

# Неупругое рассеяние света двумерной электронной системой с рашбовским спин-орбитальным взаимодействием

Р. З. Витлина<sup>+</sup>, Л. И. Магарилл<sup>+\*</sup>, А. В. Чаплик<sup>+\*1)</sup>

<sup>+</sup>Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 30 января 2012 г.

Теоретически исследовано неупругое рассеяние света электронами двумерной системы с учетом рашбовского спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в зоне проводимости. Рассматривался случай резонансного рассеяния: частота падающего (и рассеянного) света близка к эффективному расстоянию между зоной проводимости и спин-отщепленной зоной полупроводника типа  $A_{III}B_{V}$ . Показано, что в отличие от случая отсутствия СОВ в спектре рассеяния света имеется плазмонный пик даже при строго перпендикулярных векторах поляризации падающего и рассеянного света. В определенной геометрии в спектре можно наблюдать особенности, обусловленные только одночастичными переходами. Кроме того, показано, что в общем случае эллиптически поляризованного падающего и рассеянного света амплитуда плазмонного пика оказывается чувствительной к знаку эффективной константы рашбовского СОВ и знакам фаз векторов поляризации. Этот факт может быть использован для определения знака константы Рашба.

**Введение.** Хорошо известно, что в спектре комбинационного рассеяния свободных двумерных электронов можно выделить два вклада. Один из них отвечает коллективным колебаниям (плазмонам) 2D-электронной системы. Обычно он называется в литературе вкладом от колебаний зарядовой плотности (*charge density excitations*) или экранированным рассеянием. Сдвиг частоты при этом равен частоте 2D-плазмона с импульсом, равным проекции переданного при рассеянии импульса на плоскость системы. Интенсивность соответствующего пика в сечении рассеяния максимальна при параллельных поляризациях падающего и рассеянного фотонов и обращается в нуль, если их поляризации ортогональны.

Второй вклад с характерным сдвигом частоты порядка  $qv_F$ , где  $q$  – передача импульса,  $v_F$  – фермиевская скорость, соответствует одночастичным процессам (*single particle excitations*). Он максимален при ортогональных поляризациях фотонов и обращается в нуль, если поляризации параллельны.

В предлагаемой работе мы покажем, что учет спин-орбитального взаимодействия (СОВ) существенно меняет спектр комбинационного рассеяния. В частотной зависимости сечения появляется дополнительный пик (весьма нетривиальной формы) при сдвиге частоты, равном спиновому расщеплению зоны на фермиевском импульсе. Качественно меняются поляризационные зависимости. В частности, плазмонный пик имеется также и при скрещенных поля-

ризациях. Наконец, нарушается симметрия по отношению к знаку круговой поляризации падающей волны: сечение рассеяния оказывается инвариантным относительно одновременного изменения знаков поляризации и константы СОВ, что позволяет в принципе определить знак этой константы из эксперимента.

**Вывод выражений для сечения.** В RPA-приближении дифференциальное сечение рассеяния в 2D-случае можно представить в виде [1–3]

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

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

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

Здесь  $\omega_{1,2}$  – частоты падающего и рассеянного света,  $\mathbf{q} = \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2$ ,  $\mathbf{q}_{1,2}$  – 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,  $J(\mathbf{q}) = e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}$ ,  $\beta$  – набор квантовых чисел, характеризующих состояние электрона в зоне проводимости,  $S$  – нормиро-

<sup>1)</sup> e-mail: chaplik@isp.nsc.ru

вочная площадь системы,  $\kappa$  – фоновая диэлектрическая проницаемость,  $\hat{\gamma}$  – оператор рассеяния. Здесь и далее  $\hbar = 1$ . Продольная диэлектрическая проницаемость электронов в зоне проводимости  $\epsilon$  выражается через поляризационный оператор  $\Pi(\omega, q)$ :

$$\epsilon(\omega, q) = 1 + \frac{2\pi e^2}{q\kappa} \Pi(\omega, q),$$

$$\Pi(\omega, q) = \frac{1}{S} \sum_{\beta'\beta} |J_{\beta'\beta}(\mathbf{q})|^2 F_{\beta'\beta}, \quad (3)$$

где

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

$f_{\beta} \equiv f(\epsilon_{\beta})$ ,  $f(\epsilon)$  – функция Ферми,  $\epsilon_{\beta}$  – энергия электрона в зоне проводимости,  $\epsilon_{\beta\beta'} = \epsilon_{\beta} - \epsilon_{\beta'}$ . Если пренебречь кулоновским взаимодействием между электронами ( $2\pi e^2/q\kappa \rightarrow 0$ ), то сечение рассеяния (1) приобретает вид, характерный для одночастичного рассеяния:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega_2}{\omega_1} \left(\frac{e}{c}\right)^4 \frac{n_{\omega} + 1}{S} \sum_{\beta',\beta} \delta(\omega + \epsilon_{\beta\beta'}) (f_{\beta} - f_{\beta'}) |\gamma_{\beta'\beta}|^2. \quad (5)$$

Обычно сечение комбинационного рассеяния света определяется квадратом классического электронного радиуса  $r_0 = e^2/m_0c^2$ . Однако вблизи резонанса оно может во много раз усиливаться. Далее будет рассматриваться резонансная ситуация, когда  $\omega_1$  близка к  $E_0 + \Delta_0$ , т.е. резонанс со спин-отщепленной зоной ( $E_0, \Delta_0$  – зонные параметры объемного полупроводника типа  $A_{III}B_{IV}$ ). В этом случае оператор рассеяния  $\hat{\gamma}$  имеет вид (см., например, [2, 3])

$$\hat{\gamma} = \hat{\gamma}_1 + \hat{\gamma}_2, \quad \hat{\gamma}_1 = A(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2^*)J(\mathbf{q}),$$

$$\hat{\gamma}_2 = iA(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{a})J(\mathbf{q}), \quad A = \frac{1}{3} \frac{P^2}{E_g - \omega_1}. \quad (6)$$

Здесь  $E_g = E_0 + \Delta_0 + \epsilon_c + \epsilon_{so}$  – эффективная ширина запрещенной зоны с учетом размерного квантования,  $\epsilon_c, \epsilon_{so}$  – нижние уровни размерного квантования в зоне проводимости и спин-отщепленной зоне,  $\mathbf{a} = [\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2^*]$ ,  $P \equiv p_{cv}/m_0$  – параметр Кейна,  $\mathbf{e}_{1,2}$  – векторы поляризации падающего и рассеянного света. Подстановка (6) в (1) приводит к выражению, содержащему четыре характерных вклада в рассеяние:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} = \frac{\omega_2}{\omega_1} \left(\frac{e}{c}\right)^4 \frac{n_{\omega} + 1}{\pi} R(\omega), \quad R(\omega) = \sum_{j=1}^4 R_j(\omega), \quad (7)$$

где

$$R_1(\omega) = -\frac{A^2\kappa q}{2\pi e^2} |\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2^*|^2 \text{Im} \frac{1}{\epsilon}, \quad (8)$$

$$R_2(\omega) = \frac{\pi}{S} \sum_{\beta'\beta} \delta(\omega + \epsilon_{\beta\beta'}) (f_{\beta} - f_{\beta'}) |(\gamma_2)_{\beta'\beta}|^2, \quad (9)$$

$$R_3(\omega) = -\frac{2\pi e^2}{q\kappa} \text{Im} \frac{Z\tilde{Z}}{\epsilon}, \quad (10)$$

$$R_4(\omega) = A \text{Im} \left\{ \frac{1}{\epsilon} [(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2^*)Z + (\mathbf{e}_1^*\mathbf{e}_2)\tilde{Z}] \right\}. \quad (11)$$

Величины  $Z$  и  $\tilde{Z}$  даются формулами для  $L_1$  и  $\tilde{L}_1$  в (2) с заменой  $\gamma$  на  $\gamma_2$ .

Вклад  $R_1$  определяет рассеяние света флуктуациями зарядовой плотности. Как функция частоты  $\omega$  он ведет себя подобно плазмонному поглощению. Вклад  $R_2$  определяет незранируемый механизм рассеяния света и носит одночастичный характер. Нетрудно доказать, что в отсутствие спин-орбитального взаимодействия в зоне проводимости величины  $Z$  и  $\tilde{Z}$  тождественно равны нулю. Действительно, в этом случае спектр электронов не зависит от спинового квантового числа. Как следствие, от спиновых чисел не зависят величины  $F_{\beta'\beta}$ , а матричные элементы  $J_{\beta'\beta}$  диагональны по ним и также от них не зависят. В результате, используя выражение для  $\hat{\gamma}_2$  (6), можно записать  $Z \propto \text{sp}_{\sigma}(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{a}^*) \equiv 0$  ( $\text{sp}_{\sigma}$  – шпур в спиновом пространстве). Отсюда сразу следует, что в отсутствие СОВ вклады  $R_3$  и  $R_4$  исчезают.

Формулы (8)–(11) носят общий характер. Они справедливы для любого гамильтониана, описывающего электроны в зоне проводимости. В данной работе мы будем рассматривать неупругое рассеяние света для так называемой рашбовской плоскости – двумерного электронного газа в присутствии СОВ. Электроны зоны проводимости для такой системы описываются гамильтонианом [4]

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \alpha(\boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{p}, \mathbf{n}]), \quad (12)$$

где  $\mathbf{p}$  – оператор двумерного импульса электрона,  $m$  – эффективная масса,  $\alpha$  – константа рашбовского СОВ,  $\boldsymbol{\sigma}$  – вектор матриц Паули,  $\mathbf{n}$  – орт нормали к плоскости системы. Волновые функции и спектр гамильтониана (12) имеют вид

$$\psi_{\mathbf{p},\mu} = \frac{e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}}}{\sqrt{2S}} \begin{pmatrix} i\mu e^{-i\varphi_{\mathbf{p}}} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \epsilon_{\mathbf{p},\mu} = \frac{p^2}{2m} + \mu\alpha p. \quad (13)$$

Параметр  $\mu = \pm 1$  нумерует две ветви спиново расщепленного спектра двумерного электронного газа.

Чтобы вычислить сечение (7), понадобятся следующие матричные элементы:

$$(\gamma_2)_{\beta'\beta} = \frac{iA}{2} \delta_{\mathbf{p}', \mathbf{p}+\mathbf{q}} \left[ ia_x (\mu e^{-i\varphi_p} - \mu' e^{i\varphi_{p'}}) - a_y (\mu e^{-i\varphi_p} + \mu' e^{i\varphi_{p'}}) + a_z (\mu \mu' e^{i(\varphi_{p'} - \varphi_p)} - 1) \right], \quad (14)$$

$$J_{\beta'\beta} = \frac{1}{2} \delta_{\mathbf{p}', \mathbf{p}+\mathbf{q}} \left( 1 + \mu \mu' e^{i(\varphi_{p'} - \varphi_p)} \right), \quad (15)$$

$$(\gamma_2^*)_{\beta'\beta} J_{\beta'\beta} = \frac{A}{2} \delta_{\mathbf{p}', \mathbf{p}+\mathbf{q}} \left[ -ia_x^* (\mu \sin \varphi_p + \mu' \sin \varphi_{p'}) + ia_y^* (\mu \cos \varphi_p + \mu' \cos \varphi_{p'}) + a_z^* \mu \mu' \sin (\varphi_p - \varphi_{p'}) \right]. \quad (16)$$

Ось  $z$  выбрана вдоль нормали  $\mathbf{n}$ . Соответственно рассматриваемая 2D-система лежит в плоскости  $(xy)$ , причем ось  $x$  направлена вдоль вектора  $\mathbf{q}$ . Таким образом, ортами выбранной нами системы являются  $\mathbf{q}/q$ ,  $[\mathbf{n}, \mathbf{q}]/q$  и  $\mathbf{n}$ .

Используя (14)–(16), находим выражения для входящих в  $R_1$ ,  $R_3$  и  $R_4$  величин  $\Pi$  и  $Z$  (индексами “(d)” и “(nd)” помечены диагональный и недиагональный по  $\mu$  вклады в соответствующую величину):

$$\Pi = \Pi^{(d)} + \Pi^{(nd)}, \quad \Pi^{(d)} = \frac{1}{2\pi^2} \sum_{\mu=\pm 1} \int_0^\infty dp p \int_0^\pi d\varphi F_\mu^{(d)}, \quad (17)$$

$$\Pi^{(nd)} = \frac{q^2}{8\pi^2} \sum_{\mu=\pm 1} \int_0^\infty \frac{dp}{p} \int_0^\pi d\varphi \sin^2 \varphi F_\mu^{(nd)}, \quad (18)$$

$$Z = ia_y \bar{Z}, \quad \bar{Z} = -ia_y \bar{Z}, \quad \bar{Z} = \bar{Z}^{(d)} + \bar{Z}^{(nd)}, \quad \bar{Z}^{(d)} = \frac{A}{2\pi^2} \sum_{\mu=\pm 1} \mu \int_0^\infty dp p \int_0^\pi d\varphi \cos \varphi F_\mu^{(d)}, \quad (19)$$

$$\bar{Z}^{(nd)} = -\frac{Aq}{4\pi^2} \sum_{\mu=\pm 1} \mu \int_0^\infty dp \int_0^\pi d\varphi \sin^2 \varphi F_\mu^{(nd)}. \quad (20)$$

Аналогично для  $R_2$  имеем

$$R_2(\omega) = R_2^{(d)} + R_2^{(nd)}, \quad R_2^{(d)}(\omega) = \frac{A^2}{2\pi^2} \text{Im} \sum_{\mu=\pm 1} \int_0^\infty dp p \int_0^\pi d\varphi (|a_x|^2 \sin^2 \varphi + |a_y|^2 \cos^2 \varphi) F_\mu^{(d)}, \quad (21)$$

$$R_2^{(nd)}(\omega) = \frac{A^2}{2\pi^2} \text{Im} \sum_{\mu=\pm 1} \int_0^\infty dp p \int_0^\pi d\varphi [ |a_x|^2 \cos^2 \varphi + |a_y|^2 \sin^2 \varphi + |a_z|^2 + 2\mu \text{Im}(a_x a_z^*) \cos \varphi ] F_\mu^{(nd)}. \quad (22)$$

В формулы (17)–(22) входят функции  $F_\mu^{(d)}$  и  $F_\mu^{(nd)}$ . Они даются выражениями

$$F_\mu^{(d)}(p, \varphi) = \frac{f[\varepsilon_{p\mu} + q(v + \mu\alpha) \cos \varphi] - f(\varepsilon_{p\mu})}{\omega + i\delta - q(v + \mu\alpha) \cos \varphi}, \quad F_\mu^{(nd)}(p, \varphi) = \frac{f[\varepsilon_{p, -\mu} + q(v - \mu\alpha) \cos \varphi] - f(\varepsilon_{p\mu})}{\omega + i\delta + 2\mu\alpha p - q(v - \mu\alpha) \cos \varphi}, \quad (23)$$

где  $v = p/m$ . Приведенные выше выражения (17)–(22) получены в приближении  $q/p_F \ll 1$ ,  $\alpha/v_F \ll 1$ ,  $|\omega| \ll \varepsilon_F$ , где  $\varepsilon_F = \pi n_s/m$  – энергия Ферми 2D-электронного газа концентрации  $n_s$  в отсутствие СОВ,  $p_F$ ,  $v_F$  – импульс и скорость Ферми соответственно.

В отсутствие спин-орбитального взаимодействия ( $\alpha = 0$ ) сумма  $R_2^{(d)} + R_2^{(nd)}$  переходит в

$$R_2(\omega) = \frac{A^2}{\pi^2} |\mathbf{a}|^2 \text{Im} \int_0^\infty p dp \int_0^\pi d\varphi \frac{f(\varepsilon_p + qv \cos \varphi) - f(\varepsilon_p)}{\omega + i\delta - qv \cos \varphi}. \quad (24)$$

Для 3D-случая соответствующий результат был получен в [5].

Формулы (10), (11) для  $R_3$  и  $R_4$  теперь могут быть представлены в виде

$$R_3(\omega) = -\frac{2\pi e^2}{\kappa q} |a_y|^2 \text{Im} \frac{\bar{Z}^2}{\epsilon}, \quad (25)$$

$$R_4(\omega) = -2A \text{Im} \left[ (\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2^*) a_y^* \right] \text{Im} \frac{\bar{Z}}{\epsilon}. \quad (26)$$

Проанализируем выписанные выражения. Прежде всего отметим, что величины  $\Pi$  и  $R_2$  являются четными функциями, а  $\bar{Z}$  – нечетной функцией рашбовского параметра  $\alpha$ . Это видно из явных выражений (17)–(23). В эти формулы входят лишь произведения  $\alpha\mu$ , а по  $\mu$  идет суммирование ( $\mu = \pm 1$ ). Отсюда можно заключить, что вклады  $R_1$ ,  $R_2$  и  $R_3$  не зависят от знака  $\alpha$ , а вклад  $R_4$  меняет знак при смене знака этого параметра.

Далее будем рассматривать только стоксовы процессы ( $\omega > 0$ ). Если векторы поляризации падающей и рассеянной волн строго параллельны ( $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2$ ), то вклад в сечение рассеяния дает только  $R_1$ . При этом в спектре рассеяния имеется два пика: на частоте 2D-плазмона  $\omega_0(q) = v_F \sqrt{q/a_B}$  и в области частоты рашбовского расщепления спектра  $2\alpha p_F$ . Зависимость сечения рассеяния от сдвига частоты аналогична частотной зависимости плазмонного поглощения. Для рассматриваемой системы такое поглощение изучалось в работе [6].

Из (25) видно, что в отличие от случая отсутствия СОВ в спектре рассеяния света может присутствовать плазмонный пик даже при строго перпендикулярных векторах поляризации падающего и рассеянного света (вклад  $R_3$ ). Для этого необходимо, чтобы вектор  $\mathbf{a}$  имел проекцию на ось  $y$ .

С другой стороны, возможна такая геометрия рассеяния, когда падающая и рассеянная волны линейно поляризованы, причем  $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2$  и  $a_y = 0$ . Это можно реализовать, например, если падающий и рассеянный лучи перпендикулярны и поляризованы один в плоскости падения, а другой перпендикулярно к ней. В таком случае в спектре можно наблюдать особенности, обусловленные только одночастичными переходами (вклад  $R_2$ ): один пик – вблизи частоты сдвига, равной  $qv_F$ , другой – вблизи частоты  $2\alpha p_F$ . Первая особенность имеет место и в отсутствие СОВ. Для объемного полупроводника это было продемонстрировано в работе [5].

Обсудим теперь вклад  $R_4$ . Как видно из формулы (26), для существования этого вклада необходимо, чтобы векторы поляризации  $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$  были ориентированы произвольным образом друг относительно друга (они не должны быть ни параллельными, ни взаимно перпендикулярными). Кроме того, по крайней мере одна из волн (падающая или рассеянная) не должна быть линейно поляризованной. Если геометрия такова, что эти условия выполнены и  $R_4 \neq 0$ , то остальные члены формулы (7) ( $R_1, R_2, R_3$ ) также дают вклад в сечение. При этом благодаря чувствительности вклада  $R_4$  к знаку эффективной константы рашбовского СОВ  $\alpha$  и знакам фаз векторов поляризации общее сечение рассеяния тоже зависит от этих параметров. Поэтому измерение спектра неупругого рассеяния света при различных поляризациях может быть в принципе использовано для определения знака константы  $\alpha$ .

Чтобы продемонстрировать такую возможность, упростим полученные выше выражения для величин  $R_j$ . Рассмотрим область частот вблизи частоты  $\omega_0(q) = v_F \sqrt{q/a_B}$  2D-плазмона в отсутствие СОВ. Предполагаем выполнение следующих условий:  $\omega_0(q) \gg qv_F$  ( $qa_B \ll 1$ ),  $qv_F \ll 2|\alpha|p_F$ ,  $\omega_0(q) \ll 2|\alpha|p_F$ . Разумеется, упомянутые ранее условия  $q \ll p_F$ ,  $\alpha \ll v_F$ ,  $\omega_0 \ll \varepsilon_F$  также считаются выполненными. Вклады  $R_1, R_3, R_4$  содержат плазмонные полюса (нули  $\epsilon$ ). Поэтому чтобы получить конечные результаты для этих вкладов, необходимо ввести затухание  $\nu$ , заменив в формулах (23)  $\delta$  на  $\nu$ . Частота столкновений  $\nu$  определяется подвижностью  $\mu$ :  $\nu = e/m\mu$ . В результате приближенные формулы для амплитуд плазменных пиков  $R_j(\omega_0)$  приобретают вид

$$R_1(\omega_0) = \frac{A^2 m}{2\pi} |\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2^*|^2 \frac{qa_B \omega_0}{2\nu}, \quad (27)$$

$$R_3(\omega_0) = \frac{A^2 m}{2\pi} |a_y|^2 \frac{q\alpha^2}{2a_B \nu \omega_0}, \quad (28)$$

$$R_4(\omega_0) = \frac{A^2 m}{2\pi} \text{Im} \left[ (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2^*) a_y^* \right] \frac{q\alpha}{\nu}. \quad (29)$$

В упомянутых выше предположениях  $R_2 = A^2 m \nu \omega_0 (|a_x|^2 + |a_y|^2 + 2|a_z|^2) / (4\pi \alpha^2 p_F^2) \ll R_1, R_3, R_4$ , и полное сечение рассеяния приближенно определяется величиной

$$R(\omega_0) \simeq \frac{A^2 m \omega_0}{2\pi} \frac{1}{2\nu} \left| \sqrt{qa_B} (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2^*) - \frac{i\alpha a_y}{v_F} \right|^2. \quad (30)$$

Влияние знака  $\alpha$  на величину амплитуды плазмонного пика становится существенным, когда параметр  $|\alpha| / (v_F \sqrt{qa_B})$  не слишком мал.

**Численные расчеты спектра неупругого рассеяния света.** Полученные выражения использовались для численного расчета сечения рассеяния как функции сдвига частоты  $\omega$ . Мы провели вычисления для электронного 2D-газа при температуре  $T = 0$  в конкретной геометрии рассеяния, когда падающий и рассеянный лучи образуют прямой угол [7] (рис. 1). При этом величина проекции

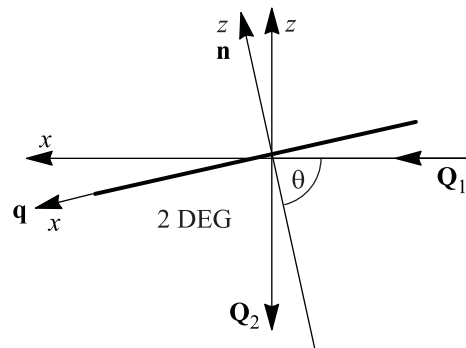


Рис. 1. Геометрия рассеяния, для которой проведены численные расчеты

передачи волнового вектора на плоскость системы  $q$  приближенно ( $\omega_1 \simeq \omega_2$ ) равна  $|\sin \theta - \cos \theta| \omega_1 / c$ , где  $\theta$  – угол падения. Естественно, угол  $\theta$  должен быть отличным от  $\pi/4$ , чтобы  $q$  не обращалось в нуль.

Расчеты проведены для структуры InAs/GaSb, у которой  $\alpha = 1.44 \cdot 10^6$  см/с,  $m = 0.055 m_0$  [8]. В качестве параметра  $\kappa$  использовалось значение диэлектрической проницаемости барьерного материала GaSb,  $\kappa = 15.69$  [9]. Тогда эффективный боровский радиус равен  $a_B = 1.51 \cdot 10^{-6}$  см. Все кривые получены для концентрации  $n_s = 10^{11}$  см $^{-2}$ . Для  $q$  и  $\nu$  были выбраны следующие значения:  $\hbar q = 0.004 p_F$ ,  $\hbar \nu = 0.001 \varepsilon_F$ .

В первую очередь рассматривается случай, когда как падающий, так и рассеянный свет линейно поляризованы.

1. Векторы поляризации  $\mathbf{e}_1$  и  $\mathbf{e}_2$  параллельны. В этом случае  $|\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2^*|^2 = 1$  и для рассматриваемой гео-

метрии векторы  $\mathbf{e}_1$  и  $\mathbf{e}_2$  должны быть перпендикулярны плоскости падения. Как уже говорилось выше, в сечение рассеяния дает вклад только  $R_1$ . Частотное поведение спектра показано на рис. 2. Основная характеристика спектра в данном случае – плазмонный пик.

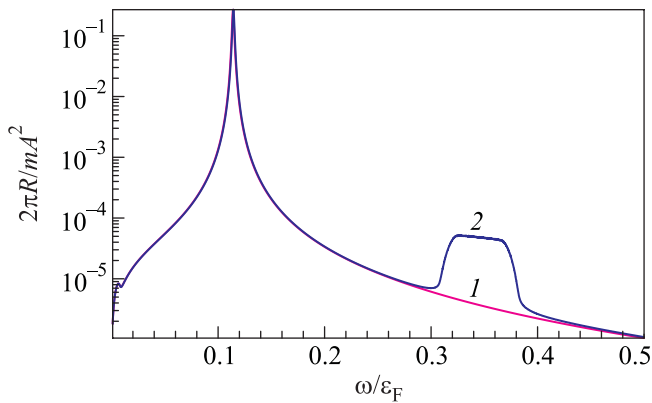


Рис. 2. Зависимость сечения рассеяния от сдвига частоты при  $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{e}_2$  (случай 1): 1 –  $\alpha = 0$ , 2 –  $\alpha = 1.44 \cdot 10^6$  см/с

ный пик. Особенности на частотах  $qv_F$ ,  $2\alpha v_F$  проявляются очень слабо.

2. Вектор  $\mathbf{e}_1$  лежит в плоскости падения, а  $\mathbf{e}_2$  перпендикулярен ей (или наоборот). Тогда  $a_x^2 = \sin^2 \theta$ ,  $a_y^2 = 0$ ,  $a_z^2 = \cos^2 \theta$ . В этом случае сечение рассеяния определяет только одночастичный вклад  $R_2$ . На рис. 3 показана зависимость сечения от сдвига частоты  $\omega$  в данной геометрии. Видны две особенности в спектре, обусловленные одночастичными переходами, одна – вблизи частоты  $qv_F$  (еще раз подчеркнем, что эта особенность имеется и в отсутствие СОВ), вторая – в области частоты  $2\alpha v_F$ .

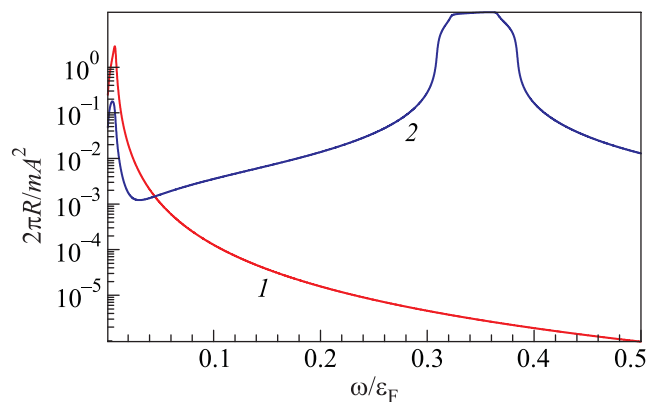


Рис. 3. Зависимость сечения рассеяния от частоты для случая, когда  $\mathbf{e}_1$  лежит в плоскости падения, а  $\mathbf{e}_2$  перпендикулярен ей (случай 2): 1 –  $\alpha = 0$ , 2 –  $\alpha = 1.44 \cdot 10^6$  см/с. Угол падения  $\theta = \pi/6$

тоты  $\omega$  в данной геометрии. Видны две особенности в спектре, обусловленные одночастичными переходами, одна – вблизи частоты  $qv_F$  (еще раз подчеркнем, что эта особенность имеется и в отсутствие СОВ), вторая – в области частоты  $2\alpha v_F$ .

Обратим внимание на то, что амплитуда рашбовского пика на рис. 3 значительно превышает амплитуду плазмонного пика на рис. 2. В конце предыдущего пункта в предположении выполнения условий  $2|\alpha|p_F \gg \omega_0(q) \gg qv_F$  была получена оценка для  $R_1(\omega_0)$  (формула (27)). Найдем оценку для  $R_2(2|\alpha|p_F)$  в тех же приближениях. Используя формулы (21), (22), получаем

$$R_2(2\alpha v_F) \simeq -\frac{A^2 m v_F (|a_x|^2 + |a_y|^2 + 2|a_z|^2) \text{Im} L}{2\pi 4|\alpha|}. \quad (31)$$

Здесь  $L = \ln[(2m\alpha^2 + i\nu)/(-2m\alpha^2 + i\nu)]$ . Из (27), (31) для отношения амплитуд имеем

$$\frac{R_1(\omega_0)}{R_2(2\alpha v_F)} \approx \frac{1}{1 + \cos^2 \theta} \frac{2|\alpha| \omega_0}{v_F} \frac{qa_V}{\nu |\text{Im}(L)|}. \quad (32)$$

Параметр  $\omega_0/\nu$  должен быть большим (существование слабо затухающего плазмона). Но так как выполняются условия  $\alpha/v_F \ll 1$ ,  $qa_V \ll 1$ , для достаточно малых  $q$  (не нарушающих, однако, условия  $\omega_0/\nu \gg 1$ ) отношение (32) будет мало.

3. Векторы  $\mathbf{e}_1$  и  $\mathbf{e}_2$  лежат в плоскости падения. При этом в рассматриваемой геометрии они обязательно перпендикулярны друг другу, а вектор  $\mathbf{a}$  имеет только  $y$ -компоненту ( $|a_y|^2 = 1$ ). В результате в сечение дает вклад сумма  $R_2 + R_3$ . Рис. 4 показывает

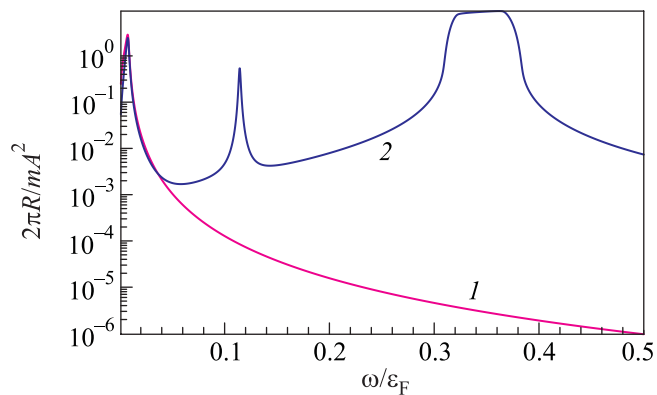


Рис. 4. Частотная зависимость сечения рассеяния для случая, когда оба вектора поляризации лежат в плоскости падения (случай 3): 1 –  $\alpha = 0$ , 2 –  $\alpha = 1.44 \times 10^6$  см/с

частотную зависимость спектра для этого случая. Благодаря тому что  $R_3$  содержит плазмонный пик, спектр в данной ситуации демонстрирует все три особенности.

4. Векторы  $\mathbf{e}_1$  и  $\mathbf{e}_2$  наклонены к плоскости падения под некоторым углом (например,  $\pi/4$ ). При этом поляризационные факторы даются выражениями  $|a_{x,z}|^2 = 0.25(1 \mp \sin 2\theta)$ ,  $|a_y|^2 = 0.25$ ,  $\text{Im}(a_x a_z^*) = 0$ ,

$\text{Im}[(\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2^*) a_y^*] = 0$ ,  $|\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2^*|^2 = 0.25$ . Теперь сечение определяется суммой  $R_1 + R_2 + R_3$ . Данный случай проиллюстрирован на рис. 5.

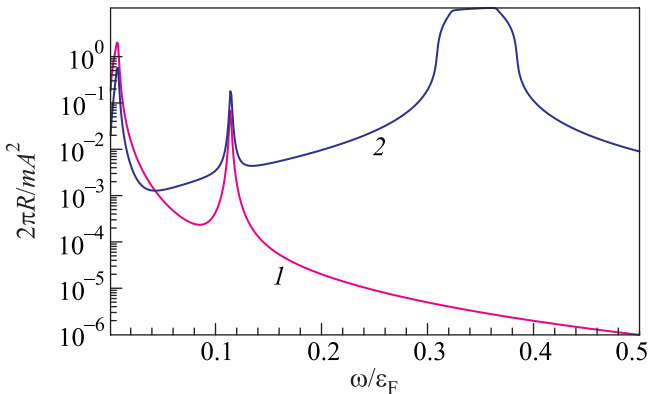


Рис. 5. Зависимость сечения рассеяния от частоты когда векторы поляризации наклонены к плоскости падения под углом  $\pi/4$  (случай 4): 1 –  $\alpha = 0$ ; 2 –  $\alpha = 1.44 \cdot 10^6$  см/с. Угол падения  $\theta = \pi/6$

Теперь перейдем к более общему случаю, когда один из векторов поляризации,  $\mathbf{e}_1$  либо  $\mathbf{e}_2$  (или оба они), имеет эллиптическую поляризацию. Выберем векторы поляризации в системе координат, связанной с падающим и рассеянным лучами (ось  $x$  – вдоль направления  $\mathbf{Q}_1$ , ось  $z$  – вдоль  $-\mathbf{Q}_2$ , где  $\mathbf{Q}_{1,2}$  – волновые векторы падающего (рассеянного) света; см. рис. 1), следующим образом:  $\mathbf{e}_1 = (0, 1, e^{i\gamma_1})/\sqrt{2}$ ,  $\mathbf{e}_2 = (1, e^{i\gamma_2}, 0)/\sqrt{2}$ . При этом для поляризационных параметров имеем  $|a_{x,z}|^2 = [1 \mp \sin 2\theta \cos(\gamma_1 - \gamma_2)]/4$ ,  $|a_y|^2 = 1/4$ ,  $\text{Im}(a_x a_z^*) = \sin(\gamma_1 - \gamma_2)/4$ ,  $\text{Im}[(\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2^*) a_y^*] = -\sin(\gamma_1 + \gamma_2)/4$ .

5. На рис. 6 показан результат расчета спектра неупругого рассеяния света для ситуации, когда падающая волна имеет правую или левую круговую поляризацию ( $\gamma_1 = \pm\pi/2$ ), а рассеянная линейно поляризована под углом  $\pi/4$  к плоскости падения ( $\gamma_2 = 0$ ). В этом случае  $|a_x|^2 = |a_y|^2 = |a_z|^2 = |\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2^*|^2 = \text{Im}(a_x a_z^*) = 1/4$ ,  $\text{Im}[(\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2^*) a_y^*] = \mp 1/4$ . Видно, что при  $\alpha > 0$  амплитуда плазмонного пика для левой поляризации заметно больше, чем для правой. Для  $\alpha < 0$  картина противоположна.

Таким образом, мы показали, что учет СОВ существенно (качественно) меняет спектр неупругого

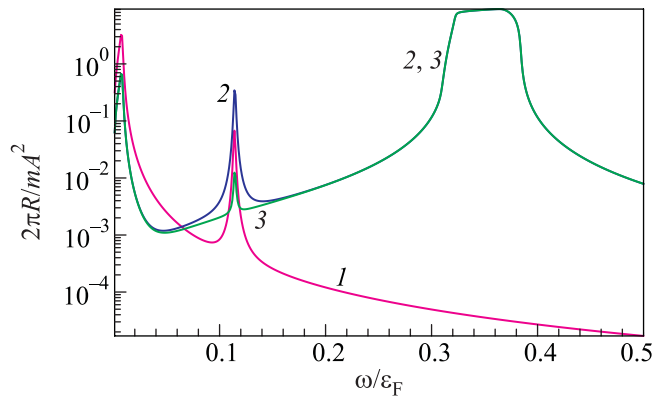


Рис. 6. Зависимость сечения рассеяния от частоты для случая, когда одна из волн имеет круговую поляризацию (случай 5): 1 –  $\alpha = 0$ ; 2, 3 –  $\alpha = 1.44 \cdot 10^6$  см/с; 2 – падающая волна имеет левую поляризацию, 3 – падающая волна имеет правую поляризацию

рассеяния света 2D-электронной системой. Особенно следует отметить то обстоятельство, что в отсутствие внешнего магнитного поля нарушается симметрия между левой и правой поляризациями падающей волны.

Авторы благодарят М.В. Энтина за полезные обсуждения. Работа была поддержана РФФИ (грант # 11-02-00060) и программами РАН.

1. F. A. Blum, Phys. Rev. B **1**, 1125 (1970).
2. F. T. Vasko and O. E. Raichev, *Quantum Kinetic Theory and Applications. Electrons, Photons, Phonons*, Springer-Verlag N.Y. Inc., N.Y., 2005.
3. E. L. Ivchenko, *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures*, Harrow, U.K.: Alpha Science, 2005.
4. Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984).
5. A. Pinczuk, G. Abstreiter, R. Trommer, and M. Cardona, Solid State Comm. **30**, 429 (1979).
6. Л. И. Магарилл, А. В. Чаплик, М. В. Энтин, ЖЭТФ **119**, 175 (2001).
7. Г. Абстреитер, М. Кардона, А. Пинчук, *Рассеяние света в твердых телах*, М.: Мир, 1986, вып. IV, с. 12.
8. J. Luo, H. Munekata, F. F. Stiles, and P. J. Stiles, Phys. Rev. B **41**, 7685 (1990).
9. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, М.: Наука, 1984.