

ГИГАНТСКИЕ КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА ПЛЕНКОЙ МЕТАЛЛА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.А.Маргулис

При поглощении звука металлом в квантующем магнитном поле возникают гигантские осцилляции коэффициента поглощения звука [1]. Как показано в [1], эти осцилляции должны зависеть от угла между направлениями поля и звуковой волны. В случае, когда этот угол равен прямому, они не возникают.

Учет влияния границ на распространение звука может изменить ситуацию, и осцилляции возникнут и в случае взаимной перпендикулярности направлений поля и звуковой волны из-за несохранения, вследствие принципа неопределенности, z – проекции квазимпульса при рассеянии кванта звука электроном [2] ($0 \leq z \leq L_z$).

В данной работе рассмотрено поглощение звука свободной пленкой в случае, когда магнитное поле и направление распространения звуковой волны лежат в плоскости пленки и их векторы взаимно перпендикулярны. Показано, что вследствие изменения энергетического спектра электронного газа (снятия вырождения по одному квантовому числу из-за влияния границ), коэффициент поглощения испытывает осцилляции Гуревича, Скобова и Фирсова, несмотря на то, что в отличие от [2] квазиимпульс в направлении, где возникают осцилляции, сохраняется

Волновые функции и энергетический спектр электронного газа в нашем случае найден в [3] в приближении параболической ямы. Для случая, когда магнитное поле направлено по оси X , можно записать:

$$\psi_{M p_x p_y} = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} (p_x x + p_y y) \right\} \frac{1}{\sqrt{\ell}} \phi_M \left(\frac{z - z^0}{\ell} \right),$$

$$\epsilon_{M p_x p_y} = \hbar \tilde{\omega} \left(M + \frac{1}{2} \right) + \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{\omega_0^2}{\tilde{\omega}^2} \frac{p_y^2}{2m^*}, \quad (1)$$

где M — магнитопленочное число, $\omega_c = eH/m^*c$, магнитопленочная частота $\tilde{\omega} = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_c^2}$, $z_0 = (c/eH)(\omega_c/\tilde{\omega})^2 p_y$, ϕ_M — осцилляторная функция, магнитопленочная длина $\ell = \sqrt{\hbar/m^* \omega}$. Для простоты рассматривается случай $m \ll m^*$. Чтобы модель хорошо описывала нижние уровни, надо взять для оценок $\omega_0 \sim (\hbar/m^*)(\pi/L_z)^2$, а для верхних $\omega_0 \sim \sqrt{2\xi/m^* L_z^2}$, ξ — энергия Ферми. Для интересующего нас случая толстой пленки со свободными границами $\omega_c \gg \omega_0$.

Будем считать, что волна направлена по оси y , тогда законы сохранения энергии и продольного квазиимпульса дают

$$\hbar \tilde{\omega} (M + 1/2) + \frac{p_x^2}{2m^*} + \left(\frac{\omega_0}{\tilde{\omega}} \right)^2 \frac{p_y^2}{2m^*} + \hbar \omega =$$

$$= \hbar \tilde{\omega} (M' + 1/2) + \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{\omega_0^2}{\tilde{\omega}^2} \frac{(p_y + \hbar \kappa)^2}{2m^*} \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2, \quad (2)$$

считая, что

$$\epsilon_{M p_x} (p_y + \hbar \kappa) = \epsilon_{M p_x} (p_y) + \frac{\hbar p_y \kappa}{m^*} \left(\frac{\omega_0}{\tilde{\omega}} \right)^2$$

получим, если магнитное поле настолько сильное, что

$$\tilde{\omega} > \frac{\kappa p_F}{m^*} \left(\frac{\omega_0}{\tilde{\omega}} \right)^2, \quad (\text{т.е. } M = M'),$$

$$p_y = p_y^0 = \frac{m^* \omega_p}{\omega_0} \tilde{\omega}^2, \quad (3)$$

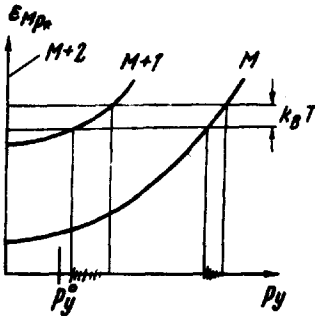
где $\omega = \omega_p \kappa$ — частота звука, а κ — волновой вектор. В поглощении, следовательно, могут участвовать только электроны с $p_y = p_y^0$. Если $L_z \rightarrow \infty$, что соответствует переходу к массивному образцу, то p_y^0

становится много больше ρ_F , и поэтому электроны не смогут поглощать звук. Для поглощения необходимо, чтобы p_y^0 попадало в разряженные интервалы значений p_y на рисунке.

Запишем выражения для коэффициента поглощения звука [1].

$$\Gamma = \frac{\pi}{V \rho u_0^2 \omega} \sum_{M p_x p_y} \sum_{M' p_x' p_y'} \frac{\partial F(\xi - \epsilon_{M p_x p_y})}{\partial \xi} \left| \langle M p_x p_y | u | M' p_x' p_y' \rangle \right|^2 \times \delta[\hbar \tilde{\omega} + (\epsilon_{M p_x p_y} - \epsilon_{M' p_x' p_y'})], \quad (4)$$

где V — объем, u_0 — амплитуда колебаний в звуковой волне, ω — групповая скорость звука, F — функция Ферми, ρ — плотность вещества. Квадрат матричного элемента рассеяния в (4) легко находится аналогично [1].



Если считать функцию Ферми ступенькой, то из (4) можно получить

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{\tilde{\omega}^2}{\omega_0 \omega_c} \right)^2 \frac{1}{2L_z M} \sum \int d p_x \delta \left[\xi - \hbar \tilde{\omega} (M + 1/2) - \frac{p_x^2}{2m^*} - \frac{\tilde{\omega}^2}{\omega_0^2} \frac{m^*}{2\hbar^2 \kappa^2} \left(\frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m^*} - \hbar \omega \right)^2 \right], \quad (5)$$

где Γ_0 — коэффициент поглощения в некантованном спектре [4]. Если пренебречь в (5) последним слагаемым в δ -функции, которое мало по сравнению с ξ (это соответствует небольшому смещению осцилляционной картины), а также учесть, что $\omega_c \gg \omega_0$, то получим

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{\omega_c}{\omega_0} \right)^2 \frac{1}{L_z M} \sum \sqrt{\frac{m^*}{2[\xi - \hbar \omega (M + 1/2)]}}, \quad (6)$$

Из (6) видно, что имеют место осцилляции Γ с периодом $\Delta(1/N) = e\hbar / m^* c \xi$. Для оценки Γ^{max} , необходимо учесть в (4) тепловое раз-

вите функции распределения F , тогда

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(\frac{\omega_c}{\omega_0} \right)^2 \frac{\kappa}{8L_z m^* 2kT} \sum_M \int dp_x dp_y \delta \left[\frac{\kappa p_y}{m^*} + \left(\frac{\tilde{\omega}}{\omega_0} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \frac{\hbar \kappa^2}{2m^*} - \tilde{\omega} \right] \text{ch}^{-2} \left\{ \frac{1}{2kT} \left[\xi - \hbar \tilde{\omega} (M + 1/2) - \frac{p_x^2}{2m^*} \right] \right\}, \quad (7)$$

где пренебрежено в аргументе гиперболического косинуса малой величиной

$$\left(\frac{\omega_0}{\tilde{\omega}} \right)^2 \frac{p_y^2}{2m^*},$$

дающей небольшой сдвиг осцилляционных пиков. Если, однако, ее учесть, то при стремлении $L_z \rightarrow \infty$ легко видеть, что $\Gamma \rightarrow 0$, что соответствует переходу к массивному образцу.

Кроме того, для получения Γ^{min} , надо учесть в (9) поправки, связанные с рассеиванием, т.е. заменить δ -функцию выражением

$$\frac{1}{\pi} \frac{1/r}{\left[\frac{\hbar \kappa p_y}{m^*} + \left(\frac{\tilde{\omega}}{\omega_0} \right)^2 \left(\frac{\hbar \kappa^2}{2m^*} - \omega \right) \right]^2 + \frac{\pi \hbar}{r^2}}. \quad (8)$$

Воспользовавшись даже схемой аналогичной (1), можно получить $\Gamma^{max} / \Gamma^{min} \gg 1$.

Поступила в редакцию
20 июля 1970 г.

Литература

- [1] В.Л.Гуревич, В.Г.Скобов, Ю.А.Фирсов. ЖЭТФ, 40, 786, 1961.
- [2] Б.А.Тавгер, В.А.Маргулис. ЖЭТФ, 58, 635, 1970.
- [3] Е.М.Лифшиц, А.М.Косевич. ДАН СССР, 91, 795, 1953.
- [4] А.И.Ахиезер, М.И.Каганов, Г.Я.Любарский. ЖЭТФ, 32, 837, 1957.