ЖЭТФ, 2013, том 144, вып. 6 (12), стр. 1282–1289

РАССЕЯНИЕ СВЕТА ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМОЙ СО СПИН-ОРБИТАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р. З. Витлина[a], *Л. И. Магарилл*[a,b], *А. В. Чаплик*[a,b*]

[a] *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук 630090, Новосибирск, Россия*

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

Поступила в редакцию 20 июня 2013 г.

Теоретически исследовано рассеяние света электронами двумерной системы в сильном магнитном поле перпендикулярном плоскости системы (фактор заполнения меньше двух, т. е. заполнены состояния лишь нулевого уровня Ландау). Рассмотрение проведено в резонансном приближении — частоты падающего и рассеянного света близки к эффективному расстоянию между зоной проводимости и одной из ветвей валентной зоны полупроводника. Учтено спиновое расщепление уровня Ландау в зоне проводимости, обусловленное зеемановским и спин-орбитальным взаимодействиями. Эффекты динамического экранирования учитываются в рамках RPA.

DOI: 10.7868/S0044451013120171

1. ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние света, как рамановское, так и рэлеевское, давно уже стало эффективным и информативным методом исследования электронных свойств низкоразмерных систем [1–6]. В последние годы в связи с развитием идей спинтроники оно применяется для изучения спиновых расщеплений в спектрах квазичастиц [7–10]. Существенно в меньшей степени исследовано рассеяние света спин-зависимыми коллективными возбуждениями в низкоразмерных системах. Между тем, спектры плазменных колебаний при наличии спин-орбитального взаимодействия носителей заряда, а также в присутствии магнитного поля характеризуются качественными особенностями, отличающими их от «обычных» плазмонов и магнитоплазмонов, при расчете которых игнорируются спиновые степени свободы [11–14]. В предлагаемой работе исследуется упругое и неупругое рассеяние света двумерной электронной системой в сильном перпендикулярном магнитном поле. В соответствии с обычными экспериментальными условиями будем считать рассеяние резонансным. Это означает, что частоты падающего ω_1 и рассеянного ω_2 света близки к расстоянию между нижней размерно-квантованной подзоной зоны проводимости и верхней подзоной одной из дырочных зон (легкие или тяжелые дырки, спин-орбитально отщепленная валентная зона). В зоне проводимости будем учитывать зеемановское расщепление и спин-орбитальное взаимодействие в модели Бычкова – Рашба. Магнитное поле считаем столь сильным, что актуальными являются лишь две спиновые компоненты нулевого уровня Ландау, т. е. фактор заполнения $\nu \leq 2$. В этих условиях неупругое рассеяние связано лишь с переходами внутри нулевого уровня Ландау, однако передаваемая частота $\omega_1 - \omega_2$, вообще говоря, не равна разности одночастичных энергий спиновых компонент этого уровня из-за эффектов динамического экранирования. Последние будут учитываться нами в рамках RPA-подхода, что означает неприменимость полученных результатов вблизи $\nu = 1$, где существенными становятся электрон-электронные корреляции (скирмионы). Как будет показано, сечения упругого и неупругого рассеяния в рассматриваемой задаче характеризуются нетривиальными поляризационными зависимостями, а также существенно зависят от спин-орбитального взаимодействия в зоне проводимости, даже если соответствующее расщепление мало по сравнению с циклотронной частотой.

*E-mail: chaplik@isp.nsc.ru

2. ОБЩИЙ ФОРМАЛИЗМ

В приближении самосогласованного поля дифференциальное сечение рассеяния в двумерном случае можно представить в виде [3, 4, 15]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega\, d\Omega} = \frac{\omega_2}{\omega_1}\left(\frac{e}{c}\right)^4 \frac{n_\omega+1}{\pi} \times \\ \times \operatorname{Im}\left(L_2 - \frac{2\pi e^2}{\kappa q}\frac{L_1\tilde{L}_1}{\epsilon(\omega,q)}\right) \equiv \frac{\omega_2}{\omega_1}\left(\frac{e}{c}\right)^4 \frac{1}{\pi}R(\omega), \quad (1)$$

где величины L_2, L_1, $\tilde{L}_1$ даются выражениями

$$\begin{aligned} L_2 &= \frac{1}{S}\sum_{\beta'\beta}|\Gamma_{\beta'\beta}|^2 F_{\beta'\beta}, \\ L_1 &= \frac{1}{S}\sum_{\beta'\beta}\Gamma^*_{\beta'\beta}J_{\beta'\beta}F_{\beta'\beta}, \\ \tilde{L}_1 &= \frac{1}{S}\sum_{\beta'\beta}\Gamma_{\beta'\beta}J^*_{\beta'\beta}F_{\beta'\beta}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\omega_{1,2}$ — частоты падающего и рассеянного света, $q = q_1 - q_2$, $q_{1,2}$ — проекции волновых векторов падающего и рассеянного света на плоскость системы, $\omega = \omega_1 - \omega_2$ — сдвиг частоты при неупругом рассеянии света, $n_\omega = 1/(e^{\omega/T} - 1)$ — функция Бозе, $J = e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}$, β — набор квантовых чисел, характеризующих состояние электрона в зоне проводимости, κ — фоновая диэлектрическая проницаемость, S — нормировочная площадь системы, $\hat{\Gamma}$ - оператор рассеяния; здесь и далее $\hbar = 1$. Продольная диэлектрическая проницаемость электронов в зоне проводимости $\epsilon(\omega, q)$ имеет вид

$$\epsilon(\omega,q) = 1 + \frac{2\pi e^2}{\kappa q S}\sum_{\beta'\beta}|J_{\beta'\beta}|^2 F_{\beta'\beta}, \quad (3)$$

$$F_{\beta'\beta} = \frac{f_{\beta'} - f_\beta}{(\omega + \varepsilon_{\beta\beta'} + i\eta)}, \quad \eta = +0, \quad (4)$$

где $f_\beta \equiv f(\varepsilon_\beta)$, $f(\varepsilon)$ — функция Ферми, ε_β — энергия электрона в зоне проводимости, $\varepsilon_{\beta\beta'} = \varepsilon_\beta - \varepsilon_{\beta'}$. В данной работе изучается рассеяние света от так называемой рашбовской плоскости — двумерного электронного газа с учетом спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в присутствии сильного магнитного поля нормального к плоскости структуры. Считается, что в зоне проводимости заполнен только нулевой уровень Ландау, т. е. предполагается, что фактор заполнения $\nu = 2\pi n_s l^2 \leq 2$ (n_s — концентрация электронного газа, $l = \sqrt{c/|e|H}$ — магнитная длина). Двумерная система с учетом СОВ описывается гамильтонианом Бычкова – Рашба [16]:

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\boldsymbol{\pi}^2}{2m} + \alpha(\boldsymbol{\sigma}\cdot[\boldsymbol{\pi}\times\mathbf{n}]) + \frac{g\mu_B\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{H}}{2}. \quad (5)$$

Здесь $\boldsymbol{\pi} = \mathbf{p} - e\mathbf{A}/c$, $\mathbf{A}$ — векторный потенциал ($\mathbf{A} = (0, Hx, 0), \mathbf{H} = (0, 0, H)$), m — эффективная масса, α — эффективная константа СОВ, $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор матриц Паули, $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$ — орт нормали к плоскости системы; теперь $\beta = (N, k, \mu)$, где N — номер уровня Ландау, индекс $\mu = \pm 1$ нумерует подуровни расщепленного по спину спектра (в дальнейшем для краткости заменим ± 1 на $\pm$), k — импульс вдоль оси y, μ_B — магнетон Бора.

Волновые функции гамильтониана (5) имеют вид [14, 17]:

$$\Psi_{N,k,\mu} = \frac{e^{iky}}{\sqrt{lL}}\begin{pmatrix}\psi^+_{N,k,\mu} \\ \psi^-_{N,k,\mu}\end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$\psi^\pm_{N,k,\mu} = \left(\delta_{\mu,\pm 1}\varphi_N\left(\frac{x + l^2k}{l}\right) \pm \right. \\ \left. \pm\, \delta_{\mu,\mp 1}C_{N+\frac{1+\mu}{2}}\varphi_{N+\mu}\left(\frac{x + l^2k}{l}\right)\right) \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{1 + C^2_{N+\frac{1+\mu}{2}}}}. \quad (7)$$

Здесь φ_N — безразмерные нормированные функции гармонического осциллятора, $C_N = \gamma\sqrt{N}/(\delta + \sqrt{\delta^2 + \gamma^2 N})$, $\delta = 1/2 - mg/(4m_0)$ (будем в дальнейшем считать $g < 0$, что часто реализуется в материалах $A_{III}B_V$), $\gamma = \sqrt{2}m\alpha l$, L — нормировочный размер в направлении y. Спектр гамильтониана (5) можно представить в виде

$$\varepsilon_{N,\mu} = \omega_c\left(N + \frac{1+\mu}{2} - \mu\sqrt{\delta^2 + \gamma^2\left(N + \frac{1+\mu}{2}\right)}\right), \\ N = 0, 1, 2\ldots, \quad (8)$$

где $\omega_c = |e|H/mc$.

СОВ снимает вырождение по спину, и каждый уровень Ландау расщепляется на два подуровня. Расщепление считается достаточно слабым, т. е. предполагается выполнение условий $2m\alpha^2/\omega_c \ll 1$, $|g|\mu_B H/\omega_c = |g|m/2m_0 \ll 1$. Энергия нижнего (+) и верхнего (−) подуровней нулевого уровня Ландау в зоне проводимости имеет вид (в дальнейшем индекс $N = 0$ опускаем)

$$\varepsilon_+ = \omega_c/2 - \Delta_R - \Delta_Z/2, \quad \varepsilon_- = \omega_c/2 + \Delta_Z/2, \\ \varepsilon_- - \varepsilon_+ = \Delta_R + \Delta_Z \equiv \Delta, \quad (9)$$

где $\Delta_R = 2m\alpha^2$, $\Delta_Z = |g|\mu_B H$ — спин-орбитальное и зеемановское расщепления нижнего уровня Ландау в зоне проводимости.

Продольная диэлектрическая проницаемость для электронов в зоне проводимости (3) в области частот порядка Δ с помощью выражения (4) может быть представлена в виде

$$\epsilon(\omega, q) = 1 + \frac{\omega_c}{qa_B}\sum_\mu F_{\mu,-\mu}|J_{\mu,-\mu}|^2 + \mathcal{F} = \\ = 1 - \frac{2\Delta\omega_c(f_+ - f_-)}{qa_B(\omega^2 - \Delta^2)}|J_{+,-}|^2 + \mathcal{F}. \quad (10)$$

Здесь $J_{\pm\mp} = -i\gamma q l \hat{q}_\mp I/\sqrt{2}$, $\hat{\mathbf{q}} = \mathbf{q}/q$ — орт вектора $\mathbf{q}$, $\hat{q}_\pm = \hat{q}_x \pm i\hat{q}_y$, $I \equiv J_{\mu\mu} = e^{-u/2}$, $u = q^2 l^2/2$ (заметим, что $|J_{+-}| = |J_{-+}|$), $\mathcal{F}(u) = 2\nu(\mathrm{Ei}(u) - C - \ln u)e^{-u}/qa_B$, $\mathrm{Ei}(u)$ — интегральная показательная функция, C — константа Эйлера, a_B — эффективный боровский радиус для электронов в зоне проводимости. Величина $\mathcal{F}$ соответствует вкладу в поляризационный оператор от переходов в состояния с $N \neq 0$[1)].

Функция $\epsilon(\omega, q)$ обращается в нуль при частоте $\omega = \omega_0(q)$, соответствующей межподзонному плазмону, причем в роли подзон здесь выступают спиновые подуровни нулевого уровня Ландау. Для $\omega_0(q)$ находим следующее выражение:

$$\omega_0^2 = \Delta^2\left(1 + \frac{ql^2\Delta_R}{a_B\Delta(1+\mathcal{F})}I^2(f_+ - f_-)\right). \quad (11)$$

Из формулы (11) следует, что дисперсия у плазмона имеется только при учете СОВ. Эта формула обобщает выражение для межподзонного плазмона, полученное нами ранее для рашбовской плоскости в отсутствие зеемановского расщепления [14, 18]. Уравнения (10), (11) дают возможность записать $\epsilon(\omega, q)$ следующим образом:

$$\epsilon(\omega, q) = (1+\mathcal{F})\frac{(\omega + i\eta)^2 - \omega_0^2}{(\omega + i\eta)^2 - \Delta^2}. \quad (12)$$

3. ВЫВОД ФОРМУЛ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ

Перейдем к преобразованию выражения для сечения рассеяния (1) и ограничимся вкладом от переходов внутри нижнего уровня Ландау $N = 0$. Разобьем $R(\omega)$ на две части:

$$R(\omega) = R_1 + R_2, \quad R_1 = (n_\omega + 1)\,\mathrm{Im}(L_2), \\ R_2 = -(n_\omega + 1)\frac{2\pi}{mqa_B}\,\mathrm{Im}\left(\frac{L_1\tilde{L}_1}{\epsilon}\right). \quad (13)$$

Воспользовавшись известным соотношением между фермиевскими и бозевскими функциями:

$$(f_\mu - f_{\mu'})(n_{\varepsilon_{\mu'} - \varepsilon_\mu} + 1) = f_\mu(1 - f_{\mu'}), \quad (14)$$

представим R_1 в виде

$$R_1 = \frac{n_\omega + 1}{2l^2}\sum_{\mu'\mu}|\Gamma_{\mu'\mu}|^2\mathrm{Im}(F_{\mu'\mu}) \equiv \\ \equiv \frac{1}{2l^2}\sum_{\mu'\mu} f_\mu(1 - f_{\mu'})|\Gamma_{\mu'\mu}|^2\delta(\omega + \varepsilon_{\mu\mu'}). \quad (15)$$

Часть суммы (15) с $\mu' = \mu$, пропорциональная $\delta(\omega)$, дает вклад в упругое рассеяние:

$$R_1^{el} = \frac{\delta(\omega)}{2l^2}\sum_\mu f_\mu(1 - f_\mu)|\Gamma_{\mu\mu}|^2. \quad (16)$$

Слагаемые суммы с $\mu' \neq \mu$ соответствуют неупругому рассеянию:

$$R_1^{inel} = \frac{1}{2l^2}\sum_\pm f_\pm(1 - f_\mp)[|\Gamma_{\mp\pm}|^2\delta(\omega \mp \Delta)] = \\ = \frac{n_\omega + 1}{2l^2}(f_+ - f_-)[|\Gamma_{-+}|^2\delta(\omega - \Delta) - \\ - |\Gamma_{+-}|^2\delta(\omega + \Delta)]. \quad (17)$$

Несколько сложнее преобразовать выражение R_2, которое можно представить следующим образом:

$$R_2 = -\frac{(n_\omega + 1)\omega_c}{(2\pi l^2)qa_B}\left\{\mathrm{Im}\left(\frac{1}{\epsilon}\right) \times \right. \\ \times \left[\left(\sum_{\mu'\mu} Q'_{\mu'\mu}F'_{\mu'\mu}\right)^2 + \left(\sum_{\mu'\mu} Q''_{\mu'\mu}F'_{\mu'\mu}\right)^2 - \right. \\ \left. - \left(\sum_{\mu'\mu} Q''_{\mu'\mu}F''_{\mu'\mu}\right)^2 - \left(\sum_{\mu'\mu} Q'_{\mu'\mu}F''_{\mu'\mu}\right)^2\right] + \\ + 2\,\mathrm{Re}\left(\frac{1}{\epsilon}\right)\left[\sum_{\mu'\mu} Q'_{\mu'\mu}F'_{\mu'\mu}\sum_{\mu'_1\mu_1} Q'_{\mu'_1\mu_1}F''_{\mu'_1\mu_1} + \right. \\ \left.\left. + \sum_{\mu'\mu} Q''_{\mu'\mu}F'_{\mu'\mu}\sum_{\mu'_1\mu_1} Q''_{\mu'_1\mu_1}F''_{\mu'_1\mu_1}\right]\right\}. \quad (18)$$

[1)] Хотя в данной работе рассматривается ультраквантовый случай сильного магнитого поля, когда заселены состояния лишь с $N = 0$, в выражении для диэлектрической проницаемости при малых частотах мы учли вклад в поляризуемость всех остальных состояний. Соответствующий бесконечный ряд при $\omega = 0$ удается просуммировать (см. работу [14]).

Здесь $Q_{\mu'\mu} = \Gamma_{\mu'\mu} J^*_{\mu'\mu}$, $F' = \mathrm{Re}(F)$, $F'' = \mathrm{Im}(F)$. Используя выражение (3) для ϵ, а также соотношение (14), выделим в (18) часть, пропорциональную $\delta(\omega)$. Она определяет упругий вклад в R_2. Выражение для R_2^{el} имеет вид

$$R_2^{el} = \frac{\delta(\omega)\omega_c}{2l^2 q a_B}\left[\frac{|Q_{+-}+Q_{-+}|^2\omega_c(f_+-f_-)^2}{q a_B \epsilon_0^2\Delta^2}\times \right.$$
$$\times \sum_\mu f_\mu(1-f_\mu)|J_{\mu\mu}|^2 - \frac{2(f_+-f_-)}{\epsilon_0\Delta}\times$$
$$\left.\times \sum_\mu f_\mu(1-f_\mu)\mathrm{Re}\big((Q_{+-}+Q_{-+})Q^*_{\mu\mu}\big)\right], \quad (19)$$

где $\epsilon_0 \equiv \epsilon(\omega=0,q)$. Остальные слагаемые в (18) дают неупругое рассеяние:

$$R_2^{inel} = \frac{n_\omega+1}{(2\pi l^2)^2}\,\mathrm{Im}\left[\frac{1}{\epsilon}\Big(|Q_{+-}|^2F_{+-}^2+|Q_{-+}|^2F_{-+}^2+\right.$$
$$\left.+\,2\,\mathrm{Re}\big(Q_{+-}Q^*_{-+}\big)F_{+-}F_{-+}\Big)\right]. \quad (20)$$

С помощью (12) преобразуем выражения для $\mathrm{Im}(F^2_{\pm\mp}/\epsilon)$, $\mathrm{Im}(F_{\pm\mp}F_{\mp\pm}/\epsilon)$ к виду

$$\begin{aligned}
\mathrm{Im}\left(\frac{F^2_{\pm\mp}}{\epsilon}\right) &= \frac{\pi(f_+-f_-)^2}{(1+\tilde{\mathcal{F}})}\times\\
&\times\left(\pm\frac{2\Delta}{\Delta^2-\omega_0^2}\delta(\omega\pm\Delta)+\right.\\
&+\delta(\omega+\omega_0)\frac{1}{2\omega_0}\,\frac{\omega_0\pm\Delta}{\omega_0\mp\Delta}-\\
&\left.-\,\delta(\omega-\omega_0)\frac{1}{2\omega_0}\,\frac{\omega_0\mp\Delta}{\omega_0\pm\Delta}\right);\\
\mathrm{Im}\left(\frac{F_{+-}F_{-+}}{\epsilon}\right) &= -\frac{\pi(f_+-f_-)^2}{2\omega_0(1+\tilde{\mathcal{F}})}\times\\
&\times\Big(\delta(\omega+\omega_0)-\delta(\omega-\omega_0)\Big).
\end{aligned} \quad (21)$$

Собирая вместе (16) и (19), а также (17) и (20) с учетом (21), окончательно получим

$$R^{el}(\omega) = \frac{\delta(\omega)}{2l^2}\sum_\mu f_\mu(1-f_\mu)\times$$
$$\times\left|\Gamma_{\mu\mu}-\frac{\omega_c(f_+-f_-)J_{\mu\mu}}{q\epsilon_0 a_B\Delta}(J^*_{+-}\Gamma_{+-}+J^*_{-+}\Gamma_{-+})\right|^2, \quad (22)$$

$$R^{inel}(\omega) = \frac{(n_\omega+1)(f_+-f_-)}{8l^2\Delta\omega_0}\Big(|(\omega_0-\Delta)\Gamma_{+-}\hat{q}_+-$$
$$-\,(\omega_0+\Delta)\Gamma_{-+}\hat{q}_-|^2\delta(\omega-\omega_0)-$$
$$-|(\omega_0+\Delta)\Gamma_{+-}\hat{q}_+-(\omega_0-\Delta)\Gamma_{-+}\hat{q}_-|^2\delta(\omega+\omega_0)\Big). \quad (23)$$

Таким образом, в результате довольно громоздких преобразований общей формулы (1) удается явно выделить упругий (рэлеевский), стоксовский и антистоксовский вклад в сечение рассеяния.

4. РЕЗОНАНС С РАЗЛИЧНЫМИ ВАЛЕНТНЫМИ ЗОНАМИ

В дальнейшем будет рассматриваться резонансная ситуация, когда $\omega_{1,2}$ близки к расстоянию от зоны проводимости до валентных зон (спин-отщепленной зоны, зоны тяжелых или зоны легких дырок). Для резонанса со спин-отщепленной зоной оператор рассеяния $\hat{\Gamma}^{so}$ можно представить в виде (см., например, [3, 4])

$$\begin{gathered}
\hat{\Gamma}^{so} = A_{so}\hat{\bar{\Gamma}}^{so}, \quad \hat{\bar{\Gamma}}^{so} = \Big(\mathbf{e}_1\cdot\mathbf{e}_2^*+i\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{a}\Big)e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}};\\
A_{so} = \frac{1}{3}\,\frac{P^2}{E_g^{so}-\Omega}.
\end{gathered} \quad (24)$$

Здесь $E_g^{so} = E_0+\Delta_0+\varepsilon_1^e+\varepsilon_1^{so}$ — эффективная ширина запрещенной зоны для рассматриваемого перехода, E_0, Δ_0 — зонные параметры объемного полупроводника типа $\mathrm{A_{III}B_V}$, $\varepsilon_1^{e,so}$ — энергии размерного квантования для нижних подзон электронов и дырок в спин-отщепленной зоне, $\Omega = (\omega_1+\omega_2)/2$, $P \equiv p_{cv}/m_0$ — параметр Кейна, $\mathbf{a} = \mathbf{e}_1\times\mathbf{e}_2^*$, $\mathbf{e}_{1,2}$ — векторы поляризации падающего и рассеянного света. Все матричные элементы от операторов рассеяния по волновым функциям (7) с $N=0$ вычисляются с учетом выполнения условий $2m\alpha^2/\omega_c \ll 1$, $|g|\mu_B H/\omega_c = |g|m/2m_0 \ll 1$. Для матричных элементов $\hat{\Gamma}^{so}$ получаем

$$\begin{gathered}
\bar{\Gamma}^{so}_{++} = I\left(\mathcal{E}_++\mathcal{E}_-\frac{\Delta_R}{\omega_c}\left(1-\frac{q^2l^2}{2}\right)+2\alpha\frac{\mathbf{q}\cdot\mathbf{a}}{\omega_c}\right),\\
\bar{\Gamma}^{so}_{--} = I\mathcal{E}_-,\\
\bar{\Gamma}^{so}_{\pm\mp} = iI\left(a_\mp-\mathcal{E}_-\frac{\alpha q_\mp}{\omega_c}\right),
\end{gathered} \quad (25)$$

где $\mathcal{E}_\pm = \mathbf{e}_1\cdot\mathbf{e}_2^*\pm ia_z$, $a_\mp = a_x\mp ia_y$.

В случае резонанса с зоной тяжелых дырок для оператора рассеяния $\hat{\Gamma}^{hh}$ имеем

$$\hat{\Gamma}^{hh} = A_{hh}\hat{\hat{\Gamma}}^{hh}, \quad \hat{\hat{\Gamma}}^{hh} = (\mathbf{e}_{1\parallel}\cdot\mathbf{e}^*_{2\parallel} - i\sigma_z a_z)e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}};$$
$$A_{hh} = \frac{1}{2}\frac{P^2}{E_g^{hh} - \Omega}, \tag{26}$$

$(E_g^{hh} = E_0 + \varepsilon_1^e + \varepsilon_1^{hh})$, $\mathbf{e}_\parallel = (e_x, e_y, 0)$. Для матричных элементов этого оператора находим

$$\bar{\Gamma}^{hh}_{++} = I\left(\mathcal{E}_-^{(-1)} + \mathcal{E}_+^{(-1)}\frac{\Delta_R}{\omega_c}\left(1 - \frac{q^2l^2}{2}\right)\right),$$
$$\bar{\Gamma}^{hh}_{--} = I\mathcal{E}_+^{(-1)}, \quad \bar{\Gamma}^{hh}_{\pm\mp} = -iI\mathcal{E}_+^{(-1)}\frac{\alpha q_\mp}{\omega_c}. \tag{27}$$

Для резонансного рассеяния с участием зоны легких дырок оператор рассеяния $\hat{\Gamma}^{lh}$ имеет вид

$$\hat{\Gamma}^{lh} = A_{lh}\hat{\hat{\Gamma}}^{lh},$$
$$\hat{\hat{\Gamma}}^{lh} = \Big(\mathbf{e}_{1\parallel}\cdot\mathbf{e}^*_{2\parallel} + 4e_{1z}e^*_{2z} -$$
$$- 2i\boldsymbol{\sigma}_\parallel\cdot\mathbf{a}_\parallel + i\sigma_z a_z\Big)e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}};$$
$$A_{lh} = \frac{1}{6}\frac{P^2}{E_g^{lh} - \Omega}, \tag{28}$$

$(E_g^{lh} = E_0 + \varepsilon_1^e + \varepsilon_1^{lh})$, $\mathbf{a}_\parallel = (a_x, a_y, 0)$. Матричные элементы оператора $\hat{\Gamma}^{lh}$ равны:

$$\bar{\Gamma}^{lh}_{++} = I\left(\mathcal{E}_+^{(3)} + \mathcal{E}_-^{(3)}\frac{\Delta_R}{\omega_c}\left(1 - \frac{q^2l^2}{2}\right) -\right.$$
$$\left. - 4\alpha\frac{\mathbf{q}\cdot\mathbf{a}}{\omega_c}\right), \quad \bar{\Gamma}^{lh}_{--} = I\mathcal{E}_-^{(3)},$$
$$\bar{\Gamma}^{lh}_{\pm\mp} = -iI\left(2a_\mp + \mathcal{E}_-^{(3)}\frac{\alpha q_\mp}{\omega_c}\right). \tag{29}$$

Для более удобного написания формул (27), (29) введено обозначение $\mathcal{E}_\pm^{(s)} = \mathcal{E}_\pm + se_{1z}e^*_{2z}$ ($s = -1$ для тяжелых дырок, $s = 3$ для легких дырок).

В качестве характеристики рассеяния будем использовать величину $\bar{R}$, связанную с R из (1) соотношением $R = A^2\bar{R}$. Предполагается выполнение условия $\Delta \gg T$, поэтому рассматривается только стоксовская компонента неупругого рассеяния. Для резонанса со спин-отщепленной зоной, используя формулы (22), (23), (25), находим для упругого и неупругого рассеяния следующие выражения:

$$\bar{R}^{el}_{so} = \frac{\delta(\omega)}{2l^2}I^2\Bigg[\nu_+(1-\nu_+)\times$$
$$\times\left|\mathcal{E}_+ + \frac{\Delta_R}{\omega_c}\mathcal{E}_-\left(1 - \frac{q^2l^2}{2}\right) + 2\frac{\alpha\mathbf{q}\cdot\mathbf{a}}{\omega_c} +\right.$$
$$\left.+\frac{2\alpha(\nu_+-\nu_-)I^2}{\epsilon_0 a_B\Delta}\left(\hat{\mathbf{q}}\cdot\mathbf{a} - \frac{\alpha q}{\omega_c}\mathcal{E}_-\right)\right|^2 + \nu_-(1-\nu_-)\times$$
$$\times\left|\mathcal{E}_- + \frac{2\alpha(\nu_+-\nu_-)I^2}{\epsilon_0 a_B\Delta}\left(\hat{\mathbf{q}}\cdot\mathbf{a} - \frac{\alpha q}{\omega_c}\mathcal{E}_-\right)\right|^2\Bigg], \tag{30}$$

$$\bar{R}^{inel}_{so}(\omega) = \frac{\nu_+-\nu_-}{8l^2\Delta\omega_0}I^2\left|(\omega_0-\Delta)\left(\mathcal{A}_- - \frac{\alpha q}{\omega_c}\mathcal{E}_-\right) -\right.$$
$$\left.-(\omega_0+\Delta)\left(\mathcal{A}_+ - \frac{\alpha q}{\omega_c}\mathcal{E}_-\right)\right|^2\delta(\omega-\omega_0). \tag{31}$$

Здесь $\mathcal{A}_\pm = \hat{\mathbf{q}}\cdot\mathbf{a} \pm i[\hat{\mathbf{q}}\times\mathbf{a}]_z$, $\nu_\pm$ — факторы заполнения нижнего (+) и верхнего (−) спиновых подуровней нулевого уровня Ландау ($\nu_+ + \nu_- = \nu$).

Аналогично для других резонансных случаев получаем

$$\bar{R}^{el}_{hh} = \frac{\delta(\omega)}{2l^2}I^2\Bigg[\nu_+(1-\nu_+)\times$$
$$\times\left|\mathcal{E}_-^{(-1)} + \frac{\Delta_R}{\omega_c}\mathcal{E}_+^{(-1)}\left(1 - \frac{q^2l^2}{2}\right) -\right.$$
$$\left.-\frac{2\alpha^2 q(\nu_+-\nu_-)I^2}{\epsilon_0 a_B\Delta\omega_c}(\mathcal{E}_+^{(-1)})\right|^2 + \nu_-(1-\nu_-)\times$$
$$\times\left|\mathcal{E}_+^{(-1)} - \frac{2\alpha^2 q(\nu_+-\nu_-)I^2}{\epsilon_0 a_B\Delta\omega_c}\left(\mathcal{E}_+^{(-1)}\right)\right|^2\Bigg], \tag{32}$$

$$\bar{R}^{inel}_{hh}(\omega) = \frac{(\nu_+-\nu_-)\Delta}{2l^2\omega_0}I^2\left(\frac{\alpha q}{\omega_c}\right)^2\times$$
$$\times|\mathcal{E}_+^{(-1)}|^2\delta(\omega-\omega_0), \tag{33}$$

$$\bar{R}^{el}_{lh} = \frac{\delta(\omega)}{2l^2}I^2\Bigg[\nu_+(1-\nu_+)\times$$
$$\times\left|\mathcal{E}_+^{(3)} + \frac{\Delta_R}{\omega_c}\mathcal{E}_-^{(3)}\left(1 - \frac{q^2l^2}{2}\right) - \frac{4\alpha\mathbf{q}\cdot\mathbf{a}}{\omega_c} -\right.$$
$$\left.-\frac{2\alpha(\nu_+-\nu_-)I^2}{\epsilon_0 a_B\Delta}\left(2\hat{\mathbf{q}}\cdot\mathbf{a} + \frac{\alpha q}{\omega_c}\mathcal{E}_-^{(3)}\right)\right|^2 + \nu_-(1-\nu_-)\times$$
$$\times\left|\mathcal{E}_-^{(3)} - \frac{2\alpha(\nu_+-\nu_-)I^2}{\epsilon_0 a_B\Delta}\left(2\hat{\mathbf{q}}\cdot\mathbf{a} + \frac{\alpha q}{\omega_c}\mathcal{E}_-^{(3)}\right)\right|^2\Bigg], \tag{34}$$

$$\bar{R}^{inel}_{lh}(\omega)=\frac{\nu_+-\nu_-}{8l^2\Delta\omega_0}I^2\left|(\omega_0-\Delta)\left(2\mathcal{A}_-+\frac{\alpha q}{\omega_c}\mathcal{E}^{(3)}_-\right)-\right.$$
$$\left.-(\omega_0+\Delta)\left(2\mathcal{A}_++\frac{\alpha q}{\omega_c}\mathcal{E}^{(3)}_-\right)\right|^2\delta(\omega-\omega_0). \quad (35)$$

При отсутствии СОВ ($\alpha=0$) выражения для сечений сильно упрощаются:

$$\bar{R}^{el}_{so}=\frac{\delta(\omega)}{2l^2}\times$$
$$\times I^2\left[\nu_+(1-\nu_+)\left|\mathcal{E}_+\right|^2+\nu_-(1-\nu_-)\left|\mathcal{E}_-\right|^2\right], \quad (36)$$

$$\bar{R}^{inel}_{so}(\omega)=\frac{\bar{R}^{inel}_{lh}(\omega)}{4}=$$
$$=\frac{\nu_+-\nu_-}{2l^2}I^2\left|\mathcal{A}_+\right|^2\delta(\omega-\Delta_Z), \quad (37)$$
$$\left(\left|\mathcal{A}_+\right|^2=\left|a_+\right|^2\equiv\left|e_{1z}(e_{2-})^*-e_{1+}e^*_{2z}\right|^2\right),$$

$$\bar{R}^{el}_{hh}=\frac{\delta(\omega)}{2l^2}I^2\left[\nu_+(1-\nu_+)\left|\mathcal{E}^{(-1)}_-\right|^2+\right.$$
$$\left.+\nu_-(1-\nu_-)\left|\mathcal{E}^{(-1)}_+\right|^2\right], \quad (38)$$

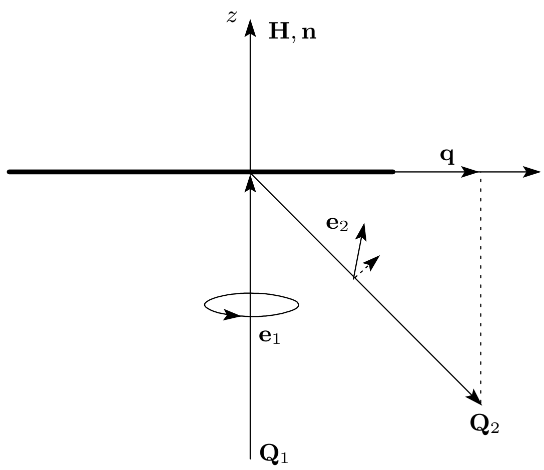
$$\bar{R}^{inel}_{hh}(\omega)=0, \quad (39)$$

$$\bar{R}^{el}_{lh}=\frac{\delta(\omega)}{2l^2}I^2\left[\nu_+(1-\nu_+)\left|\mathcal{E}^{(3)}_+\right|^2+\right.$$
$$\left.+\nu_-(1-\nu_-)\left|\mathcal{E}^{(3)}_-\right|^2\right]. \quad (40)$$

Формула (37) описывает рамановское спин-флип-рассеяние света на зеемановском переходе. Соответствующий результат для объемного полупроводника получен в работах [19, 20]. Как следует из формул (24), (26), (28), в отличие от резонансов со спин-отщепленной зоной и зоной легких дырок, при резонансе с зоной тяжелых дырок в оператор рассеяния не входят x-, y-компоненты $\boldsymbol{\sigma}$. В результате недиагональные компоненты оператора $\hat{\Gamma}^{hh}$ отличны от нуля только в присутствии СОВ. Как следствие, при $\alpha=0$ неупругое (спин-флип) рассеяние для этого резонанса отсутствует (формула (39)).

5. ЧАСТНАЯ ГЕОМЕТРИЯ

Как частный случай, рассмотрим следующую геометрию: по нормали к поверхности падает



Пример геометрии рассеяния: $\mathbf{Q}_{1,2}$ — волновые векторы падающей (рассеянной) волн, пунктирной стрелкой показана проекция вектора поляризации рассеянной волны $\mathbf{e}_2$ на плоскость x, y

луч правой (левой) круговой поляризации $\mathbf{e}_1=(1, i\xi, 0)/\sqrt{2}$, $\xi=\pm1$, вектор поляризации рассеянной волны $\mathbf{e}_2$ произволен (см. рисунок). При этом

$$\mathbf{e}_1\cdot\mathbf{e}^*_2=(e^*_{2x}+i\xi e^*_{2y})/\sqrt{2}, \quad a_z=-i\xi(e^*_{2x}+i\xi e^*_{2y})/\sqrt{2},$$
$$a_x=i\xi e^*_{2z}/\sqrt{2}, \quad a_y=-e^*_{2z}/\sqrt{2}$$

и для сечений рассеяния из (36)–(40) находим

$$\bar{R}^{el}_{so}=\bar{R}^{el}_{lh}=\frac{\delta(\omega)}{4l^2}I^2|e_{2x}-i\xi e_{2y}|^2\times$$
$$\times\left[\nu_+(1-\nu_+)(1+\xi)^2+\nu_-(1-\nu_-)(1-\xi)^2)\right], \quad (41)$$

$$\bar{R}^{el}_{hh}=\frac{\delta(\omega)}{4l^2}I^2|e_{2x}-i\xi e_{2y}|^2\times$$
$$\times\left[\nu_+(1-\nu_+)(1-\xi)^2+\nu_-(1-\nu_-)(1+\xi)^2)\right], \quad (42)$$

$$\bar{R}^{inel}_{so}(\omega)=\frac{\bar{R}^{inel}_{lh}(\omega)}{4}=$$
$$=\frac{\nu_+-\nu_-}{4l^2}I^2|e_{2z}|^2(1-\xi)^2\delta(\omega-\Delta_Z). \quad (43)$$

Как следует из формул (41)–(43), при $\nu<1$, когда заполняется только нижний подуровень, при левой круговой поляризации ($\xi=-1$) упругое рассеяние на спин-отщепленной зоне и зоне легких дырок равно нулю. При $\nu>1$, когда начинает заполняться верхний подуровень, при правой круговой поляризации ($\xi = 1$) упругое рассеяние с участием этих зон также равно нулю. В случае упругого рассеяния на валентной зоне тяжелых дырок наблюдается обратная ситуация. Сечение неупругого рассеяния на спин-отщепленной зоне и зоне легких дырок равно нулю при правой круговой поляризации ($\xi = 1$). Эти результаты являются следствием правил отбора, вытекающих из закона сохранения момента количества движения (например, поскольку спин фотона равен единице, комбинируют состояния с моментами $1/2$ и $-1/2$, $1/2$ и $3/2$, но не $-1/2$ и $3/2$ и т. п.). Покажем, что учет СОВ снимает эти запреты.

Для ориентированной двумерной системы (нормали к плоскости системы $\mathbf{n}$ и $-\mathbf{n}$ не эквивалентны) существует спин-орбитальное взаимодействие [16]. При этом для сечений рассеяния нужно использовать формулы (30)–(35). Например, для резонанса со спин-отщепленной зоной в выбранной геометрии из (30), (31) находим

$$\bar{R}^{el}_{so} = \frac{\delta(\omega)}{4l^2} I^2 \Bigg[\nu_+(1-\nu_+) \times \\ \times \Bigg| (e^*_{2x} + i\xi e^*_{2y}) \left[(1+\xi)\frac{\Delta_R}{\omega_c}\left(1 - \frac{q^2 l^2}{2}\right)(1-\xi)\right] + \\ + 2\frac{\alpha q}{\omega_c} i e^*_{2z}(\xi\hat{q}_x + i\hat{q}_y) + \frac{2\alpha(\nu_+ - \nu_-)I^2}{\epsilon_0 a_B \Delta} \times \\ \times \left(i e^*_{2z}(\xi\hat{q}_x + i\hat{q}_y) - \frac{\alpha q}{\omega_c}(e^*_{2x} + i\xi e^*_{2y})(1-\xi)\right)\Bigg|^2 + \\ + \nu_-(1-\nu_-)\Bigg| (e^*_{2x} + i\xi e^*_{2y})(1-\xi) + \\ + \frac{2\alpha(\nu_+ - \nu_-)I^2}{\epsilon_0 a_B \Delta}\Big(i e^*_{2z}(\xi\hat{q}_x + i\hat{q}_y) - \\ - \frac{\alpha q}{\omega_c}(e^*_{2x} + i\xi e^*_{2y})(1-\xi)\Big)\Bigg|^2\Bigg], \tag{44}$$

$$\bar{R}^{inel}_{so}(\omega) = \frac{\nu_+ - \nu_-}{16 l^2 \Delta\omega_0} I^2 \Bigg| (\omega_0 - \Delta) \times \\ \times \left[i\hat{q}_+ e^*_{2z}(1+\xi) - \frac{\alpha q}{\omega_c}(e^*_{2x} + i\xi e^*_{2y})(1-\xi)\right] - (\omega_0 + \Delta) \times \\ \times \left[i\hat{q}_- e^*_{2z} - \frac{\alpha q}{\omega_c}(e^*_{2x} + i\xi e^*_{2y})\right](1-\xi)\Bigg|^2 \delta(\omega - \omega_0). \tag{45}$$

Из полученных формул следует, что в присутствии СОВ сечения рассеяния не обращаются в нуль и различны для $\xi = 1$ и $\xi = -1$. Видна также принципиальная возможность определения знака эффективного параметра СОВ α. Продемонстрируем эту возможность на частном примере. Пусть рассеянный луч линейно поляризован, а его волновой вектор лежит в плоскости xz (ось x естественно выбрать вдоль вектора $\mathbf{q}$) и составляет, например, угол $\theta = \pi/4$ с нормалью $\mathbf{n}$ к плоскости системы (рисунок). В силу ортогональности волнового вектора рассеянной волны и ее вектора поляризации $\mathbf{e}_2$ имеем $e_{2z} = -e_{2x}$. В результате получаем из (44) для сечения при $1 < \nu < 2$

$$\bar{R}^{el}_{so} = \frac{I^2 \nu_-(1-\nu_-)}{4l^2} \times \\ \times \delta(\omega)\left[e^2_{2x}(1-\xi)^2 + ((1-\xi)e_{2y} - b e_{2x})^2\right], \\ \nu_- = \nu - 1. \tag{46}$$

Выражение (46) написано в предположении, что $\alpha q/\omega_c \ll 1$. Параметр $b = 2\alpha(2-\nu)I^2/(\epsilon_0 a_B \Delta)$ определяет влияние СОВ на сечение рассеяния. Он может иметь величину порядка единицы, несмотря на типичную малость α. Например, для системы на основе GaAs при $\alpha = 4 \cdot 10^5$ см/с, $H = 5$ Тл, $a_B \approx \approx 10^{-6}$ см, $\nu = 1.5$ имеем $b \approx 2.3$. В случае падающей волны с левой круговой поляризацией ($\xi = -1$) множитель в квадратных скобках формулы (46) оказывается чувствительным к знаку α. Нетрудно видеть, что разность сечений для рассеянных волн с разными знаками y-компонент вектора $\mathbf{e}_2$ (например, для $\mathbf{e}_2 = (1, 1, -1)/\sqrt{3}$ и $\tilde{\mathbf{e}}_2 = (1, -1, -1)/\sqrt{3}$) пропорциональна константе α.

Приведем для полноты выражения для сечений рассеяния в отсутствие спинового расщепления ($\alpha = 0, g = 0$). В этом случае имеется только упругое рассеяние, и для сечений из (36)–(40) находим

$$R_{so} = \frac{I^2 \nu(2-\nu)}{4l^2}\delta(\omega)\left(|\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}^*_2|^2 + |\mathbf{a}|^2 \right), \tag{47}$$

$$R_{hh} = \frac{I^2 \nu(2-\nu)}{4l^2}\delta(\omega)\left(|\mathbf{e}_{1\parallel} \cdot \mathbf{e}^*_{2\parallel}|^2 + |a_z|^2 \right), \tag{48}$$

$$R_{lh} = \frac{I^2 \nu(2-\nu)}{4l^2} \times \\ \times \delta(\omega)\left(|\mathbf{e}_{1\parallel} \cdot \mathbf{e}^*_{2\parallel} + 4 e_{1z} e^*_{2z}|^2 + 4|\mathbf{a}_\parallel|^2 + |a_z|^2 \right). \tag{49}$$

Здесь учтено, что в тепловом равновесии $\nu_+ = = \nu_- = \nu/2$.

Таким образом, в данной работе рассмотрено упругое и неупругое рассеяние света в двумерном случае в сильном магнитном поле. Выражение для сечения удалось записать в виде суммы рэлеевского, стоксова и антистоксова вкладов (уравнения (22), (23)), причем два последних соответствуют частоте ω_0 межподзонного плазмона для двух компонент расщепленного нулевого уровня Ландау. Роль СОВ оказывается существенной: только благодаря СОВ имеется дисперсия упомянутого плазмона (ω_0 зависит от q) и снимается ряд запретов на рассеяние света круговой поляризации с участием различных дырочных подзон.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 11-02-00060) и в рамках программ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Пинзак, Е. Бурштейн, в Сб.: *Рассеяние света в твердых телах*, под ред. М. Кардона, Мир, Москва (1979), Вып. I, с. 38.
2. М. В. Клейн, в Сб.: *Рассеяние света в твердых телах*, под ред. М. Кардона, Мир, Москва (1979), Вып. I, с. 174.
3. F. T. Vasko and O. E. Raichev, *Quantum Kinetic Theory and Applications. Electrons, Photons, Phonons*, Springer-Verlag New York Inc., New York (2005).
4. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Harrow, U.K. Alpha Science (2005).
5. Г. Абстрейтер, М. Кардона, А. Пинчук, в Сб.: *Рассеяние света в твердых телах*, под ред. М. Кардона, Мир, Москва (1986), Вып. IV, с. 12.
6. S. Haacke, Rep. Prog. Phys. **64**, 737 (2001).
7. L. V. Kulik, K. Ovchinnikov, A. S. Zhuravlev et al., Phys. Rev. B **85**, 113403 (2012).
8. I. K. Drozdov, L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 136804 (2010).
9. L. V. Kulik, S. Dickmann, I. K. Drozdov et al., Phys. Rev. B **79**, 121310(R) (2009).
10. V. Bellani, F. Rossella, M. Amado et al., Phys. Rev. B **83**, 193307(R) (2011).
11. Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, М. В. Энтин, ЖЭТФ **119**, 175 (2001).
12. Р. З. Витлина, Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **88**, 762 (2008).
13. Р. З. Витлина, Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **137**, 112 (2010).
14. Р. З. Витлина, Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, ЖЭТФ **140**, 323 (2011).
15. F. A. Blum, Phys. Rev. B **1**, 1125 (1970).
16. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
17. Ю. А. Бычков, В. И. Мельников, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **98**, 717 (1990).
18. A. V. Chaplik, L. I. Magarill, and R. Z. Vitlina, in Proc. of 18th International Simposium "*Nanostructures: Physics and Technology*", St. Petersburg (2010), p. 57.
19. В. П. Макаров, ЖЭТФ **55**, 704 (1968).
20. Y. Yafet, Phys. Rev. **152**, 858 (1966).