

## АНИЗОТРОПИЯ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МЕТАЛЛАХ

Н.В.Заварицкий, М.И.Каганов, Ш.Т.Мевлют

Выведена формула для акустоэлектрического тока (и ЭДС) в металле при произвольном законе дисперсии электронов проводимости, принципиально объясняющая экспериментальные результаты.

Один из нас, продолжая исследования [1], обнаружил в монокристаллическом образце олова анизотропное акустоэлектрическое напряжение (рис. 1). Хотя несомненно, что за акустоэлектрический эффект ответственно то же взаимодействие звукового потока с электронами проводимости, которое приводит и к затуханию звука, анизотропия у обоих явлений различна (см. рис. 1). Задача настоящего сообщения вывести формулу, описывающую акустоэлектрический эффект, без упрощающих предположений о законе дисперсии электронов металла<sup>1)</sup>, и выяснить природу различия в угловых зависимостях акустоэлектрического тока  $J(\mathbf{n})$  и коэффициента поглощения звука  $\Gamma(\mathbf{n})$  ( $\mathbf{q} = q\mathbf{n}$  — волновой вектор звуковой волны; в эксперименте  $ql \approx 20$ , так что можно считать, что  $ql \gg 1$ ,  $l$  — длина пробега электронов). Звуковой поток мы будем описывать  $\delta$ -образной функцией распределения в  $\mathbf{k}$ -пространстве.

$$N(\mathbf{k}) = \frac{W}{\hbar s \omega_{\mathbf{k}}} \delta(\mathbf{k} - \hbar \mathbf{q}), \quad (1)$$

где  $W$  — плотность потока звука с частотой  $\omega_{\mathbf{k}}$ ,  $s$  — скорость звука. Исходным при рассмотрении служат кинетические уравнения для электронной  $f(\mathbf{p})$  и фононной  $N(\mathbf{k})$  функций распределения:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{СТ}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} + \frac{\pi}{\hbar^2 \rho} \sum_{\mathbf{k}} \frac{|\Lambda|^2 k^2 N(\mathbf{k})}{\omega_{\mathbf{k}}} \{ (f(\mathbf{p} + \mathbf{k}) - f(\mathbf{p})) \delta(\epsilon(\mathbf{p} + \mathbf{k}) - \epsilon(\mathbf{p}) - \hbar \omega_{\mathbf{k}}) + (f(\mathbf{p} - \mathbf{k}) - f(\mathbf{p})) \delta(\epsilon(\mathbf{p} - \mathbf{k}) - \epsilon(\mathbf{p}) + \hbar \omega_{\mathbf{k}}) \} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial N(\mathbf{k})}{\partial t} = \frac{2\pi k^2}{\hbar^2 \rho \omega_{\mathbf{k}}} N(\mathbf{k}) \sum_{\mathbf{p}} |\Lambda|^2 (f(\mathbf{p} + \mathbf{k}) - f(\mathbf{p})) \delta(\epsilon(\mathbf{p} + \mathbf{k}) - \epsilon(\mathbf{p}) - \hbar \omega_{\mathbf{k}}), \quad (3)$$

здесь  $\rho$  — плотность металла,  $\Lambda$  — соответствующая компонента деформационного потенциала. Интеграл столкновений  $(\partial f / \partial t)_{st}$  включает взаимодействие электронов с тепловыми фононами, с примесями и друг с другом.

<sup>1)</sup> Теории акустоэлектрического эффекта посвящено сравнительно много работ (см., например, [3] и цитируемую там литературу), однако, нам не известен анализ различия анизотропии затухания звука и акустоэлектрического эффекта в металлах.

Из уравнения (3) получаем известное выражение для коэффициента затухания звукового потока [4]

$$\Gamma(\mathbf{n}) = \frac{2\pi\omega_{\mathbf{q}}}{(2\pi\hbar)^3 \rho s^2} \int \frac{|\Lambda|^2}{v_F^2} \delta\left(\vec{v}\mathbf{n} - \frac{\mathbf{s}}{v_F}\right) dS_F, \quad (4)$$

$$\vec{v} = \mathbf{v}/v,$$

а уравнение (2) линеаризуем по  $W$ , для чего представляем  $f(\mathbf{p})$  в виде  $f_F(\mathbf{p}) + f_1$ , где  $f_F(\mathbf{p})$  — равновесная функция Ферми, а  $f_1 \sim W$ . Замечая, что благодаря (1), правая часть (2) содержит  $\delta$ -функции, мы убеждаемся, что в интеграле столкновений  $(\partial f/\partial t)_{st}$  можно пренебречь "приходным" слагаемым, т. е.

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{st} = -\frac{f_1}{\tau_{\mathbf{p}}}, \text{ где } \tau_{\mathbf{p}}^{-1} = \int w_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} d\mathbf{p}',$$

а  $w_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}$  — соответствующим образом нормированная вероятность перехода из состояния  $|\mathbf{p}\rangle$  в состояние  $|\mathbf{p}'\rangle$  за счет всех механизмов рассеяния. Таким образом:

$$f_1 = \frac{\pi\tau_{\mathbf{p}}|\Lambda|^2 W}{\hbar\rho s^3} \{ [f_F(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}) - f_F(\mathbf{p})] \delta(\epsilon(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}) - \epsilon(\mathbf{p}) - \hbar\omega_{\mathbf{q}}) + [f_F(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{q}) - f_F(\mathbf{p})] \delta(\epsilon(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{q}) - \epsilon(\mathbf{p}) + \hbar\omega_{\mathbf{q}}) \}. \quad (5)$$

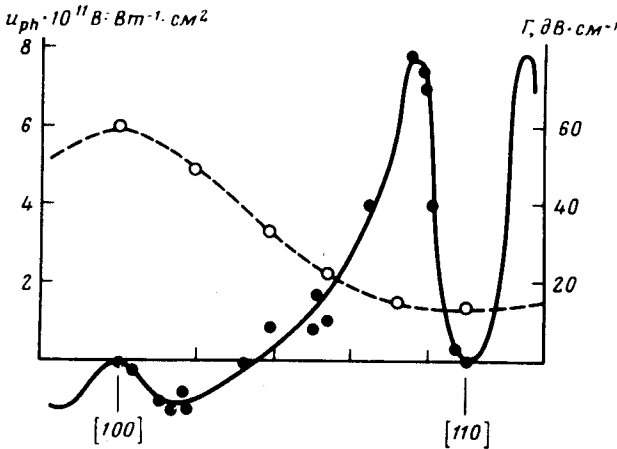


Рис. 1. Анизотропия акустоэлектрического напряжения  $v_{ph}$  (сплошная кривая) и поглощение ультразвука  $\Gamma$  (пунктир) по данным [2] в плоскости [001] у олова для продольных колебаний звука

Акустоэлектрический ток  $J(\mathbf{n})$  в направлении  $\mathbf{n} = \mathbf{q}/q$  выражается следующей формулой:

$$J(\mathbf{n}) = \frac{2\pi eW}{(2\pi\hbar)^3 \rho s^3} \left\{ \int \tau_{\mathbf{p}} |\Lambda|^2 \frac{\partial f_F}{\partial \epsilon} \hbar\omega_{\mathbf{q}} v_{\mathbf{n}} \delta(\epsilon(\mathbf{p} + \hbar\mathbf{q}) - \epsilon(\mathbf{p}) - \hbar\omega_{\mathbf{q}}) d\mathbf{p} - \int \tau_{\mathbf{p}} |\Lambda|^2 \frac{\partial f_F}{\partial \epsilon} \hbar\omega_{\mathbf{q}} v_{\mathbf{n}} \delta(\epsilon(\mathbf{p} - \hbar\mathbf{q}) - \epsilon(\mathbf{p}) + \hbar\omega_{\mathbf{q}}) d\mathbf{p} \right\}. \quad (6)$$

Удерживая в аргументах  $\delta$ -функций члены, пропорциональные  $q^2$  имеем:

$$J(\mathbf{n}) = \frac{2\pi e W \omega \mathbf{q}}{(2\pi\hbar)^3 \rho s^3} \int \frac{l_p |\Lambda|^2}{v_F^3} \left[ \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial p_n^2} \right]_F \delta\left(\tilde{v}\mathbf{n} - \frac{s}{v_F}\right) dS_F, \quad (7)$$

$l_p = \tau v_F$  — "уходная" длина пробега электронов.

Сравнение формул (7) и (4) показывает: 1) при простейших предположениях о законе дисперсии [ $\epsilon(\mathbf{p}) = p^2/2m$ ] мы получаем соотношение Вайнрайха [3]  $E = \Gamma W / ens$ ; 2) акустоэлектрический эффект в отличие от поглощения звука (даже при  $ql \gg 1$ ) существенно зависит от механизмов диссипации; 3) в обоих случаях в эффектах принимают участие электроны на "поясках"; 4) из-за тензора обратных эффективных масс [ $\partial^2 \epsilon / \partial p_n^2$ ] $_F$  анизотропия  $J(\mathbf{n})$  может существенно отличаться от анизотропии  $\Gamma(\mathbf{n})$ .

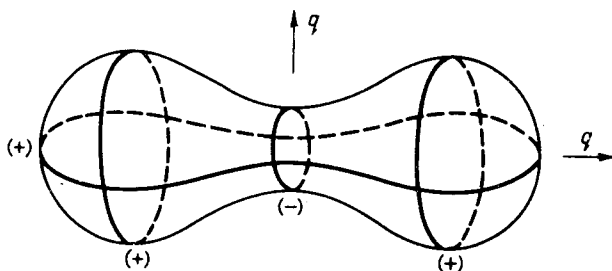


Рис. 2. Топология "поясков" на поверхности Ферми типа "гантель". Отмечен знак вклада в  $J(\mathbf{n})/e$  каждого "пояска"

Как видно, знак эффекта определяется знаком компоненты тензора обратных эффективных масс [ $\partial^2 \epsilon / \partial p_n^2$ ] $_F$  вдоль направления  $\mathbf{n}$ . Следует подчеркнуть, что отрицательный вклад в  $J(\mathbf{n})/e$  может дать электронная поверхность Ферми, а положительный — дырочная. На рис. 2 изображена электронная поверхность типа "гантель".

При  $\mathbf{q} = q\mathbf{n}$ , параллельном оси "гантели", вклад от центрального "пояска" отрицательный, при  $\mathbf{q}$ , перпендикулярном оси, вклад от имеющегося "пояска" положительный<sup>2)</sup>. Изменение направления распространения звука должно приводить к особенностям в угловой зависимости  $J(\mathbf{n})$ , обусловленным изменением топологии "поясков" (см. [5]).

Акустоэлектрическое поле  $E(\mathbf{n}) = \rho_n J(\mathbf{n})$ , где  $\rho_n$  — сопротивление вдоль  $\mathbf{n}$ . Анизотропия  $E(\mathbf{n})$  не должна существенно отличаться от анизотропии  $J(\mathbf{n})$ , так как сопротивление  $\rho_n$  определяется всеми фермиевскими электронами и зависит только от класса симметрии кристалла.

<sup>1)</sup> Отметим, что вклад в  $J(\mathbf{n})$  мало по размерам "пояска" может быть anomalously велик (ср. с [6]). Поэтому вполне возможна перемена знака эффекта даже в простом случае, представленном на рис. 2.

Детальное сравнение теории с экспериментом требует численных расчетов, использующих определенную модель поверхности Ферми.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
30 июня 1978 г.

### Литература

- [1] Н.В.Заварицкий. Письма в ЖЭТФ, **25**, 61, 1977.
  - [2] Y. M. Perz, E. R. Dobbs. Proc. Roy. Soc., **297**, 408, 1967.
  - [3] В.Л.Гуревич. ФТП, **2**, 1557, 1968; N. Mikoshiba. J. Appl. Phys., **34**, 510, 1963; S. G. Eckshtein. J. Appl. Phys., **35**, 2702, 1964.
  - [4] А.И.Ахиезер, М.И.Каганов, Г.Я.Любарский. ЖЭТФ, **32**, 837, 1957.
  - [5] Г.Т.Аванесян, М.И.Каганов, Т.Ю.Лисовская. Письма в ЖЭТФ, **25**, 381, 1977.
  - [6] В.Н.Давыдов, М.И.Каганов. Письма в ЖЭТФ, **16**, 133, 1972; ЖЭТФ, **67**, 1491, 1974.
-