Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 98 – 101 *20 июля 1969г.*

ПАРАМАГНИТНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА (УЗ) ЭЛЕКТРОНАМИ ПРОВОДИМОСТИ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

П.С. Зырянов, В.И. Окулов, В.П. Силин

При достаточно низких температурах в металлах основным механизмом поглощения УЗ является взаимодействие его с электронами проводимости. В случае высоких частот УЗ $\omega \gg \tau^{-1}$ (τ – время релаксации электронов) в поглощении его существенную роль играет пространственная дисперсия тензора электропроводности σ. При прохождении УЗ вдоль квантующего магнитного поля H возникают (при изменении H) гигантские квантовые осцилляции поглощения, а также осцилляции скорости распространения [1]. В этом сообщении изучается вклад спиновой системы электронной жидкости в поглощение поперечно поляризованного УЗ, распространяющегося вдоль H.

В реальных металлах энергия спинового расщепления электронных уровней $\hbar\,\Omega_o$ обычно не совпадает с энергией циклотронного кванта $\hbar\Omega$. При этом в дополнение к обычным гигантским квантовым осцилляциям могут возникать новые пики, обусловленные поглощением УЗ спин-системой электронов. Положение этих пиков в зависимости от волнового вектора УЗ k и H определяется уравнением

$$E_{n,\,p^{\pm}(k,\,\Omega_o)} = \zeta^{\pm}, \tag{1}$$

в котором $E_{n,\,p}$ – собственные значения энергии электрона в магнитном поле (n – осцилляторное квантовое число, p – импульс электрона вдоль H), а $p^{\pm}(k,\,\Omega_o) = \hbar k/2 + m(\omega \pm \Omega_o)/k$, m – масса электрона; верхний знак (+) соответствует волне поляризованной по правому кругу, а (–) по левому; ζ – химический потенциал электронов, причем $\zeta^{\pm} = (\zeta \pm \hbar|\,\Omega_o|/2)$ в формуле (1) (+) берется для правой, а (–) – для левой поляризаций. Пики обычных гигантских осцилляций поглощения определяются уравнениями

$$E_{n,\,p^{\pm}(k,\,\Omega)} = \zeta^{+}, \qquad E_{n,\,p^{\pm}(k,\,\Omega)} = \zeta^{-}. \tag{2}$$

Из уравнения движения решетки, взаимодействующей через самосогласованное поле с электронами, уравнений Максвелла и уравнения для матрицы плотности вытекает следующее дисперсионное уравнение

$$G^{\pm}(\omega,\,k) = 4\pi i\ [\frac{\omega}{c^2k^2}\ \mathrm{Re}\,\sigma^{\pm} - \mu_o\ \mathrm{Im}\,\chi^{\pm}/(1-\psi\,\mathrm{Re}\ \chi^{\pm})^2 + (\psi\,\mathrm{Re}\ \chi^{\pm})^2, \tag{3}$$

в котором:

$$G^{\pm}(\omega,k) = 1 + 4\pi\,[\mathrm{Re}\,(\frac{\mu_o^2\ \chi^{\pm}}{1-\psi\chi^{\pm}}) + \frac{\omega}{c^2k^2}\ \mathrm{Im}\,\sigma^{\pm}] + \frac{\omega^2\ \omega_{02}^{2}}{c^2k^2\,(\omega^2 - v_o^2k^2 + \omega\Omega_p)}\ ;$$

$$\sigma^{\pm} = \sigma_{xx} \pm i\sigma_{yx} = -\ \frac{N_e\,e^2}{i\omega m}\{1 + \frac{\hbar\Omega}{N_e}\sum_{(n,p,p_y,\sigma)}(n + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2})\,\frac{f^{\sigma}_{n\pm1,\,p-\hbar k} - f^{\sigma}_{n,p}}{E_{n\pm1,\,p-\hbar k} - E_{n,p} + \hbar\omega + i\gamma}\ ,$$

$$\chi^{\pm} = 2 \sum_{n,p,p_y} \frac{f^{\pm}_{n,p-\hbar k} - f^{\pm}_{n,p}}{E_{n,p-\hbar k} - E_{n,p} + \hbar(\omega \pm \Omega_n) + i\gamma}; \quad \gamma \to +0,$$

где ω_{o2} – лэнгмюрова частота ионов решетки, Ω_p – их циклотронная частота, v_o – скорость звука в отсутствие самосогласованного поля; μ_o – магнитный момент свободного электрона, N_e – концентрация электронов, наконец, $f^{\pm}_{n,p} = f(E_{n,p} - \zeta^{\pm})$ – функция Ферми. Ферми-жидкостное взаимодействие так же как и в [3] учитывается с помощью одной константы ψ. Из (3) вытекает, что при $\psi \operatorname{Re} \chi^{\pm} \gg 1$ вклад спиновой системы в поглощение УЗ существенно уменьшается по сравнению с тем случаем, когда ферми-жидкостное взаимодействие не играет роли ($\psi = 0$).

Предполагая, что $\operatorname{Im} \omega = \gamma \ll \operatorname{Re} \omega = \omega'$ найдем уравнение для спектра

$$G(\omega', k) = 0. \tag{4}$$

Это уравнение описывает связанные звуковые, квантовые электромагнитные [2] и спиральные волны с декрементом затухания

$$\gamma^{\pm}(\omega', k) = \gamma_e^{\pm} + \gamma_{\mu}^{\pm}, \tag{5}$$

$$\gamma_e^{\pm} = \gamma_o^{\pm} \sum_{n,\sigma} (n \pm 1/2 + 1/2) \left[f^{\sigma}(E_{n,p^{\pm}(k,\Omega)} - \hbar\omega) - f^{\sigma}(E_{n,p^{\pm}(k,\Omega)}) \right]^3,$$

$$\gamma_{\mu}^{\pm} = \gamma_o^{\pm} \sum_n (ak)^2 \left(\frac{\Omega_o}{\Omega}\right)^2 \left[f^{\pm}(E_{n,p^{\pm}(k,\Omega_o)} - \hbar\omega) - f^{\pm}(E_{n,p^{\pm}(k,\Omega)}) \right],$$

$$\gamma_o^{\pm} = -\left(\frac{\partial G}{\partial \omega}\right)^{-1} e^2 (mc^2 a^4 k^3)^{-1}, \qquad a^2 = c\hbar/|e|H.$$

Если пренебречь влиянием самосогласованных полей на спектр УЗ, то в (5) можно положить $\omega \simeq v_o k$. Тогда (5) будет описывать декремент затухания УЗ. Из (5) следует, что при $\omega \ll \Omega$, Ω_o поглощение звука существует лишь для волн с $k > k_{min}(\Omega) \sim \Omega \sqrt{m/2\zeta}$ (первое слагаемое в (5)) и $k > k_{min}(\Omega_o) \sim \Omega_o \sqrt{m/2\zeta}$ (второе слагаемое в (5)). $\gamma_{\mu}^{\pm}$ – обусловлено взаимодействием УЗ со спинами электронов, ответственными за парамагнетизм Паули. Максимумы поглощения $\gamma_e^{\pm}$ и $\gamma_{\mu}^{\pm}$ смещены благодаря различию Ω_0 и Ω.

В случае $\hbar\omega' \ll T$ разность функций Ферми в (5) можно заменить производной, тогда очевидно, что положение максимумов осцилляций поглощения УЗ определяется уравнениями (1), (2). Условия, необходимые для экспериментального наблюдения осцилляций парамагнитного поглощения УЗ, определяются неравенствами

$$\hbar\Omega,\ \hbar\Omega_o \gg T,\ \hbar/\tau,$$

$$|\Omega - \Omega_o| > \omega \gg (mv_o^2/\hbar\tau)^{1/2}.$$

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 июня 1969 г.

Литература

[1] В.Л. Гуревич, В.Г. Скобов, Ю.А. Фирсов. ЖЭТФ, 40, 786, 1961; *J.J. Quinn, S. Rodriguez. Phys. Rev.*, 128, *2487, 1962; S. Rodriguez. Phys. Rev.*, 130, *1778, 1963; D.N. Langenberg, J.J. Quinn, S. Rodriguez. Phys. Rev. Lett.*, 12, *104, 1964.*

[2] *A.J. Glick, E. Callen. Phys. Rev.*, 169, *530, 1968.*

[3] В.П. Силин. ЖЭТФ, 55, 697, 1968; П.С. Зырянов, В.И. Окулов, В.П. Силин. Письма в ЖЭТФ, 8, 489, 1968.