Физика низких температур, 1995, т. 21, № 9, с. 947–950 УДК 537.311.31

Электронное комбинационное рассеяние света в проводниках с магнитопримесными состояниями

А. М. Ермолаев, Г. И. Рашба, А. И. Шурдук

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 18 апреля 1995 г.

Вычислено дифференциальное сечение неупругого рассеяния света одночастичными и коллективными возбуждениями в проводниках с магнитопримесными состояниями электронов. Обнаружены новые серии линий в энергетическом спектре рассеянного излучения. Численные расчеты сечения выполнены для полуметаллов и вырожденных полупроводников.

Розраховано диференціальний переріз непружного розсіяння світла одночастинковими і колективними збудженнями у провідниках з магнітодомішковими станами електронів. Виявлено нові серії ліній в енергетичному спектрі розсіяного випромінювання. Чисельні розрахунки перерізу виконано для полуметалів та вироджених напівпровідників.

Комбинационное рассеяние света — один из основных методов исследования электронных возбуждений в твердых телах [1–5]. В работе одного из авторов [6] этот метод использован для изучения свойств магнитоплазменных волн в металлах и вырожденных полупроводниках с магнитопримесными состояниями электронов [7]. Показано, что резонансные переходы на уровни Ландау локализованных в поле примесных атомов электронов приводят к сильному затуханию магнитоплазменных волн. Декремент затухания как функция частоты волны ω имеет асимметричные максимумы на частотах переходов ω_s. Максимумы смещены в область высоких частот $\omega > \omega_s$. Участки спектра $\omega < \omega_s$ ниже резонансных частот не были рассмотрены. Между тем в этих областях могут существовать новые ветви спектра продольных магнитоплазменных волн [8], аналогичные поперечным магнитопримесным волнам [9]. В настоящей статье рассматривается неупругое рассеяние света на этих волнах, а также на одночастичных возбуждениях локализованных на магнитопримесных уровнях электронов. Результаты применимы не только к магнитопримесным состояниям, но и к собственным квазилокальным состояниям электронов* [10], которые существуют и в отсутствие магнитного поля. Модель и метод расчета описаны в [7,9]. Дальнодействующее кулоновское взаимодействие электронов учитывается в приближении случайных фаз [2].

В приближении случайных фаз дифференциальное сечение рассеяния света в телесный угол dO в частотном интервале $d\omega$, обусловленное флуктуациями плотности электронов, равно [2]

$$\frac{d^2\sigma}{dOd\omega} = -\frac{r_0^2 q^2}{4\pi^2 e^2}\frac{\omega_2}{\omega_1}(\mathbf{l}_1\mathbf{l}_2)^2 \times$$
$$\times \left(1 - \exp(-\omega/T)\right)^{-1} \mathrm{Im}\frac{q^2}{\sum\limits_{ik} q_i\,\varepsilon_{ik} q_k}, \qquad (1)$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона с эффективной массой m; $q = k_1 - k_2$; $\omega = \omega_1 - \omega_2$ — изменение импульса и энергии излучения при рассеянии; $\mathbf{l}_1$ и $\mathbf{l}_2$ — векторы поляризации падающих и рассеянных фотонов; $\varepsilon_{ik}(q, \omega)$ — тензор диэлектрической проницаемости электронов в примесном образце при наличии магнитного поля; T — температура. Квантовая постоянная и объем образца приняты равными единице. Предположим, что вектор рассеяния $\mathbf{q}$ перпендикулярен магнитному полю $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$. Такая геометрия удобна потому, что бесстолкновительное затухание магнитоплазменных волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, отсутствует [2,11]. В этом случае в формулу (1) входит только продольная (относительно $\mathbf{q}$) компонента $\varepsilon(q, \omega)$ тензора проницаемости.

Магнитопримесные состояния приводят к появлению резонансного вклада в продольную компоненту тензора диэлектрической проницаемости. Вблизи частот резонансных переходов электронов с уровней Ландау на магнитопримесные уровни этот вклад равен

$$\delta\varepsilon_k = \left(\frac{\omega_p}{\omega_k}\right)^2 a_k \left(\frac{\omega_k}{\omega - \omega_k + i\Gamma}\right)^{1/2}, \qquad (2)$$

где ω_p — плазменная частота; $\omega_k = k\Omega - \omega_0$ — резонансные частоты; Ω — циклотронная частота; ω_0 — расстояние между магнитопримесным уровнем шириной Γ и расположенным над ним соседним уровнем Ландау; $k = 1, 2$ — номер резонанса;

$$a_k = \left(\frac{m}{2}\right)^{3/2} \frac{n_i}{n_e} \frac{\Omega^2}{\pi\omega_k^{1/2}} \sum_N r_N \left[f(\varepsilon_N - \omega_k) - f(\varepsilon_N)\right] \times$$
$$\times \left[\frac{N-k}{(\omega_k+\Omega)^2} + \frac{N-k+1}{(\omega_k-\Omega)^2}\right] \qquad (3)$$

— силы осцилляторов резонансных переходов. Здесь n_e и n_i — концентрации электронов и примесных атомов соответственно;

$$\varepsilon_N = \Omega\left(N + \frac{1}{2}\right) - \omega_0$$

— положение N-го магнитопримесного уровня; f — функция Ферми; r_N — вычет амплитуды рассеяния электронов примесным атомом относительно полюса $\varepsilon_N - i\Gamma$. Величина ω_0 равна [7]

$$\omega_0 = \frac{1}{2}\Omega\left(\frac{a}{l}\right)^2,$$

где a — длина рассеяния; l — минимальная магнитная длина. Ширины магнитопримесных уровней

$$\Gamma_N = 2\omega_0\left(\frac{\omega_0}{\Omega}\right)^{1/2} \sum_n (N-n)^{-1/2}$$

и вычеты r_N слабо зависят от номера N, поэтому эта зависимость в дальнейшем не учитывается. Если $a \ll l$, то вычет r равен

$$r = 2^{5/2}\pi\omega_0^{3/2}/m^{3/2}\Omega.$$

В отсутствие магнитного поля

$$r = 2\pi\Gamma/mk_r,$$

где $k_r = (2m\varepsilon_r)^{1/2}$; ε_r — положение квазилокального уровня. Суммирование в (3) выполняется по номерам магнитопримесных уровней, участвующих в резонансных переходах на данной частоте ω_k. Ветвь корня в (2) выбрана так, чтобы мнимая часть проницаемости, ответственная за поглощение волн, была положительной. В рассматриваемом здесь длинноволновом пределе $qr_H \ll 1$ (r_H — ларморовский радиус) зависимостью a_k от q можно пренебречь. Вклад, аналогичный (2), имеется и вблизи частот $\omega_s = \omega_0 + s\Omega$ ($s = 0, 1, \ldots$) резонансных переходов электронов с магнитопримесных уровней на уровни Ландау. Он выписан в работе [8] и поэтому здесь не приводится.

Слагаемое (2) необходимо учесть в выражении (1). Если пренебречь кулоновским взаимодействием электронов, то из формулы (1) получим сечение рассеяния, сопровождающееся одночастичными возбуждениями электронов с уровней Ландау на магнитопримесные уровни:

$$\frac{d^2\sigma}{dOd\omega} = \frac{r_0^2q^2}{4\pi^2e^2}\frac{\omega_2}{\omega_1}(\mathrm{l}_1\mathrm{l}_2)^2\left(1 - e^{-\omega/T}\right)^{-1} \mathrm{Im}\,\varepsilon(q,\omega). \qquad (4)$$

Отсюда вблизи частоты ω_k для безразмерного сечения

$$h = \frac{d^2\sigma}{dOd\omega}\frac{8\pi e^2}{r_0^2q^2}\frac{\omega_1}{\omega_2}\left(\frac{\omega_+}{\omega_p}\right)^2(\mathrm{l}_1\mathrm{l}_2)^{-2}, \qquad (5)$$

($\omega_+ = \sqrt{\omega_p^2 + \Omega^2}$ — верхняя гибридная частота) получаем выражение

$$h_k = \frac{2}{\pi}\left(\frac{\omega_+}{\omega_k}\right)^2 a_k \mathrm{Re}\left(\frac{\omega_k}{\omega_k - \omega - i\Gamma}\right)^{1/2}, \qquad (6)$$

в котором предполагается $T \ll \omega$. Из этой формулы видно, что в энергетическом спектре рассеянного излучения на частотах ω_k присутствуют асимметричные максимумы, смещенные в область низких частот. На частотах ω_s переходов электронов с магнитопримесных уровней на уровни Ландау существуют асимметричные линии, смещенные в область высоких частот. Сечение вблизи этой частоты отличается от (6) другим знаком под корнем.

Чтобы оценить интенсивности этих линий, приведем результаты расчета зависимости h от $x = \omega/\omega_1 - 1$ вблизи частоты $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$ переходов с магнитопримесного уровня на уровень Ландау. Используем значения параметров

$$m = 10^{-29}\,\text{г};\ a = 10^{-6}\,\text{см};\ n_l = 10^{16}\,\text{см}^{-3},$$

типичные для легированных полуметаллов и вырожденных полупроводников InSb, InAs, GaAs. Электронные возбуждения в этих материалах интенсивно изучаются методом комбинационного рассеяния света [2,3,5,11]. Результаты расчета при $H = 3\cdot10^4$ Э приведены на рис. 1. Кривая *1* относится к случаю $n_i/n_e = 1$; $\nu = 10^{11}\,\text{с}^{-1}$, а кривая *2* — к случаю $n_i/n_e = 0{,}5$; $\nu = 10^{12}\,\text{с}^{-1}$, где

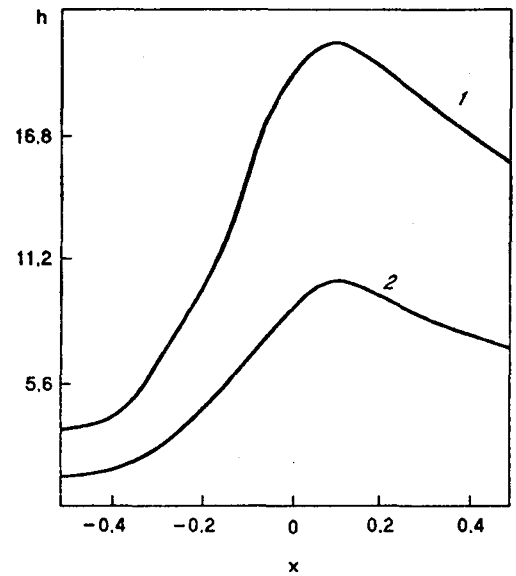

Рис. 1. Энергетический спектр одночастичного рассеяния света вблизи частоты $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$ переходов электронов с магнитопримесного уровня на уровень Ландау.

ν — частота столкновений электронов с примесями и другими рассеивателями, обусловленная потенциальным рассеянием. При таких значениях параметров

$$\omega_p = 5{,}4\cdot 10^{13}\,\text{c}^{-1}\,; \quad \Omega = 4{,}8\cdot 10^{13}\,\text{c}^{-1}\,;$$

$$\omega_+ = 7{,}2\cdot 10^{13}\,\text{c}^{-1}\,; \quad \omega_0 = 1{,}1\cdot 10^{13}\,\text{c}^{-1}\,;$$

$$\omega_1 = 5{,}9\cdot 10^{13}\,\text{c}^{-1}\,; \quad \Gamma/\omega_0 = 0{,}9\,.$$

Отношение максимального значения сечения на рис. 1 к максимуму сечения рассеяния на продольной магнитоплазменной моде [2], расположенного на частоте ω_+, равно $6{,}5\cdot 10^{-2}$ в первом случае и $3{,}3\cdot 10^{-1}$ во втором.

Рассмотрим вклад коллективных возбуждений электронной системы проводника в сечение рассеяния света (1). Этот вклад связан с нулями продольной диэлектрической функции. Учет слагаемого (2) в дисперсионном уравнении $\varepsilon(q,\omega) = 0$ приводит к тому, что в областях $\omega < \Omega$ (при $k = 1$) и $\omega > \omega_+$ $(k = 2, 3, \ldots)$ существуют новые ветви спектра продольных магнитоплазменных волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю. Они слабо затухают в полосах прозрачности $[\omega_k, \omega_k(0)]$, расположенных между резонансными частотами ω_k и частотами $\omega_k(0)$ собственных колебаний электронов в магнитном поле с учетом магнитопримесных состояний. Закон дисперсии волн в k-ой полосе имеет вид

$$\omega_k(q) = \omega_k \left\{ 1 + a_k^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega_k}\right)^4 \left(\frac{\omega_k^2 - \Omega^2}{\omega_k^2 - \omega_+^2}\right)^2 \times \right.$$
$$\left. \times \left[1 - \frac{3(q\,v_F\,\omega_p)^2}{5(\omega_k^2 - \omega_+^2)(\omega_k^2 - 4\Omega^2)}\right]^{-2} \right\}, \quad (7)$$

где v_F — фермиевская скорость электронов. Дисперсия этих волн в длинноволновом пределе нормальная при $\omega_k > 2\Omega$ и аномальная, если $\omega_k < 2\Omega$. Затухание волн обусловлено столкновениями электронов и шириной магнитопримесного уровня. Декремент затухания равен

$$\gamma_k(\omega) = \left[\nu\,\frac{\omega^2 + \Omega^2}{2\omega^2} + \Gamma\,\frac{\omega_k^3(\omega^2 - \omega_+^2)^3}{4a_k^2\omega\omega_p^6(\omega^2 - \Omega^2)}\right] \times$$
$$\times \left[1 + \frac{\omega_k^3(\omega^2 - \omega_+^2)^3}{4a_k^2\omega\omega_p^6(\omega^2 - \Omega^2)}\right]^{-1}. \quad (8)$$

Ширины полос прозрачности равны

$$\delta\omega_k = \omega_k(0) - \omega_k = \omega_k a_k^2 \left(\frac{\omega_p}{\omega_k}\right)^4 \left(\frac{\omega_k^2 - \Omega^2}{\omega_k^2 - \omega_+^2}\right)^2. \quad (9)$$

При указанных выше значениях параметров из формул (8) и (9) получаем $\gamma_1 = 1{,}8\cdot 10^{11}\,\text{c}^{-1}$; $\delta\omega_1 = 7\cdot 10^{14}\,\text{c}^{-1}$ в первом случае и $\gamma_1 = 1{,}3\cdot 10^{12}\,\text{c}^{-1}$; $\delta\omega_1 = 1{,}7\cdot 10^{14}\,\text{c}^{-1}$ — во втором. Магнитопримесные состояния слабо влияют на спектр продольной магнитоплазменной моды с частотой $\omega \ge \omega_+$ [2]. Ее затухание рассматривалось в работе [6].

Дифференциальное сечение рассеяния света с испусканием кванта волны со спектром (7) равно

$$\frac{d^2\sigma_k}{dOd\omega} = \frac{r_0^2 q^2}{2\pi^2 e^2}\,\frac{\omega_2}{\omega_1}\,(\mathbf{l}_1\mathbf{l}_2)^2\,a_k^2\,\frac{\omega_p^4}{\omega_k^3}\left(\frac{\omega_k^2 - \Omega^2}{\omega_k^2 - \omega_+^2}\right)^3 \times$$
$$\times \left[1 + \frac{4a_k^2\omega_p^6(\omega_k^2 - \Omega^2)}{\omega_k^2(\omega_k^2 - \omega_+^2)^3}\right]^{-1} \frac{\gamma_k}{[\omega - \omega_k(q)]^2 + \gamma_k^2}\,. \quad (10)$$

Как следует из этого выражения, имеется серия симметричных стоксовых максимумов на частотах продольных магнитоплазменных волн со спектром (7), ширины которых равны декрементам затухания волн (8). В рассматриваемом случае низких температур интенсивности антистоксовых линий малы. Аналогичные максимумы должны сущест-

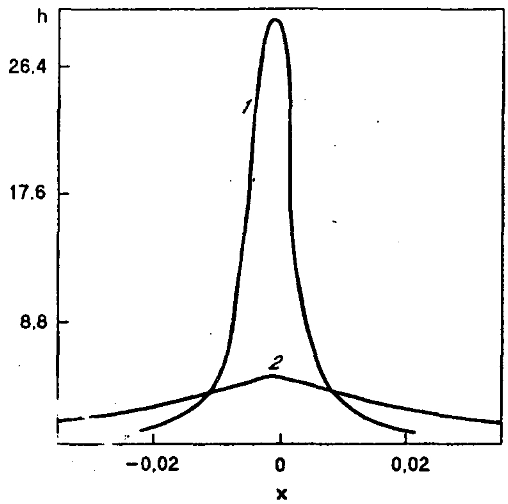

Рис. 2. Частотная зависимость дифференциального сечения рассеяния света на продольных магнитоплазменных волнах со спектром (7) вблизи частоты $\Omega - \omega_0$.

вовать и внутри полос прозрачности волн, слабо затухающих вблизи частот резонансных переходов электронов с магнитопримесных уровней на уровни Ландау, рассмотренных в работе [8].

На рис. 2 приведена зависимость безразмерного сечения рассеяния h (5) от $x = \omega/\omega_1(q) - 1$ в пределах полосы $k = 1$. Кривые *1* и *2* относятся к двум случаям, описанным выше. Отношение максимального значения сечения (10) к максимуму сечения рассеяния на продольной магнитоплазменной моде в рассматриваемых случаях равно $7{,}9 \cdot 10^{-2}$ и 0,11 соответственно. Экспериментальное обнаружение максимумов (6) и (10) позволило бы определить характеристики магнитопримесных состояний электронов и новых типов магнитоплазменных волн.

Работа финансируется Государственным комитетом Украины по вопросам науки и технологий, а также Министерством образования Украины.

1. В. В. Еременко, *Введение в оптическую спектроскопию магнетиков*, Наукова думка, Киев (1975).
2. Ф. Платцман, П. Вольф, *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*, Мир, Москва (1975).
3. М. В. Клейн, в кн.: *Рассеяние света в твердых телах*, М. Кардона (ред.), Мир, Москва (1979).
4. Л. А. Фальковский, *ЖЭТФ* **95**, 1146 (1989).
5. Б. Х. Байрамов, В. А. Войтенко, И. П. Ипатова, *УФН* **163**, 67 (1993).
6. А. М. Ермолаев, *ФТТ* 28, 3670 (1986).
7. А. М. Ермолаев, М. И. Каганов, *Письма в ЖЭТФ* **6**, 984 (1967).
8. А. М. Ермолаев, Г. И. Рашба, А. И. Шурдук, *ФНТ* **19**, 220 (1993).
9. Э. А. Канер, А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* 92, 2245 (1987).
10. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, Москва (1982).
11. F. A. Blum, *Phys. Rev.* B1, 1125 (1970).

Electronic combination scattering of light in conductors with magnetoimpurity states

A. M. Ermolaev, G. I. Rashba, and A. I. Shurduk

The differential cross section of inelastic light scattering by a single-particle and collective excitations in conductors with magneto-impurity states of the electrons is calculated. New series of lines in the energy spectrum of the scattering radiation are observed. The cross section is numerically calculated for semimetals and degenerated semiconductors.