Краткие сообщения по физике № 12 1983

К ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНОГО ПРОХОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ МЕТАЛЛ, ОБУСЛОВЛЕННОГО ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ДОПЛЕРОНОМ

А. Ю. Романов, В. П. Силин

УДК 538.569

Выявлено влияние поверхностного рассеяния электронов на коэффициент прохождения через металлическую пластину высокочастотного доплерона.

В работе /I/ для проводников с частичной компенсацией электронов и дырок были изучены высокочастотные (ВЧ) доплероны. Такие волны возникают в условиях, когда их частота и волновой вектор не попадают в область сильного бесстолкновительного циклотронного затухания. ВЧ доплероны имеют круговую поляризацию. При этом левополяризованный ВЧ доплерон с уменьшением частоты переходит в обычный доплерон с линейной зависимостью частоты от волнового вектора. Напротив, в области частот, близких к циклотронной, частота левополяризованного доплерона является квадратичной функцией волнового вектора. Спектр правополяризованного ВЧ доплерона в коротковолновой области линейно зависит от волнового вектора, а в длинноволновой области переходит в спектр геликона, обусловленного дырочными носителями тока.

В работе /2/ было показано, что для экспериментального исследования ВЧ доплеронов целесообразно изучать прохождение электромагнитных волн через металл. Там был получен коэффициент прохождения электромагнитного излучения через металлическую пластину в модели зеркального отражения электронов проводимости от поверхности металла, в связи с чем ширины резонансного прохождения, да и сами возможности резонансов определялись только рассеянием электронов в объеме металла.

В настоящем сообщении мы выясним роль диффузного рассеяния в резонансах прохождения излучения. Для наших целей полезен подход работы В. И. Окулова и В. В. Устинова /3/, которые, в частности, для модели металла с параболоидной поверхностью Ферми электронов получили следующую формулу для импеданса пластины при ее антисимметричном возбуждении:

$$z^{(a)} = z_0 \frac{(\alpha_1 s_1^{(a)}/\varkappa_1) + (\alpha_2 s_2^{(a)}/\varkappa_2) + \eta\varkappa\rho s_1^{(a)} s_2^{(a)}/\varkappa_1\varkappa_2}{1 + \eta\varkappa\rho(\alpha_2 s_1^{(a)}/\varkappa_1 + \alpha_1 s_2^{(a)}/\varkappa_2)}. \qquad (I)$$

Здесь $\eta = \pm 1$ соответствует правой и левой поляризации излучения с частотой ω, $\rho = p/(2-p)$, p – коэффициент диффузности рассеяния, $z_0 = 2\pi\omega d/c^2$, $\alpha_1 = (\varkappa^2 - \varkappa_1^2)/(\varkappa_2^2 - \varkappa_1^2)$, $\alpha_2 = (\varkappa^2 - \varkappa_2^2)/(\varkappa_1^2 - \varkappa_2^2)$; $s_\nu^{(a)} = -i\,\mathrm{tg}(L\varkappa_\nu/2d)$, L – толщина металлической пластины, c – скорость света, $d = v/\Omega$ определяет смещение электронов вдоль направления постоянного магнитного поля за период циклотронного вращения с частотой $\Omega = eB/mc$, $e = |e|$ – абсолютная величина заряда электрона, $\varkappa = 1 + \eta(\omega + i\nu)/\Omega$, ν – частота объемных столкновений; наконец $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ – решения дисперсионного уравнения

$$\varkappa^2_{1,2} = \frac{1}{2}(\varkappa^2 + \eta\xi/\chi)\left\{1 \mp \sqrt{1 + \frac{4\eta\xi\varkappa(1-\varkappa/\chi)}{(\varkappa^2+\eta\xi/\chi)^2}}\right\}.$$

При этом параметр $\xi = 4\pi\omega\sigma_H d^2/c^2$, где $\sigma_H = enc/B$ определяется напряженностью магнитного поля $\vec{B}$ и плотностью носителей (электронов). Наконец, параметр $\chi = (n_e/n_h)\varkappa_h^{\circ}$ характеризует вклад в комплексную проводимость дырок с плотностью n_h и $\varkappa_h^{\circ} = 1 - \eta(\omega + i\nu_h)/\Omega_h$, где Ω_h и ν_h – циклотронная частота и частота столкновений дырок. При этом вклад дырок в проводимость принимается локальным, что отвечает возможности пренебрежения эффектами пространственной дисперсии, обусловленными дырочными носителями. Для этого будем считать выполненным неравенство

$$(\omega - \eta\Omega_h)^2 \gg k^2 v_h^2 \equiv (v_h^2/v^2)(\Omega + \eta\omega)\left[(1-\chi)\Omega + \eta\omega\right],$$

что возможно при $n_e \ll n_h$.

Совершенно аналогично работе /3/ проводится вывод импеданса для симметричного возбуждения пластины, который отличается от (I) заменой $s_\nu^{(a)}$ на величину $s_\nu^{(s)} = i\,\mathrm{ctg}(L\varkappa_\nu/2d)$. Знание импедансов как симметричного, так и антисимметричного возбуждения необходимо для определения коэффициента прохождения – отношения амплитуд прошедшей и падающей волн $T = (c/2\pi)(Z^{(s)} - Z^{(a)})$, для которого имеем

$$T = \frac{2\omega d}{c}\left\{i\frac{\alpha_1}{\varkappa_1}\left(1 + \frac{\rho^2\varkappa^2}{\varkappa_2^2}\right)\mathrm{cosec}\frac{\varkappa_1 L}{d} + i\frac{\alpha_2}{\varkappa_2}\left(1 + \frac{\rho^2\varkappa^2}{\varkappa_1^2}\right)\mathrm{cosec}\frac{\varkappa_2 L}{d} - \right.$$

$$\left. - 2\frac{\eta\rho\varkappa}{\varkappa_1\varkappa_2}\left[\alpha_1\mathrm{cosec}\frac{\varkappa_1 L}{d}\,\mathrm{ctg}\frac{\varkappa_2 L}{d} + \alpha_2\mathrm{cosec}\frac{\varkappa_2 L}{d}\,\mathrm{ctg}\frac{\varkappa_1 L}{d}\right]\right\} \times$$

$$\times\left\{1 \pm 2i\eta\rho\varkappa\left[\frac{\alpha_2}{\varkappa_1}\mathrm{ctg}\frac{\varkappa_1 L}{d} + \frac{\alpha_1}{\varkappa_2}\mathrm{ctg}\frac{\varkappa_2 L}{d}\right] + \rho^2\varkappa^2\left[\frac{\alpha_2^2}{\varkappa_1^2} + \frac{\alpha_1^2}{\varkappa_2^2} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + 2\frac{\alpha_1\alpha_2}{\varkappa_1\varkappa_2}\left(\mathrm{cosec}\frac{\varkappa_1 L}{d}\,\mathrm{cosec}\frac{\varkappa_2 L}{d} - \mathrm{ctg}\frac{\varkappa_1 L}{d}\,\mathrm{ctg}\frac{\varkappa_2 L}{d}\right)\right]\right\}^{-1}.$$

В пределе $\xi \gg \varkappa^2\chi$, $\varkappa > \chi$, $\varkappa_1^2 = \varkappa(\varkappa - \chi)$ описывает ВЧ допплерон, а $\varkappa_2^2 = \eta\xi/\chi$ может отвечать скиновой компоненте поля, например, при малости мнимой части $\varkappa_h^* \equiv \operatorname{Re} \varkappa_2^2 < 0$. Тогда при выполнении условия $\xi L^2 \gg |\chi| d^2$ для коэффициента прохождения получаем

$$T = \frac{2\omega d i \alpha_1}{c\varkappa_1}\left\{\left[1 + \rho^2\varkappa^2/\varkappa_1^2\right] \sin\frac{\varkappa_1 L}{d} + 2i\eta\rho\,\frac{\varkappa}{\varkappa_1}\cos\frac{\varkappa_1 L}{d}\right\}^{-1}.$$

В явном виде модуль коэффициента прохождения излучения левой поляризации $(\eta = -1)$ определяется формулой:

$$|T| = \frac{2\omega d}{c}\,\frac{\chi^2}{\xi}\sqrt{\frac{\Omega - \omega}{(1-\chi)\Omega - \omega}}\left\{\left[1 - \rho^2\,\frac{\Omega-\omega}{(1-\chi)\Omega-\omega}\right]^2 \times\right.$$

$$\times \sin^2\left[\frac{L\sqrt{\Omega-\omega}}{d\Omega}\sqrt{(1-\chi)\Omega-\omega}\right] + \left(\left[1 + \rho^2\,\frac{\Omega-\omega}{(1-\chi)\Omega-\omega}\right]\operatorname{sh}\left[\frac{L}{2l}\times\right.\right. \tag{2}$$

$$\left.\times\frac{(2-\chi)\Omega - 2\omega}{\sqrt{(\Omega-\omega)[(1-\chi)\Omega-\omega]}}\right] + 2\rho\sqrt{\frac{\Omega-\omega}{(1-\chi)\Omega-\omega}}\times$$

$$\left.\left.\times \operatorname{ch}\left[\frac{L}{2l}\,\frac{(2-\chi)\Omega-2\omega}{\sqrt{(\Omega-\omega)[(1-\chi)\Omega-\omega]}}\right]\right)^2\right\}^{-1/2}.$$

Здесь и ниже пренебрегается частотой столкновения дырок. В соответствии с работой /2/ ярко выраженный резонанс прохождения возможен только в условиях малости толщины пластины по сравнению с длиной свободного пробега электрона l

$$\left|\frac{L}{2l}\,\frac{(2-\chi)\Omega - 2\omega}{(\Omega-\omega)[(1-\chi)\Omega-\omega]}\right| \ll 1,$$

когда формула (10) имеет следующий вид:

$$|T| = \frac{2\omega d}{c}\,\frac{\chi^2}{\xi}\sqrt{\frac{\Omega-\omega}{(1-\chi)\Omega-\omega}}\left\{\left[1 - \rho^2\,\frac{\Omega-\omega}{(1-\chi)\Omega-\omega}\right]^2\times\right.$$

$$\times \sin^2\left(\frac{L}{d\Omega}\sqrt{(\Omega-\omega)[(1-\chi)\Omega-\omega]}\right) + \left(\left[1 + \rho^2\,\frac{\Omega-\omega}{(1-\chi)\Omega-\omega}\right]\times\right.$$

$$\times \frac{L}{2I}\frac{(2-\chi)\Omega-2\omega}{\sqrt{(\Omega-\omega)[(1-\chi)\Omega-\omega]}}+2\rho\sqrt{\frac{\Omega-\omega}{(1-\chi)\Omega-\omega}}\Bigg)^2\Bigg\}^{-1/2}. \qquad (3)$$

Резонансное прохождение возникает для частот или магнитных полей, удовлетворяющих дисперсионному уравнению: $(\Omega-\omega)[(1-\chi)\Omega-\omega]=(\pi n d\Omega/L)^2$, n - целое число. Вблизи частот резонансного прохождения при выполнении условия $(\rho L(\Omega-\omega)/\pi n d\Omega)^2\cong\rho^2(\Omega-\omega)/[(1-\chi)\Omega-\omega]\ll 1$ формула (I2) принимает вид

$$|T_n|=\frac{2\omega d}{c}\frac{\chi^2}{\xi}\sqrt{\frac{\Omega-\omega}{(1-\chi)\Omega-\omega}}\left\{\left[\frac{L}{d\Omega}\sqrt{(\Omega-\omega)[(1-\chi)\Omega-\omega]}-\pi n\right]^2+\right.$$

$$\left.+\left[\frac{\Omega-\omega}{(1-\chi)\Omega-\omega}\right]\left[\frac{L}{2I}\frac{(2-\chi)\Omega-2\omega}{\Omega-\omega}+2\rho\right]^2\right\}^{-1/2}.$$

При этом уширение резонанса растет с ростом ρ. Противоположная ситуация имеет место при условии $\rho^2\gg[(1-\chi)\Omega-\omega]/(\Omega-\omega)$, когда

$$|T_n|=\frac{2\omega d}{c}\frac{\chi^2}{\xi\rho^2}\sqrt{\frac{(1-\chi)\Omega-\omega}{\Omega-\omega}}\left\{\left[\frac{L}{d\Omega}\sqrt{(\Omega-\omega)[(1-\chi)\Omega-\omega]}-\pi n\right]^2+\right.$$

$$\left.+\frac{(1-\chi)\Omega-\omega}{\Omega-\omega}\left[\frac{L}{2I}\frac{(2-\chi)\Omega-2\omega}{(1-\chi)\Omega-\omega}+\frac{2}{\rho}\right]^2\right\}^{-1/2},$$

и когда уширение резонанса убывает с ростом ρ. Однако при этом по закону ρ^{-2} убывает сам коэффициент прохождения.

Поступила в редакцию
I6 июня I983 г.

Л и т е р а т у р а

I. А. Ю. Романов, ФММ, 55, I070, (I983).
2. А. Ю. Романов, В. П. Силин, ФММ, 56, 639 (I983).
3. В. И. Окулов, В. В. Устинов, ФММ, 56, 42I (I983).