

О МАГНИТОАКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАНСЕ В МЕТАЛЛАХ

А.М.Гришин, В.Г.Скобов, Л.М.Фишер, А.С.Чернов

Показано, что экранирование электрон-фононного взаимодействия вихревыми полями приводит к смещению нижней границы области, в которой существует магнитоакустический резонанс, с сотен килогерц до нескольких сотен мегагерц.

Принято считать, что магнитоакустический резонанс должен существовать в области частот, в которой длина звуковой волны мала по сравнению с длиной свободного пробега электронов (при длине пробега в 1 мм этот диапазон лежит выше 100 кГц). Этот доплер-сдвинутый акустический циклотронный резонанс (ДСАЦР) должен проявляться в виде максимума на краю порога бесстолкновительного поглощения¹. Результат¹ был получен в предположении, что создаваемые звуковой волной в металле вихревые поля не играют существенной роли. В настоящей работе показано, что при не слишком высоких частотах вихревые поля сильно экранируют взаимодействие электронов со звуком и резонансный максимум, связанный с ДСАЦР основной группы носителей, отсутствует.

Рассмотрим поглощение поперечного звука, распространяющегося в металле вдоль магнитного поля $\mathbf{H} \parallel z$. Для простоты будем предполагать, что поверхность Ферми имеет форму гофрированного цилиндра и что его ось совпадает с направлением \mathbf{H} . Возьмем деформационный потенциал в виде $\Lambda_{ik} = -\xi_0 m v_i v_k$ (v – скорость электрона, m – циклотронная масса, ξ_0 – константа) и вычислим плотность электрического тока в металле и плотность силы, действующей на решетку. Тогда из системы уравнений для звукового и электромагнитного полей (см., например,²) получается следующее дисперсионное уравнение для волны в металле.

$$k^2 s^2 - \omega^2 = \frac{k^2 H^2}{4\pi\rho} \left\{ \left[1 - \xi + (4\pi i \omega / k^2 c^2) \sigma_{\pm}(0) \xi \right]^2 \left[1 - \frac{4\pi i \omega}{k^2 c^2} \sigma_{\pm}(k) \right]^{-1} - \left[(1 - \xi)^2 - \frac{4\pi i \omega}{k^2 c^2} \sigma_{\pm}(0) \xi^2 \right] \right\}, \quad (1)$$

где ω – частота, k – волновой вектор, s – скорость звука в отсутствие магнитного поля, c – скорость света, ρ – плотность кристалла, $\xi = \xi_0(1 \pm i\gamma)$, $\gamma = 1/\Omega\tau$, Ω – циклотронная частота, τ – время свободного пробега, $\sigma_{\pm}(k) = \sigma_{xx}(k) \pm i\sigma_{yx}(k)$ – нелокальная проводимость для круговых поляризацій "плюс" и "минус". Слагаемые, не содержащие множителя ξ , связаны с индукционным взаимодействием электронов со звуком. При выводе (1) мы выразили деформационный ток и деформационную силу через $\sigma_{\pm}(k) - \sigma_{\pm}(0)$.

Для рассматриваемой ферми-поверхности нелокальная проводимость имеет вид

$$\sigma_{\pm}(k) = \pm i \frac{ne\tau c}{H} \left[(1 \pm i\gamma)^2 - \left(\frac{kv}{\Omega} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

где n – концентрация электронов, v – их максимальная скорость вдоль вектора \mathbf{H} . Проводимость (2) имеет сингулярность при $k = \Omega(1 \pm i\gamma)/v$, соответствующую ДСАЦР. Вследствие экранирования электрон-фононного взаимодействия вихревыми полями эта сингулярность присутствует только в знаменателе правой части (1). Поэтому в точке сингулярности последняя обращается в нуль (без учета вихревых полей в правой части (1) стояло бы выражение $i\omega\sigma_{\pm}(k)/(\xi - 1)^2 H^2/\rho c^2$, которое в резонансе обращается в бесконечность). Эта ситуация похожа на ту, которая имеет место в случае эффекта отклонения³.

Затухание звуковой волны определяется мнимой частью выражения, стоящего в правой стороне (1). Вдали от геликон-фононного и доплерон-фононного резонансов в этом выра-

жении можно положить $k = \omega/s$ и коэффициент затухания Γ_{\pm} записывается в виде

$$\Gamma_{\pm}(H) \equiv \text{Im}k = \Gamma_0 \text{Im} \left[\frac{a}{q} (1 - \zeta) \mp \zeta \right]^2 \left[a \pm \frac{q}{\sqrt{(1 \pm i\gamma)^2 - q^2}} \right]^{-1}, \quad (3)$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{\omega n m v}{2 \rho s^2}, \quad a = \left(\frac{\omega \delta}{s} \right)^3, \quad \delta^3 = \frac{c^2 m v}{4 \pi \omega n e^2}, \quad q = \frac{v \omega}{\Omega s} = \frac{H_1}{H}.$$

Параметр a представляет куб отношения толщины аномального скин-слоя к длине звуковой волны, а H_1 — значение магнитного поля, соответствующее порогу бесстолкновительного поглощения ($q = 1$). Результаты расчета для поляризации "плюс", в которой нет ни геликона, ни доплерона, приведены на рис. 1. Расчет выполнен для значений параметров $n = 10^{22}$ см, $m = 10^{-27}$ г, $v = 10^8$ см/с, $s = 2 \cdot 10^5$ см/с, $\tau = 10^{-9}$ с, $\zeta_0 = 2$, $\rho = 10$ г·см⁻³. В окрестности точки H_1 на кривой 1 имеется резкий спад вследствие исчезновения бесстолкновительного поглощения, однако резонансного максимума на ней нет. Это является следствием того, что в случае $\omega \delta / s < 1$ вихревые поля сильно экранируют взаимодействие электронов со звуковой волной (условие $\omega \delta = s$ соответствует частоте 250 МГц). В обратном случае $\omega \delta / s > 1$ экранирование ослабляется. Поэтому на кривой 2 вблизи края поглощения имеется асимметричный пик, высота которого определяется величиной a . Такая ситуация сохраняется вплоть до очень высоких частот $a \sim \gamma^{-1/2}$. При больших частотах экранирование исчезает и реализуется случай, рассмотренный в 1.

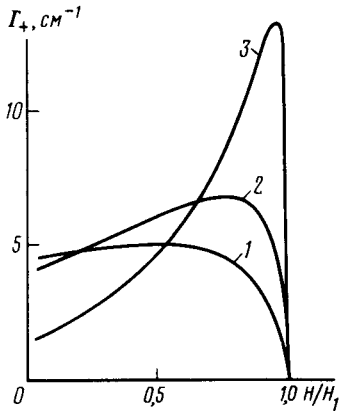


Рис. 1

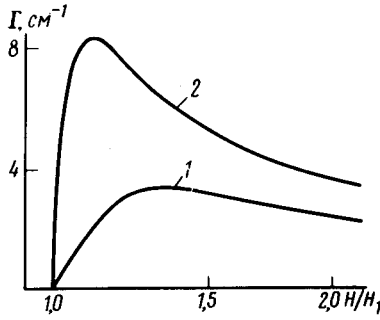


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения звука от магнитного поля: кривая 1 — $a = 0,5$; кривая 2 — $a = 1$; кривая 3 — $a = 3$

Рис. 2. Кривая 1 — $a = 3$, кривая 2 — $a = 5$

Для поляризации минус дисперсионное уравнение (1) имеет решения, соответствующие электромагнитным модам — геликону и доплерону. Поэтому при $a = 0,5$ на кривой $\Gamma_{-}(H)$ имеется мощный максимум в поле $H \approx 2H_1$, который обусловлен геликон-фононным резонансом. При больших a этот резонанс отсутствует, но существует доплерон-фононный резонанс (ДФР). Соответствующий максимум в $\Gamma_{-}(H)$ расположен справа от точки H_1 на расстоянии $\Delta H \approx H_1/2a^2$. При $a = 3$ он находится практически на пороге бесстолкновительного поглощения и его высота значительно превосходит Γ_0 . Поэтому магнитоакустический резонанс здесь не проявляется.

Если поверхность Ферми не обладает аксиальной симметрией, то коэффициент поглощения Γ имеет особенности при значениях поля $H_n = H_1/n$, где n — целое. Эти особенности в Γ отличаются от аномалии вблизи точки H_1 , поскольку кратные резонансы находятся в области сильного бесстолкновительного поглощения. При $a \ll 1$ поглощение Γ можно считать обратно пропорциональным $\text{Re} \sigma(q)$. Поэтому резонансные максимумы в $\text{Re} \sigma(q)$ должны проявляться как минимумы в $\Gamma(H)$.

Следует также отметить, что в металлах с анизотропными поверхностями Ферми возможна ситуация, когда линия $\Gamma(H)$ инвертируется относительно точки H_1 . Это должно иметь место в случае, когда производная площади сечения поверхности Ферми $\partial S/\partial p_z$ имеет минимум, т. е. когда продольные скорости всех электронов данной группы больше некоторой минимальной. Для модельной ферми-поверхности такого типа, описанной в ⁴, нелокальная проводимость имеет вид¹⁾:

$$\sigma_{\pm}(K) = \pm i \frac{nev}{H(1 \pm i\gamma)} F\left(\frac{kv}{\Omega \pm i/\tau}\right), \quad F(x) = 1 - \frac{x^2}{\sqrt{x^2 - 1}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{x^2 - 1}}, \quad (4)$$

где v — минимальная продольная скорость электронов. Результаты расчета коэффициента затухания волны с поляризацией минус, в которой ДФР отсутствует, изображены на рис. 2. Бесстолкновительное поглощение волны в этом случае существует в области полей $H > H_1$.

Таким образом, область существования магнитоакустического резонанса¹, обусловленно-го основной группой носителей, лежит в гиперзвуковом диапазоне. В переходной же области, где $1 < a < \gamma^{-1/2}$, экспериментальное наблюдение этого резонанса требует тщательного разделения сигналов от ДФР и ДСАЦР, существующих в противоположных круговых поляризациях.

Заметим, что полученные результаты позволяют объяснить форму кривой поглощения звука вблизи ДСАЦР дырок октаэдра в вольфраме⁵.

Авторы признательны Л.Т.Цымбал, привлечшей их внимание к настоящей проблеме.

Литература

1. Канер Э.А., Песчанский В.Г., Привороцкий И.А. ЖЭТФ, 1961, 40, 214.
2. Скобов В.Г., Канер Э.А. ЖЭТФ, 1964, 64, 273.
3. Канер Э.А., Чеботарев Л.В., Еременко А.В. ЖЭТФ, 1981, 80, 1058.
4. Лаврова В.В., Медведев С.В., Скобов В.Г., Фишер Л.М., Чернов А.С., Юдин В.А. ЖЭТФ, 1974, 66, 700.
5. Галкин А.А., Цымбал Л.Т., Черкасов А.М. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 3.

Всесоюзный электротехнический институт
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
22 марта 1982 г.

¹⁾ В формуле (8) в ⁴ подкоренное выражение должно иметь противоположный знак.