

Ориентационный эффект в затухании ультразвука в металлах в условиях магнитоакустического резонанса

А. В. Еременко, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: vpeschansky@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 5 января 1999 г., после переработки 2 марта 1999 г.

Теоретически исследовано поглощение ультразвука в металлах (вырожденных проводниках) в сильном магнитном поле. Обнаружены и рассмотрены в сравнении с известным эффектом отклонения Ренекера особенности ориентационного магнитоакустического резонанса. Особое внимание уделено случаю открытых поверхностей Ферми.

Теоретично досліджено поглинання ультразвука в металах (вироджених провідниках) у сильному магнітному полі. Виявлені та розглянуті в порівнянні з відомим ефектом відхилення Ренекера особливості орієнтаційного магнітоакустичного резонанса. Особлива увага приділялась випадку відкритих поверхонь Фермі.

PACS: 72.55.+s

Затухание ультразвуковых волн в проводящих ток средах носит резонансный характер в достаточно сильном магнитном поле \mathbf{H} , когда радиус кривизны траектории носителей заряда r много меньше длины их свободного пробега l , однако значительно превышает длину звуковой волны $1/k$. В металлах магнитоакустический резонанс связан с наличием дрейфа носителей заряда вдоль волнового вектора звука \mathbf{k} при

$$kl \gg kr \gg 1. \quad (1)$$

Эффективно взаимодействуют с полем звуковой волны носители заряда, которые достаточно долго движутся в фазе с волной. В магнитном поле зона эффективного взаимодействия сосредоточена вблизи точек поворота на электронной орбите, где $\mathbf{k}\mathbf{v} = 0$. При этом не играет существенной роли на сколько длин волн продрейфовал электрон вдоль волнового вектора, чтобы в точке поворота вновь встретить волну в той же фазе. Следовательно, условие резонансного взаимодействия носителей заряда с волной имеет вид

$$(\mathbf{k}\bar{\mathbf{v}} - \omega) T = 2\pi n, \quad n = 0, 1, 2, 3, \quad (2)$$

где $T = 2\pi/\Omega = 2\pi m^*c/eH$ — период движения заряда в магнитном поле; e , \mathbf{v} и m^* — заряд,

скорость и циклотронная эффективная масса электрона, а c — скорость света в вакууме, черта сверху означает усреднение за время T .

Частота акустической волны ω , как правило, значительно меньше частоты столкновений носителей заряда $1/\tau$ и, естественно, много меньше частоты Ω обращения электрона в сильном магнитном поле ($\Omega\tau \gg 1$), так что при отличном от нуля n величину ωT можно не принимать в расчет в резонансном условии (2). В этом случае резонанс наиболее ярко проявляется, когда при $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$ электроны проводимости дрейфуют вдоль \mathbf{k} по открытым траекториям [1] и в формировании резонансных пиков в зависимости декремента затухания звуковых волн от величины магнитного поля участвуют носители заряда, принадлежащие всему слою открытых сечений поверхности Ферми $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_F$ плоскостью $p_H = \mathbf{p}\mathbf{H}/H = \text{const}$.

Резонанс наступает при тех значениях магнитного поля, когда величина дрейфа вдоль \mathbf{k} за время T

$$\mathbf{k}\bar{\mathbf{v}}T/k = \int_0^T dt \mathbf{k}\mathbf{v}(t)/k = cP_0 \sin \varphi/eH \quad (3)$$

кратна длине звуковой волны, т.е. $k\bar{v}T/k = 2\pi n$.
Здесь P_0 — период поверхности Ферми вдоль направления ее «открытости» p_x , т.е. направления дрейфа носителей заряда по траектории в импульсном пространстве $p_H = \text{const}$, а φ — угол между осью x и волновым вектором звука.

При $kr \gg 1$ затухание звуковых волн в металлах связано в основном с электронной вязкостью и определяется деформационным механизмом диссипации [2]. Декремент затухания акустических волн

$$\Gamma = Q/\rho u^2 s \quad (4)$$

нетрудно найти, зная диссипативную функцию Q , которая определяется неравновесной функцией распределения носителей заряда в системе отсчета, движущейся вместе с деформированной кристаллической решеткой со скоростью u . Здесь ρ — плотность кристалла; s — скорость звука; u — смещение ионов под действием деформации.

Решение кинетического уравнения для функции распределения носителей заряда $f = f_0[\varepsilon(\mathbf{p}) + i\omega\mathbf{p}\mathbf{u}] - \psi\partial f_0/\partial\varepsilon$, линеаризованного по слабому возмущению электронов проводимости,

$$\mathbf{v}\frac{\partial\psi}{\partial\mathbf{r}} + \frac{\partial\psi}{\partial t} + \left(\frac{1}{\tau} - i\omega\right)\psi = g \quad (5)$$

позволяет представить диссипативную функцию в следующем виде:

$$Q = \int \frac{2d^3p}{(2\pi\hbar)^3} \delta[\varepsilon(\mathbf{p}) - \varepsilon_F] \psi\psi^*/\tau = \langle\psi\psi^*/\tau\rangle. \quad (6)$$

Оператор столкновений в уравнении (5) взят в приближении времени релаксации носителей заряда τ ; f_0 — равновесная фермиевская функция распределения электронов проводимости;

$$g = -i\omega\Lambda_{ij}(\mathbf{p}) u_{ij} e\tilde{\mathbf{E}}v. \quad (7)$$

Время t определяет положение заряда на его траектории в магнитном поле, согласно уравнению движения,

$$\frac{\partial\mathbf{p}}{\partial t} = \frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{H}]. \quad (8)$$

Перенормировка энергетического спектра носителей заряда под действием деформации кристалла

$$\delta\varepsilon = \lambda_{ij}(\mathbf{p}) u_{ij} \quad (9)$$

содержится в кинетическом уравнении в виде, учитывающем сохранение числа носителей заряда, а именно:

$$\Lambda_{ik}(\mathbf{p}) = \lambda_{ik}(\mathbf{p}) - \langle\lambda_{ik}(\mathbf{p})\rangle/\langle 1 \rangle. \quad (10)$$

Здесь $\lambda_{ij}(\mathbf{p})$ — компоненты тензора деформационного потенциала, а электрическое поле

$$\tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{E} - \frac{i\omega}{c}[\mathbf{u} \times \mathbf{H}] + \frac{m\mathbf{u}\omega^2}{e}, \quad (11)$$

сопровожающее звуковую волну, учтено в системе отсчета, движущейся с колеблющейся кристаллической решеткой.

Воспользовавшись соотношениями (4)–(9), нетрудно найти декремент затухания звуковых волн

$$\Gamma(H) = \Gamma_0 \frac{r}{l} \int \frac{dp_H/p_F}{\text{ch}T/\tau - \cos(k\bar{v}T - \omega T)}. \quad (12)$$

Здесь p_F — характерный фермиевский импульс, а $\Gamma_0 = \omega/v$ — коэффициент затухания звука в отсутствие магнитного поля. В формуле (12) опущены малосущественные численные множители порядка единицы, а также осциллирующие с $1/H$ малые поправки, пропорциональные $(kr)^{-1/2}$ [3–6].

Дрейф носителей заряда вдоль \mathbf{k} за период движения по открытой орбите в плоскости, ортогональной магнитному полю, как следует из формулы (3), одинаков для всех электронов проводимости во всем слое открытых сечений поверхности Ферми плоскостью $p_H = \mathbf{p}\mathbf{H}/H$. В результате при $\omega T \ll 1$ все носители заряда, принадлежащие слою открытых сечений поверхности Ферми, как следует из формулы (12), участвуют в формировании резонансного пика поглощения энергии звуковых волн величиной $\Gamma_0 l/r$ при

$$H_n = \frac{kcP_0 \sin \varphi}{2\pi ne}. \quad (13)$$

Следует иметь в виду, что этот результат справедлив в случае достаточно широкого слоя открытых электронных траекторий, когда вклад в поглощение энергии звуковых волн носителей заряда с открытыми сечениями поверхности Ферми, близкими к самопересекающейся орбите, ничтожно мал. Период движения носителей заряда в магнитном поле неограниченно возрастает при приближении к граничным самопересекающимся сечениям поверхности Ферми, отделяющим слой открытых сечений от замкнутых электронных орбит, достигая минимального значения где-то внутри этого слоя. Следовательно, функция $T(p_H)$ всегда имеет по крайней мере один экстремум (минимум T_{\min}). Расходимость $T(p_H)$ вблизи самопересекающейся орбиты является ло-

гарифмической, так что число носителей заряда, для которых $\omega T \geq 1$, пропорционально $\exp(-1/\omega T_{\min})$ при $\omega T_{\min} \ll 1$, и их вклад в декремент затухания звука пренебрежимо мал. Если слой открытых сечений поверхности Ферми узок, т.е. расстояние между самопересекающимися орбитами весьма мало, условие $\omega T \ll 1$ не выполняется даже при достаточно большой величине магнитного поля. В этом случае вклад в затухание акустических волн вносят в основном носители заряда с замкнутыми орбитами.

При определенных ориентациях волнового вектора, когда $\sin \varphi$ по порядку величины равен отношению скорости звука $s = \omega/k$ к фермиевской скорости электронов проводимости, имеется пик поглощения при $n = 0$. Этот пик такой же природы, что и резкое возрастание затухания звука в отсутствие открытых сечений поверхности Ферми в достаточно сильном магнитном поле ($kr \ll 1$), которое возникает при отклонении ортогональности векторов \mathbf{H} и \mathbf{k} на небольшой угол θ порядка отношения скорости звука s к экстремальному значению скорости дрейфа носителей заряда \bar{v}_H вдоль магнитного поля (эффект отклонения [7–10]).

В отличие от резонансного поглощения энергии звуковых волн при n , отличном от нуля, нуль-линия поглощения (пик при $n = 0$) возможна, когда скорость дрейфа носителей заряда совпадает со скоростью звука. Ее положение не зависит от величины магнитного поля и определяется лишь ориентацией волнового вектора звука относительно магнитного поля и направления дрейфа носителей заряда по открытым траекториям. При этом расстояние, на котором амплитуда акустических колебаний уменьшается в e раз, равное $1/\Gamma$, оказывается таким же, как при $H = H_n$.

При нарушении ортогональности векторов \mathbf{k} и \mathbf{H} условие резонансного взаимодействия электронов проводимости с звуковой волной принимает вид

$$\frac{c}{eH} (kP_0 \sin \varphi + k \frac{\partial S}{\partial p_H} \sin \theta - 2\pi m^* \omega) = 2\pi n, \quad (14)$$

где S — площадь сечения поверхности Ферми плоскостью $p_H = \text{const}$.

При $kr \sin \theta \ll 1$ и $\omega T \ll 1$ последние два слагаемые в формуле (14) малы и их учет не оказывает существенного влияния на форму резонансных линий в поглощении энергии звуковых волн с n , отличным нуля. Однако при $kr \sin \theta \geq 1$ резко уменьшается высота пиков по-

глощения. В случае, когда $\partial S/\partial p_H$ имеет экстремум на поверхности Ферми, при

$$H_n = \frac{kc}{2\pi ne} (P_0 \sin \varphi + \frac{\partial S}{\partial p_H} \sin \theta) \quad (15)$$

высота пика имеет вид

$$\Gamma_{\text{res}} = \frac{\Gamma_0 l/r}{(kl \sin \theta)^{1/2}}. \quad (16)$$

Этот пик поглощения формируется небольшой долей электронов из окрестности $p_H = p_H^0$, где смещение электрона за период вдоль магнитного поля имеет экстремум, т.е.

$$\left. \frac{\partial^2 S}{\partial p_H^2} \right|_{p_H = p_H^0} = 0. \quad (17)$$

Если $\partial^2 S/\partial p_H^2$ нигде не обращается в нуль и всюду на поверхности Ферми ограничена, то при $kr \sin \theta \geq 1$ коэффициент поглощения энергии акустических волн имеет вид

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0}{kr \sin \theta} \quad (18)$$

как в отсутствие открытых сечений поверхности Ферми, так и при их наличии с любой ориетацией дрейфа носителей заряда в плоскости, ортогональной магнитному полю. Существенное уменьшение резонансного пика связано с тем, что с изменением θ перемещается роль «эффективности» с одних носителей заряда на другие.

При $\omega T \geq 1$ уже нельзя игнорировать последнее слагаемое в формуле (14). Если дрейф носителей заряда вдоль волнового вектора звука \mathbf{k} связан лишь с наличием открытых сечений поверхности Ферми при заданной ориентации магнитного поля, т.е. при $\theta = 0$, то максимум поглощения смещается и имеет место при

$$H_n = \frac{kc}{2\pi ne} (P_0 \sin \varphi - 2\pi m_0 s), \quad (19)$$

где m_0 — экстремальная эффективная масса носителей заряда, а величина максимума Γ с ростом ωT убывает в $(\omega T)^{1/2}$ раз.

Если циклотронная эффективная масса имеет не один, а несколько экстремумов, то во столько же раз увеличивается число пиков поглощения энергии звуковых волн.

Ориентационный пик поглощения энергии звуковых волн, не зависящий от величины магнитного поля, существует, когда электроны проводи-

мости не опережают звуковую волну, и их скорость дрейфа вдоль \mathbf{k} равна скорости звука. При нарушении ортогональности векторов \mathbf{k} и \mathbf{H} резонансный пик при $n = 0$ формируют носители заряда с экстремальным значением величины $(\partial s / \partial p_H) \sin \theta - 2\pi t^* s$, т.е. удовлетворяющие условию

$$\frac{\partial^2 S}{\partial p_H^2} \sin \theta - s \frac{\partial^2 S}{\partial p_H \partial \epsilon} = 0. \quad (20)$$

Таким образом, величина и положение пиков резонансного поглощения энергии акустических волн носителями заряда в металлах и вырожденных проводниках весьма чувствительны к ориентации магнитного поля и волнового вектора звука.

Магнитоакустические эффекты, чувствительные к форме поверхности Ферми [1,3,4,7], были успешно использованы в качестве надежного спектроскопического метода изучения электронного энергетического спектра металлов. Цель нашего сообщения — напомнить возможности этого метода, позволяющие получить дополнительную информацию о спектре носителей заряда в металлах и проводниках с металлическим типом проводимости, в частности, детально исследовать эффективные массы электронов с открытыми траекториями в импульсном пространстве.

Работа частично поддержана научной программой НАТО (грант CRG. CRGP 972846).

1. Э. А. Канер, В. Г. Песчанский, И. А. Привороцкий, *ЖЭТФ* **40**, 214 (1961).
2. А. И. Ахиезер, *ЖЭТФ* **8**, 1330 (1938).
3. А. В. Pippard, *Philos. Mag.* **2**, 1147 (1957).
4. В. Л. Гуревич, *ЖЭТФ* **37**, 71 (1959).
5. V. M. Gokhfeld and V. G. Peschansky, *Sov. Sci. Rev. A Phys.* **17**, 1 (1993).
6. Э. А. Канер, Ф. Перес Родригес, *ФНТ* **14**, 39 (1988).
7. D. H. Reneker, *Phys. Rev.* **115**, 303 (1959).
8. Э. А. Канер, Л. В. Чеботарев, А. В. Еременко, *ЖЭТФ* **80**, 1058 (1981).
9. А. М. Гришин, В. Г. Скобов, Л. М. Фишер, А. С. Чернов, *Письма в ЖЭТФ* **35**, 370 (1982).
10. В. М. Конторович, *УФН* **142**, 265 (1984).

Orientation effect in ultrasonic attenuation in metals under the conditions of magnetoacoustic resonance

A. V. Yeremenko, O. V. Kirichenko, and
V. G. Peschansky

Ultrasonic attenuation in metals (degenerate conductors) is studied theoretically in a strong magnetic field. Peculiarities of the orientational magneto-acoustic resonance are revealed and compared with the conventional Reneker tilt-effect. The key role of the open Fermi surfaces is emphasized.