. G. Thomas and J. J. Hopfield, Phys. Rev. **128**, 2135 (1962).
13. D. Munz and M. H. Pilkuhn, Sol. Stat. Comm. **36**, 205 (1980).
14. R. I. Feigenblatt, Phys. Rev. B **32**, 8092 (1985).
15. Е. Л. Ивченко, ФТТ **39**, 477 (1992).
16. D.-W. Wang and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **65**, 125322 (2002).