

АНИЗОТРОПИЯ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МЕТАЛЛАХ

И. М. Сулов

Рассмотрен акустоэлектрический эффект при $ql \gg 1$ (l — длина свободного пробега электрона) для металла с анизотропным законом дисперсии электронов. Показана высокая чувствительность анизотропии акустоэлектрического тока J^A к характеру рассеяния электронов; в частности, при смене механизма рассеяния возможно изменение знака эффекта и изменение характера особенностей (например, возникновение логарифмических пиков); это позволяет использовать акустоэлектрический эффект для изучения неравновесной функции распределения электронов. При рассеянии на фононах анизотропия J^A аналогична анизотропии коэффициента поглощения звука Γ , при рассеянии на примесях она разумно описывается формулой τ -приближения и существенно связана с анизотропией деформационного потенциала Λ . Для произвольной поверхности Ферми выяснена температурная зависимость J^A : при рассеянии на примесях $J^A \sim \text{const}(T)$; при рассеянии на фононах в условиях их полного увлечения $J^A \sim T^{-3}$ для открытых и $J^A \sim e^{T/T^*}$ — для закрытых поверхностей Ферми (в том числе и для компенсированных металлов), при равновесии же фононов (гипотеза Блоха) $J^A \sim T^{-5}$ во всех случаях. Конкретные примеры угловых зависимостей J^A приведены для щелочных и благородных металлов.

1. Введение

Акустоэлектрический эффект состоит в возникновении ЭДС (или электрического тока, если цепь замкнута) в образце, вдоль которого распространяется ультразвуковая волна [1—3]. По сравнению с полупроводниками величина этого эффекта в металлах очень мала, и он был обнаружен лишь недавно Заварицким [4] в экспериментах на олове с использованием методики СКВИПа. Эти эксперименты показали весьма сильную анизотропию эффекта вплоть до изменения знака акустоэде при изменении направления распространения звуковой волны.

В работе Заварицкого, Каганова и Мевлюта [5] была предпринята попытка объяснить анизотропию ЭДС характером электронной структуры металла. При описании рассеяния электронов авторы ограничились τ -приближением. Позднее Кагановым, Мевлютом и автором был предложен общий метод [6], позволяющий освободиться от этого ограничения¹⁾. Напомним вкратце основные выводы работы [6].

В условиях, отвечающих экспериментальной ситуации, длина волны звука $\lambda = 2\pi/q$ значительно меньше длины свободного пробега электронов l , т. е. $ql \gg 1$. В этом случае звуковую волну можно рассматривать как поток фононов с δ -образной функцией распределения в пространстве волновых векторов (это строго обосновано для продольного звука, для поперечного же требуется выполнение более сильного неравенства $\omega\tau \gg 1$, ω — частота звука, τ — время релаксации электронов). Наличие звуковой волны учитывается добавлением к полевой части кинетического уравнения для электро-

¹⁾ Применительно к изотропному закону дисперсии электронов близкий подход использовался Каганом [7].

нов члена (см. [6, формула (3)]), который нетрудно преобразовать к виду

$$U^A = -\frac{\pi\omega}{\rho\hbar s^3} W \frac{\partial}{\partial k_n} \left[\frac{|\Lambda_k|^2}{v_k} \frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k} \delta(\cos \theta_v) \right]. \quad (1)$$

Здесь W — плотность потока энергии в волне, Λ_k — компонента деформационного потенциала, θ_v — угол между \mathbf{v} и $\mathbf{n}=\mathbf{q}/q$, $k_n=\mathbf{k}\mathbf{n}$, s — скорость звука, ρ — плотность металла. Сингулярный характер функции U^A (которая, как видно, пропорциональна двойному слою в \mathbf{k} -пространстве) физически связан с тем, что звуковая волна возмущает электроны лишь вблизи «полюсов» $\cos \theta_v=0$, на которых одновременно выполняются законы сохранения энергии и импульса [8]. Как было показано [6], эрмитовость оператора столкновений \hat{L} позволяет выразить акустоэлектрический ток J^A через решение Φ_k кинетического уравнения

$$\mathbf{v}_k \mathbf{n} \partial f_k^0 / \partial \epsilon_k = \hat{L} \Phi_k, \quad (2)$$

используемого при вычислении электропроводности σ . Последняя вместе с током J^A определяется формулами

$$\sigma = \frac{2e^2}{(2\pi)^3 \hbar} \int \Phi_k \cos \theta_v dS_k, \quad (3)$$

$$J_n^A = \frac{2\pi e \omega}{(2\pi)^3 \hbar^2 s^3 \rho} W \int \frac{|\Lambda_k|^2}{v_k^2} \frac{\partial \Phi_k}{\partial k_n} \delta(\cos \theta_v) dS_k. \quad (4)$$

В случае разомкнутой цепи возникающая акустоэдс определяется из условия исчезновения тока в образце $eE^A=J^A$ и равна

$$E_n^A = \frac{\pi\omega W}{e\hbar s^3 \rho} \left(\int \Phi_k \cos \theta_v dS_k \right)^{-1} \int \frac{|\Lambda_k|^2}{v_k^2} \frac{\partial \Phi_k}{\partial k_n} \delta(\cos \theta_v) dS_k. \quad (5)$$

Настоящая работа является непосредственным продолжением предыдущей [6] и ставит своей целью проведение на основе выписанных выражений (1)–(5) анализа возможной анизотропии акустоэлектрического эффекта в зависимости от характера поверхности Ферми (ПФ) металла в условиях, когда преобладает тот или иной механизм рассеяния. Интерес к такому анализу вызван тем, что анизотропия акустоэдс (или тока) содержит ценную информацию об электронной системе [4]. Тем не менее вопрос о характере этой информации и возможности ее эффективного извлечения до настоящего времени оставался открытым.

При рассмотрении конкретных механизмов рассеяния электронов мы ограничимся следующими традиционными случаями:

- а) рассеяние на примесях;
- б) рассеяние на фононах в рамках гипотезы Блоха (предположения о равновесности фононной системы);
- в) рассеяние на фононах с учетом их увлечения.

В качестве иллюстрации будут приведены результаты численных расчетов J^A для металлов с простыми ПФ — щелочных и благородных. Отдельно будут исследованы также особенности в угловой зависимости J^A . При проведении численных расчетов анизотропия ПФ учитывалась методом псевдопотенциала [9]. Согласно этому методу ПФ металла представляет собой сферу свободных электронов, искаженную вблизи брэгговских плоскостей. Если удастся обосновать независимость действия разных плоскостей, то задача сводится, по существу, к изучению влияния одной брэгговской плоскости. Уравнения изоэнергетических поверхностей в

этом случае определяются простой формулой [9]

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \frac{1}{2}(\varepsilon_{\mathbf{k}^0} + \varepsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{G}}) \pm \frac{1}{2}[(\varepsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{G}} - \varepsilon_{\mathbf{k}^0})^2 + 4V_{\mathbf{G}}^2]^{1/2}, \quad \varepsilon_{\mathbf{k}^0} = \hbar^2 k^2 / 2m, \quad (6)$$

в которой \mathbf{G} — вектор обратной решетки, $V_{\mathbf{G}}$ — компонента Фурье псевдопотенциала данного металла. Критерием применимости метода служит малость псевдопотенциального параметра $\eta = |V_{\mathbf{G}}|/\varepsilon_F \ll 1$. Эффектами, связанными с нелокальностью псевдопотенциала, мы всюду будем пренебрегать.

2. Рассеяние на примесях

При вычислении электропроводности часто пользуются приближением времени релаксации, т. е. представляют $\Phi_{\mathbf{k}}$ в виде

$$\Phi_{\mathbf{k}} = \tau_{\mathbf{k}} \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \mathbf{n} \quad (7)$$

с гладкой функцией $\tau_{\mathbf{k}}$. В таком приближении для акустоэда справедлива формула [5]

$$E^A = \frac{\pi\omega}{\varepsilon_0 \rho s^3} W \left(\int \tau_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} \cos^2 \theta_v dS_{\mathbf{k}} \right)^{-1} \int \tau_{\mathbf{k}} \frac{|\Lambda_{\mathbf{k}}|^2}{v_{\mathbf{k}}^2} \frac{1}{m_{nn}} \delta(\cos \theta_v) dS_{\mathbf{k}}, \quad (8)$$

которая получается после подстановки (7) в (5). Здесь $m_{nn}^{-1} = \partial^2 \varepsilon / \hbar^2 \partial k_n^2$ — компонента тензора эффективных масс.

Однако τ -приближение обоснованно лишь для изотропного случая, а частое использование его для металлов со сложной ПФ оправдано в основном слабой чувствительностью электропроводности к точному виду $\Phi_{\mathbf{k}}$. Напротив, структура $\Phi_{\mathbf{k}}$ в значительной мере определяет анизотропию акустоэлектрического эффекта, в частности, ее отличие от анизотропии коэффициента поглощения звука [10, 11]

$$\Gamma(n) = \frac{2\pi\omega}{(2\pi)^3 \hbar \rho s^2} \int \frac{|\Lambda_{\mathbf{k}}|^2}{v_{\mathbf{k}}^2} \delta(\cos \theta_v) dS_{\mathbf{k}}. \quad (9)$$

Поэтому использование (7) и (8) нуждается в дополнительном обосновании. Покажем, что при рассеянии на примесях выражение (7) в ряде случаев является хорошим приближением.

1. Рассмотрим ПФ, описываемую моделью слабого псевдопотенциала. Начнем со случая одной брэгговской плоскости, которая может располагаться относительно сферы свободных электронов одним из трех способов, показанных на рис. 1. Кинетическое уравнение (2) ввиду упругости рассеяния имеет вид

$$\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \mathbf{n} = \int w_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} (\Phi_{\mathbf{k}} - \Phi_{\mathbf{k}'}) \frac{dS_{\mathbf{k}'}}{(2\pi)^3 \hbar v_{\mathbf{k}'}}. \quad (10)$$

Его решение можно искать итерациями по параметру $\eta = |V_{\mathbf{G}}|/\varepsilon_F \ll 1$. При $\eta = 0$ ПФ является сферой и (10) имеет известное решение

$$\Phi_{\mathbf{k}}^0 = \tau_0 \mathbf{v}_{\mathbf{k}}^0 \mathbf{n} = \hbar \tau_0 \mathbf{k} \mathbf{n} / m,$$

где

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{2\pi}{\hbar} \int U^2(q) (1 - \cos \theta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}) \frac{dS_{\mathbf{k}'}}{(2\pi)^3 \hbar v_{\mathbf{k}'}}. \quad (11)$$

а $U(q)$ — псевдопотенциал примеси (в отличие от псевдопотенциала атома матрицы $V_{\mathbf{G}}$), через который выражается вероятность перехода $w_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$. Как будет видно из дальнейшего, при конечных η функция $\Phi_{\mathbf{k}}$ отличается от $\Phi_{\mathbf{k}}^0$ лишь в малой окрестности ($\sim \eta k_F$) брэгговской плоскости (рис. 2), поэтому, подставляя в качестве первой итерации вместо $\Phi_{\mathbf{k}}$ в (10) $\Phi_{\mathbf{k}}^0$, мы получим $\Phi_{\mathbf{k}}$ с точностью $\sim \eta$. С этой точностью можно положить все

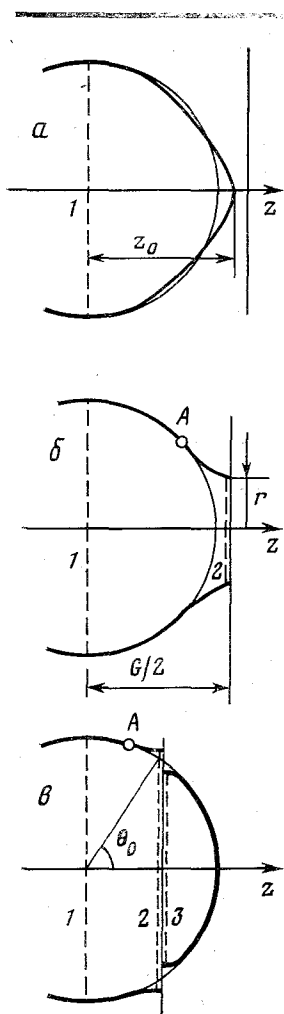


Рис. 1

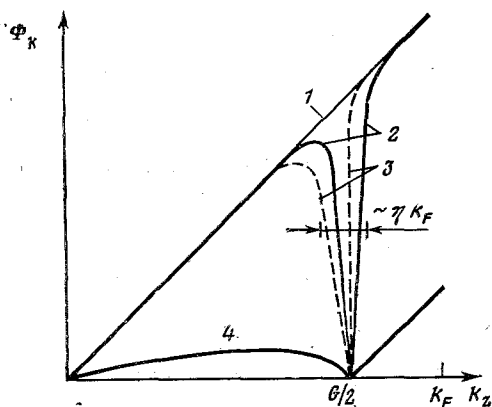


Рис. 2

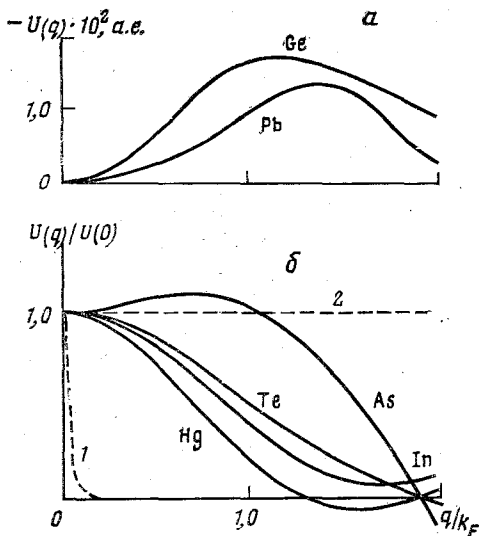


Рис. 3

Рис. 1. Различные положения брэгговской плоскости относительно сферы свободных электронов. Пунктиром показаны пояски $\cos \theta_{\mathbf{k}}=0$ при $\mathbf{n} \parallel \mathbf{z}$. А — параболическая точка X-типа

Рис. 2. Структура решения $\Phi_{\mathbf{k}}$ кинетического уравнения для ПФ рис. 1, в в разных случаях: 1 — решение $\Phi_{\mathbf{k}}^0 \sim \mathbf{k}\mathbf{n}$ для сферической ПФ; 2 — решение в τ -приближении, $\Phi_{\mathbf{k}} = \tau_0 v_{\mathbf{k}} \mathbf{n}$; 3 — решение для примеси с $U(q) = \text{const}$; 4 — решение в блоховском пределе

Рис. 3. Псевдопотенциалы различных примесей в решетке Sn (их расчет описан в [12]): а — псевдопотенциалы гомовалентных примесей являются почти четными функциями $\cos \theta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = 1 - q^2/2k_F^2$ (это связано с тем, что $U(0) = 0$, а при больших q функция $U(q)$ убывает на расстояниях порядка обратного дебаевского радиуса экранирования $\kappa_D \sim k_F$); б — остальные псевдопотенциалы имеют колоколообразную форму с максимумом при $q=0$ и шириной $\sim \kappa_D$; 1 — псевдопотенциал, соответствующий блоховскому пределу, 2 — $U(q) = \text{const}$

функции от \mathbf{k}' в (10) равными своим значениям для свободных электронов, а интегрирование производить по невозмущенной сфере. Мы предполагаем, что $U(q)$ является плавной функцией, т. е. мало меняется при изменении аргумента на ηk_F ; это условие обычно выполняется для всех реальных примесей, тогда как для рассеяния на фононах метод оказывается совершенно непригодным. При вычислении $w_{kk'}$ волновые функции электрона берутся в виде суперпозиции плоских волн

$$\psi_{\mathbf{k}} = \sum_{\mathbf{g}} A_{\mathbf{k}-\mathbf{g}} e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{g})\mathbf{r}}. \quad (12)$$

Для состояния \mathbf{k} в области $k_z > 0$ нужно сохранить в (12) два коэффициента

$$A_{\mathbf{k}} = V_G / [(\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}^0})^2 + V_G^2]^{1/2}, \quad A_{\mathbf{k}-\mathbf{G}} = (\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}^0}) / [(\epsilon_{\mathbf{k}} - \epsilon_{\mathbf{k}^0})^2 + V_G^2]^{1/2}$$

($\epsilon_{\mathbf{k}}$ определено (6)), для состояния \mathbf{k}' достаточно одной волны. В результате приходим к уравнению

$$\begin{aligned} v_{\mathbf{k}\mathbf{n}} = & \frac{2\pi}{\hbar} \Phi_{\mathbf{k}} \int (U_q^2 + 2A_{\mathbf{k}}A_{\mathbf{k}-\mathbf{G}}U_qU_{\mathbf{G}+\mathbf{q}}) \frac{dS_{\mathbf{k}'}}{(2\pi)^3 \hbar v_{\mathbf{k}'}} - \\ & - \frac{2\pi}{\hbar} \frac{\hbar}{m} \tau_0 \int \{ [k_{\perp}' n_{\perp} + k_z' n_z (A_{\mathbf{k}}^2 - A_{\mathbf{k}-\mathbf{G}}^2)] U_q^2 + \\ & + 2k_{\perp}' n_{\perp} A_{\mathbf{k}} A_{\mathbf{k}-\mathbf{G}} U_q U_{\mathbf{G}+\mathbf{q}} \} \frac{dS_{\mathbf{k}'}}{(2\pi)^3 \hbar v_{\mathbf{k}'}} , \end{aligned} \quad (13)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$, $k_{\perp}'^2 = k_x'^2 + k_y'^2$. Здесь использован тот факт²⁾, что ввиду сильной локализации $A_{\mathbf{k}-\mathbf{G}}$ вблизи брэгговской плоскости в плавных функциях $U_{\mathbf{q}}$ и $U_{\mathbf{G}+\mathbf{q}}$ можно положить $k_z = G/2$. Нетрудно убедиться, что для \mathbf{k} , далеких от брэгговской плоскости, $\Phi_{\mathbf{k}}$ отличается от $\Phi_{\mathbf{k}^0}$ на величины $\sim \eta$. В непосредственной же близости к брэгговской плоскости ($k_z \rightarrow G/2$) $\Phi_{\mathbf{k}}$ можно записать в виде (7), где τ для $\mathbf{n} \parallel \hat{z}$ определяется выражением

$$\frac{\tau_{\pm}}{\tau_0} = \frac{\int U_q^2 d\Omega_{\mathbf{k}'}}{\int \{ U_q^2 \pm U_q U_{\mathbf{G}+\mathbf{q}} \operatorname{sgn} V_G \} d\Omega_{\mathbf{k}'}} ,$$

\pm указывает значение при $k_z = G/2 \pm 0$. Поскольку производная $\Phi_z' |_{k_z=G/2}$ оказывается большой ($\sim 1/\eta$), то $\Phi_{\mathbf{k}}$ отличается от $\Phi_{\mathbf{k}^0}$ лишь при $|k_z - G/2| \lesssim \eta k_F$, чем и оправдывается использованный метод решения.

Выражения (13), (11) в принципе определяют $\Phi_{\mathbf{k}}$. Можно, однако, получить $\Phi_{\mathbf{k}}$ в очень простом виде, используя некоторые особенности поведения функций $U(q)$. Реальные псевдопотенциалы распадаются на две группы (рис. 3): а) псевдопотенциалы гомовалентных примесей (т. е. примесей той же валентности, что и металл-матрица), которые являются почти четными функциями $\cos \theta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ (рис. 3, а); б) псевдопотенциалы всех остальных примесей, имеющие максимум при $q=0$ и быстро убывающие при увеличении q (рис. 3, б). Рассмотрим эти две группы по отдельности.

а) Если U — четная функция $\cos \theta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$, то второй интеграл в (13) исчезает и $\Phi_{\mathbf{k}}$ принимает вид (7) с

$$\frac{1}{\tau_{\mathbf{k}}} = \frac{2\pi}{\hbar} \int (U_q^2 + 2A_{\mathbf{k}}A_{\mathbf{k}-\mathbf{G}}U_qU_{\mathbf{G}+\mathbf{q}}) \frac{dS_{\mathbf{k}'}}{(2\pi)^3 \hbar v_{\mathbf{k}'}}. \quad (14)$$

²⁾ Использована также изотропия функции $U_{\mathbf{q}} = U(q)$, которая следует из предполагаемой сферической симметрии псевдопотенциала $U(r)$ в координатном пространстве. Отклонения от этого приближения могут быть существенными для кристаллов с ковалентной и сильно полярной связями, для металлов же оно считается достаточным [9].

Для практических целей достаточный критерий применимости (14) имеет вид³⁾

$$\frac{\int U_q \cos \theta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} d\Omega_{\mathbf{k}'}}{\int U_q d\Omega_{\mathbf{k}'}} \ll 1 \quad (15)$$

и хорошо выполняется для гомовалентных примесей — типичное значение дроби $\approx 1/20$.

б) Для большинства примесей типа рис. 3, б функция $U(q)$ существенно локализована при $q=0$, что позволяет опустить в (13) члены, содержащие $U_{\mathbf{q}}U_{\mathbf{q}+\mathbf{G}}$ (встречаются, впрочем примеси типа As, для которых пренебрежение этими членами незаконно). Производя интегрирование по направлениям \mathbf{k}' и используя тождества

$$\frac{\hbar}{m} k_z (A_{\mathbf{k}}^2 - A_{\mathbf{k}-\mathbf{G}}^2) = v_z + O(\eta), \quad \frac{\hbar}{m} k_{\perp} = v_{\perp}, \quad (16)$$

которые непосредственно проверяются, получим после несложных преобразований

$$\Phi_{\mathbf{k}} = \tau_0 v_{\mathbf{k}} \mathbf{n} + O(\eta). \quad (17)$$

Таким образом, для ПФ, описываемой слабым псевдопотенциалом, τ -приближение (7) оказывается обоснованным как для гомовалентных примесей (при этом τ зависит от \mathbf{k}), так и для примесей с потенциалами $U(q)$, существенно локализованными при $q=0$ ($\tau = \text{const}$); этими двумя классами охватываются почти все реальные примеси.

2. τ -приближение (7) справедливо для произвольной ПФ в одном частотном используемом случае короткодействующего примесного потенциала (фурье-образ $U(q)$ которого постоянен), так как при этом интеграл с $\Phi_{\mathbf{k}}$ в (10) обращается в нуль. Сам по себе этот случай мало интересен, однако вместе с рассмотренным ниже рассеянием на фононах в рамках гипотезы Блоха (разд. 3) дает представление о зависимости эффекта от сорта примеси. Действительно, блоховский случай формально соответствует рассеянию на примеси с сильно локализованным потенциалом $U(q)$ (см. ниже (20)), который вместе с $U(q) = \text{const}$ представляет две предельные зависимости семейства псевдопотенциальных кривых (рис. 3, б).

3. Рассмотрим на основе формулы (8) основные черты анизотропии акустоэлектрического эффекта, характерные для рассеяния на примесях.

Из одного факта справедливости формулы (8) следует утверждение [5] о том, что знак вклада в E^A участка ПФ определяется его кривизной κ_n в направлении \mathbf{n} (так как $m_{nn}^{-1} \propto \kappa_n$). Например, для поверхностей рис. 1 вклады поясков 1, 3 положительны, а пояска 2 отрицателен. Из постоянства τ для примесей типа рис. 3, б следует независимость E^A от сорта такой примеси. Введение же гомовалентных примесей может изменить E^A в несколько раз.

В качестве примера на рис. 4 приведена угловая зависимость J^A для поверхности рис. 1, б с радиусом перешейка $r=0,2k_F$, типичным для благородных металлов [13] (кривая 3). Она рассчитана по формуле (4) с $\Phi_{\mathbf{k}}$ в виде (7) при $\tau = \text{const}$, $\Lambda = \text{const}$ и представлена в виде отношения к значению $J_{\text{сф}}^A$ для сферической ПФ с теми же τ и Λ . Общий ход зависимости нетрудно понять. При $\mathbf{n} \perp \hat{z}$ ($\gamma = \pi/2$, где γ — угол между \mathbf{n} и осью z) значение J^A близко к $J_{\text{сф}}^A$, так как на ПФ рис. 1, б имеется один пояс $\cos \theta_{\mathbf{v}} = 0$, проходящий почти полностью по сферической части. При уменьшении γ он деформируется и при $\gamma = \gamma_c$ разрывается на два пояска, которые при $\gamma = 0$ занимают положения 1 и 2 (рис. 1). Отрицательный вклад

³⁾ Этот критерий получается, если в разложении $U(\cos \theta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'})$ по сферическим гармоникам ограничиться тремя первыми членами.

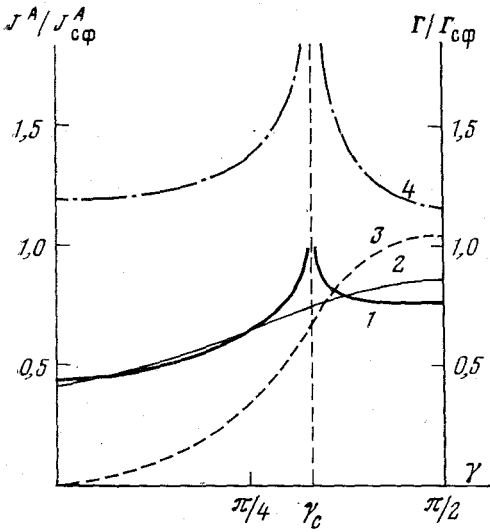


Рис. 4

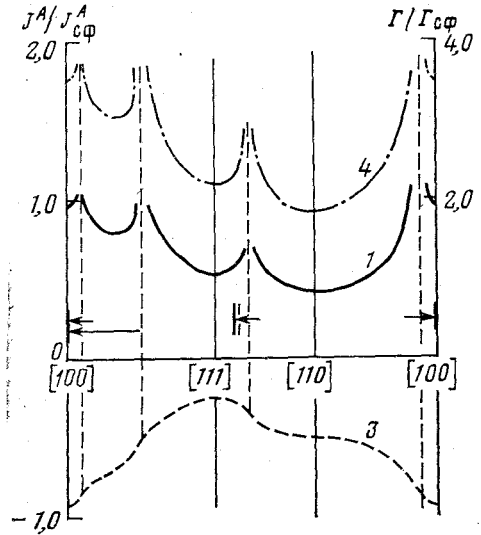


Рис. 5

Рис. 4. Угловые зависимости J^A и Γ для ПФ рис. 1, б с $r=0,2k_F$, $G=2,2k_F$: 1 – блоховский предел; 2 – оценка вклада «луза» в блоховском пределе; 3 – рассеяние на примесях с $\tau=\text{const}$; 4 – поглощение звука Γ

Рис. 5. Угловые зависимости J^A и Γ для благородных металлов, построенные на основе рис. 4. Обозначения те же, что на рис. 4. Стрелками указаны правильные положения особенностей в Сц, определенные на основе формулы Хэлса [15]: имеется особенность в направлении [100] и «дублет» при угле $62-63^\circ$ от [100] к [110]

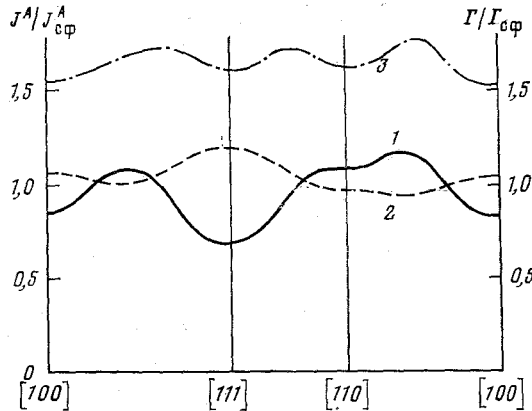


Рис. 6. Анизотропия J^A и Γ в Li и Cs в приближении независимого действия брэгговских плоскостей: 1 – блоховский предел; 2 – примесное рассеяние с $\tau=\text{const}$; 3 – пайерлсовский предел ($E^A/E_{сф}^A$) и поглощение звука Γ (ввиду соотношения Вайнрайха (25) кривые для этих двух случаев совпадают). J^A и E^A отличаются множителем σ , который для кубических металлов изотропен

пояска 2 приводит к значительному уменьшению $J^A/J_{сф}^A$ по сравнению с единицей. Значение $J_{||}^A$ при $\gamma=0$ ($\mathbf{n}||\hat{z}$) нетрудно оценить. Входящий в (4) интеграл преобразуется к виду (ср. с [11])

$$I = \oint_{\cos \theta_0=0} \frac{|\Lambda_{\mathbf{k}}|^2}{v_{\mathbf{k}}^2} R \frac{\partial \Phi_{\mathbf{k}}}{\partial k_n} d\psi, \quad (18)$$

где R — обратная гауссова кривизна. Вблизи брэгговской плоскости R имеет лишнюю малость $\sim \eta$ по сравнению со значением на сферической части, однако эта малость компенсируется большой величиной ($\sim 1/\eta$) производной $\partial\Phi/\partial z$ (рис. 2) и вклад в J^A от пояса 2 на перешейке оказывается $\sim J_{\text{сф}}^A$. Подробные вычисления приводят к результату

$$\frac{J_{\parallel}^A}{J_{\text{сф}}^A} = 1 - \frac{\Lambda_-^2 \tau_-}{\Lambda_0^2 \tau_0}. \quad (19)$$

Видно, что при $\tau = \text{const}$, $\Lambda = \text{const}$ значение J_{\parallel} обращается в нуль (рис. 4). Отличие Λ_- от Λ_0 приводит к изменению значения J_{\parallel}^A ; в этом случае угловая зависимость J^A качественно получается из кривой 3 рис. 4 растяжением или сжатием относительно $+1$. Интересно, что нули E^A в симметричных направлениях наблюдались экспериментально на олове [4]. Однако сложность ПФ этого металла не позволяет дать надежной интерпретации.

Для сравнения на рис. 4 приведена также угловая зависимость поглощения звука Γ (кривая 4). Ввиду отсутствия в интеграле (9) производной $\partial\Phi_{\mathbf{k}}/\partial k_n$ вклад брэгговской плоскости оказывается $\sim \eta$ и $\Gamma_{\parallel}/\Gamma_{\text{сф}}$, в отличие от $J_{\parallel}^A/J_{\text{сф}}^A$, близко к единице. Другим существенным различием кривых для Γ и J^A является характер особенности при $\gamma = \gamma_c$ (см. разд. 5).

Для поверхности рис. 1, *a* анизотропия J^A при $\tau = \text{const}$, $\Lambda = \text{const}$ носит характер малых отклонений от $J_{\text{сф}}^A$ и малоинтересна. Для ПФ рис. 1, *в* угловая зависимость J^A в целом аналогична рис. 4. Основное различие состоит в том, что, поскольку в формуле (19) добавляется член $\Lambda_+^2 \tau_+ / \Lambda_0^2 \tau_0$, то значение J_{\parallel}^A определяется (при $\tau = \text{const}$) соотношением Λ_+ и Λ_- и может быть как больше, так и меньше $J_{\text{сф}}^A$. В частности, если $\Lambda_+ = \Lambda_-$, то вклад брэгговской плоскости полностью сокращается и зависимость J^A от γ практически отсутствует.

Если заметить, что поверхности рис. 1, *a* и *в* в отличие от ПФ рис. 1, *б* в схеме приведенных зон топологически эквивалентны ПФ почти свободных электронов (т. е. не претерпевают топологических изменений при уменьшении η до нуля), то сказанное можно подытожить следующим образом. Для ПФ, описываемой слабым локальным псевдопотенциалом в условиях рассеяния на примесях иной валентности, чем атом матрицы (т. е. $\tau = \text{const}$), сильная анизотропия J^A (изменения $\gg J_{\text{сф}}^A$) связана либо с анизотропией Λ , либо с топологическими отличиями ПФ от ПФ , полученной в результате построения Харрисона (ср. с [14]).

4. До сих пор мы рассматривали ПФ с одной брэгговской плоскостью. Однако, поскольку отличие $\Phi_{\mathbf{k}}$ от решения для изотропного случая $\Phi_{\mathbf{k}}^0$ носит локальный характер, интерференция между плоскостями существенна лишь в малой части \mathbf{k} -пространства и обычно не сказывается на величине J^A (см., однако, разд. 5). Поэтому, пользуясь приближением независимых плоскостей (т. е. суммируя отклонения $J^A/J_{\text{сф}}^A$ от единицы, связанные с каждой из них), можно строить угловые зависимости для более сложных случаев. Результаты такого построения для благородных металлов показаны на рис. 5 (в Cu, Ag и Au имеется восемь перешейков [13], ориентированных в направлениях вершин куба ([111])). Аналогичное построение проведено для щелочных металлов (рис. 6). Сначала были рассчитаны угловые зависимости для ПФ рис. 1, *a* с 5%-ными «вздутиями» (это соответствует Cs и Li [13]), а затем учтено, что такие вздутия имеются в направлениях 12 ребер куба ([110]).

3. Рассеяние на фононах в рамках гипотезы Блоха

Рассмотрим теперь ситуацию, когда преобладает электрон-фононное рассеяние, причем фононную систему будем считать находящейся в равновесии (блеховский предел); влияние увлечения фононов будет проанализировано ниже (разд. 4).

1. Для произвольной ПФ можно выяснить лишь температурную зависимость J^A и E^A при $T \rightarrow 0$. Методом Блоха ([6, § 37]) доказывается, что Φ_k почти не зависит от энергии и уравнение (2) с точностью $(T/\Theta)^2$ приводится к виду (10); функция $w_{kk'}$ имеет наиболее простой вид в дебаевском приближении для фононов

$$w_{kk'} = \frac{2\pi q^2 |\Lambda_k|^2}{\rho \omega_q} \frac{Z}{(e^z - 1)(1 - e^{-z})}, \quad Z = \frac{\hbar \omega_q}{T}, \quad q = |k' - k|. \quad (20)$$

Если температура настолько низка, что волновой вектор фонона много меньше всех характерных размеров ПФ, то, ввиду сильной локализации $w_{kk'}$ вблизи $q=0$, можно разложить по степеням q все величины в (10), зависящие от $k' = k + q$ [6, стр. 220; 17]. При этом оказывается, что $\Phi_k \sim T^{-5}$ и удовлетворяет дифференциальному уравнению типа диффузии [17]. Тогда из (3)–(5) получаем, что $\sigma \sim T^{-5}$, $J^A \sim T^{-5}$, $E^A = \text{const}(T)$.

2. Исследуем анизотропию J^A на примере металлов с тонкими перемычками, $r \ll k_F$ (рис. 1, б). Воспользуемся тем, что часть ПФ, прилегающая к перешейку, обладает симметрией вращения; в этом случае при направлении \mathbf{n} вдоль оси перешейка \hat{z} диффузионное уравнение (см. [17]) может быть проинтегрировано для любого профиля поверхности $\rho(z)$:

$$\Phi(z) = \frac{1}{2} \int_0^z dz \frac{\rho(1 + \rho_z'^2)^{1/2}}{D} + C_1 k_F^2 \int_0^z \frac{(1 + \rho_z'^2)^{1/2}}{D \rho} dz + C_2 \quad (21)$$

(D — коэффициент диффузии электронов по ПФ). Константы C_1 и C_2 определяются из граничных условий, которые для ПФ рис. 1, б имеют вид $\Phi(0) = 0$, $\Phi(G/2) = 0$; при наличии нескольких перешейков первое условие заменяется условием «сшивки» на границе области осевой симметрии. Нетрудно видеть, что в общем случае $C_1 \sim 1$. Отсюда получим следующую оценку:

$$\frac{|\Phi_z'|_{G/2}}{|\Phi_z'|_0} \sim \frac{C_1 D_0 k_F}{C_1 + 1/2} \frac{1}{Dr} \sim \frac{\Lambda_0^2 v^2 k_F}{\Lambda^2 v_F^2 r} \quad (22)$$

(величины с индексом 0 относятся к сферической части ПФ — «пузу», без индекса — к перешейку). Учитывая, что согласно (16) $v = v_F r / k_F$, а $\Lambda \sim \Lambda_0$, получим $|\Phi_z'|_{G/2} \ll |\Phi_z'|_0$.

Таким образом, производная $\partial \Phi_k / \partial k_n$ на перешейке оказывается значительно меньше, чем в случае примесного рассеяния. Это приводит к двум следствиям: 1) вклад пояса 2 на перешейке оказывается малым, и анизотропия J^A определяется в основном вкладом «пуза»; 2) Φ_k отличается от решения для изотропного случая Φ_k^0 на всей ПФ, а не в малой окрестности брегговской плоскости (рис. 2), поэтому вклад «пуза» существенно отличается от значения $J_{\text{эф}}^A$ для сферической ПФ. Для оценки этого вклада можно аппроксимировать Φ_k на «пузе» в окрестности пояса 1 линейной функцией. Вид последней ввиду линейности уравнения (2) по \mathbf{n} можно установить из соображений симметрии; так, для ПФ рис. 1, б

$$\Phi_k \approx A k_{\perp} n_{\perp} + B k_z n_z,$$

откуда вклад «пуза» $\sim A \sin^2 \gamma + B \cos^2 \gamma$. На рис. 4 показаны угловая зависимость J^A , полученная в результате интегрирования диффузионного

уравнения, а также оценка вклада «пуза». Видно, что вклад перешейка мал во всем интервале углов, кроме окрестности γ_c , где имеется логарифмическая особенность (ее существование устанавливается из общих соображений, см. разд. 5). При добавлении остальных перешейков, имеющих в Cu, Ag, Au, ПФ приобретает кубическую симметрию; тогда вид решения на «пузе» $\approx A(\mathbf{kn})$, а его вклад в $J^A \sim A$ и постоянен. Полная угловая зависимость J^A (рис. 5) получается добавлением к этому постоянному вкладу (на рис. 5 он выбран произвольно) логарифмических особенностей, связанных с каждым перешейком; полученная анизотропия J^A аналогична Γ (рис. 5). Заметим, что в блоховском пределе анизотропия деформационного потенциала Λ_k почти не влияет на угловую зависимость J^A , так как соотношение вкладов «пуза» и перешейка не зависит от Λ/Λ_0 (ср. (4) и (22)).

Особо отметим случай $\ln(1/\eta) \gg 1$ (при этом для существования перешейка должно быть $\ln[k_F/(G/2 - k_F)] \gg 1$). В этом случае поведение функции $\Phi(z)$ не совсем тривиально. Во-первых, $C_1 \sim 1/\ln(1/\eta) \ll 1$, т. е. имеется дополнительная малость Φ_z' на перешейке (см. (22)). Во-вторых, при удалении от перешейка на расстояние $\sim \eta k_F$ функция $\Phi(z)$ резко возрастает и выходит на решение $\Phi^0(z)$ для сферической ПФ⁴⁾. Таким образом, на «пузе» Φ_k совпадает с Φ_k^0 и вклад «пуза» в J^A равен $J_{\text{эф}}^A$ (т. е. постоянный вклад на рис. 5 равен единице).

Для толстых перешейков ($r \sim k_F$), а также для поверхностей типа рис. 4, в анализ проводится аналогично на основе (24). Теперь нет никаких малых параметров и $|\Phi_z'|_{G/2} \sim |\Phi_z'|_0$; вклад брэгговской плоскости по-прежнему оказывается малым ($\sim \eta$) по сравнению с вкладом «пуза» и основные выводы такие же, как в рассмотренном случае. Для щелочных металлов (рис. 6) ввиду малости отклонений $J^A/J_{\text{эф}}^A$ от единицы построение можно проводить так же, как для примесного рассеяния.

4. Влияние увлечения фононов

1. Для идеально чистого металла с закрытой ПФ в условиях увлечения фононов при $T \rightarrow 0$ реализуется так называемый пайерлсовский предел, в котором сопротивление экспоненциально зависит от температуры. В этом случае возможно аналитическое решение для произвольной ПФ.

Как известно [18, § 81], в пренебрежении процессами переброса однородное кинетическое уравнение имеет «дрейфовое» решение⁵⁾

$$\Phi_k^{\text{др}} \sim \mathbf{kn}, \quad (23)$$

неортогональное к левой части, которая имеет вид

$$U^E = e \mathbf{v}_k \mathbf{E} \frac{\partial f_k^0}{\partial \epsilon_k}$$

при наличии электрического поля и равна U^A (см. (1)) в случае прохождения звуковой волны. Следовательно, неоднородное уравнение неразрешимо ни при каком конечном E в первом случае и конечном W во втором. Тем не менее уже при $E=0$ и $W=0$ решение (23) несет вполне конечный ток. Это означает бесконечную проводимость и бесконечный акустоэлектрический ток. Акустоэдс тем не менее оказывается вполне конечной. Действительно, при одновременном наличии U^E и U^A в левой

⁴⁾ Автор признателен Р. Н. Гуржи, указавшему ему на это обстоятельство.

⁵⁾ В случаях, когда существенно увлечение, под оператором \hat{L} в (2) понимается оператор, возникающий в правой части уравнения для электронов после исключения из него фононной функции распределения [18, § 82].

части кинетического уравнения можно добиться ее ортогональности к (23) соответствующим выбором E и W . Это дает соотношение

$$-(U^A, \Phi_k^{np}) = (U^E, \Phi_k^{np}),$$

которое нужно разрешить относительно E . Формально результат такой же, как если сразу подставить (23) в (5). Так как $\partial(\mathbf{kn})/\partial k_n = 1$, то в числителе (5) возникает такой же интеграл, как в коэффициенте поглощения (9); интеграл в знаменателе оказывается константой, равной объему V_{FS} , заключенному под ферми-поверхностью. Следовательно,

$$E^A = \frac{\pi\omega W}{e\hbar s^3 V_{FS}} \int \frac{|\Lambda_k|^2}{v_k^2} \delta(\cos\theta_e) dS_k. \quad (24)$$

Итак, в этом случае анизотропия E^A совпадает с анизотропией Γ . С помощью (9) можно записать

$$E^A = \frac{W}{N_e e s} \Gamma \quad (25)$$

(N_e — плотность электронов). Это — не что иное, как соотношение Вайнрайха, хорошо известное для изотропного случая. Оно получается из условия равенства полных сил, действующих на электроны со стороны звуковой волны и электрического поля [3]. Поскольку правильным условием для определения E^A является исчезновение полного тока через образец, то в общем случае (25) несправедливо. В пайерлсовском пределе эти два условия эквивалентны ввиду отсутствия диссипации квазимпульса.

Наличие процессов переброса приводит к тому, что σ и J^A становятся конечными, но экспоненциально возрастают при понижении температуры. Формулы (24), (25) сохраняются с точностью до экспоненциально малых поправок, т. е. акустоэдс в этой области практически не зависит от температуры.

Если закрытая ПФ состоит из нескольких изолированных электронных и дырочных полостей, формулы (24), (25) естественным образом обобщаются. Вместо (25) имеем

$$E^A = \frac{W}{(N_h - N_e) |e| s} \Gamma, \quad (26)$$

где N_h — число дырок. Для компенсированного металла ($N_e = N_h$) конечность E^A устанавливается процессами переброса, т. е. в этом случае акустоэдс экспоненциально зависит от температуры. Физически это связано с тем, что без процессов переброса квазимпульс системы непрерывно возрастает под действием звуковой волны; электрическое поле не может установить равновесия, так как полная сила, действующая с его стороны на заряженные частицы, равна нулю.

2. При наличии открытой ПФ для направлений, параллельных всем граням зоны, пересекающимся с поверхностью (если такие направления существуют), по-прежнему справедлива формула (26). Для остальных направлений можно проследить лишь температурную зависимость J^A и E^A , которая оказывается такой же, как в блоховском случае, т. е. $J^A \sim T^{-5}$, $E^A = \text{const}(T)$ (так как пропорциональность $\Phi_k \propto T^{-3}$ сохраняется, хотя диффузионное уравнение становится интегрируемым [17]). Любопытно, что в случае открытой ПФ и $N_e = N_h$ возможна различная температурная зависимость E^A для разных направлений распространения звука.

3. Анизотропия E^A , предсказываемая формулой (24), существенно отличается от той, которая получается в τ -приближении (см. (8)). В част-

ности, больше несправедлив вывод о связи знака E^A с кривизной ПФ: согласно (24) все участки односвязной электронной поверхности (см., например, «гантель» в [5]) дают положительный вклад. Можно привести и более яркий, хотя несколько искусственный, пример. Если ПФ состоит из двух идентичных полостей, из которых одна электронная, а другая — дырочная, то в τ -приближении $E^A=0$, а в пайерлсовском пределе $E^A=\infty$.

4. Анизотропия E^A в пайерлсовском случае для щелочных металлов показана на рис. 6, кривая 3. Сравнение с зависимостью, соответствующей блоховскому пределу, показывает, что увлечение фононов приводит к некоторому изменению анизотропии эффекта, однако качественно зависимости вполне аналогичны.

В случае открытых поверхностей увлечение фононов также не приводит к существенному изменению анизотропии J^A . Оценку производной $\partial\Phi_k/\partial k_n$ проще всего провести с помощью соотношения

$$|\Phi_z'|_{G/2-a} = \text{const}/Dr,$$

вытекающего из баланса квазиимпульса [17] (a — интегральный член, учитывающий увлечение фононов). Сдвигая ячейку Бриллюэна на $G/2$, получим аналогичное соотношение для $\Phi_z'(0)$ с const того же порядка. Учитывая, что a имеет порядок среднего значения Φ_z' на ПФ и что $Dr \gg \gg D_0 k_F$ (см. (22))⁶⁾, получим, что вообще говоря, $|\Phi_z'|_{G/2} \sim |\Phi_z'|_0$; однако вклад пояса 2 на перешейке по-прежнему мал по сравнению с вкладом «пуза» ($\sim \eta$) и все выводы предыдущего раздела остаются в силе. Специального расчета анизотропии J^A для этого случая не проводилось, так как вычисления оказываются весьма громоздкими.

5. Особенности в угловой зависимости акустоэлектрического эффекта

1. Из рис. 4, 5 видно, что в угловой зависимости J^A имеются особенности, которые, согласно [5], возникают в тех направлениях распространения звука \mathbf{n} , при которых происходит изменение топологии поясков. Анализ этих особенностей можно провести в общем виде аналогично тому, как это сделано в работе [20] для поглощения звука (см. также обзор [8]).

Согласно [20] изменение топологии поясков всегда происходит в параболической точке ПФ одним из двух способов: а) поясок вырождается в точку и исчезает (по терминологии [20] такая точка называется точкой O -типа); б) у пояска появляется точка самопересечения, после чего он разрывается на два (точка X -типа). С точкой O -типа связан скачок, с точкой X -типа — логарифмическая особенность в угловой зависимости Γ .

Пусть изменение топологии пояска происходит в точке A , в которой равна нулю одна из главных кривизн κ_1 ; свяжем с A локальную систему координат с осью z — по направлению нормали к ПФ и осью x — в направлении линии кривизны κ_1 . В этих координатах уравнение поверхности вблизи A имеет вид

$$z = f(x, y) = \frac{1}{2}\kappa_2 y^2 + \alpha_1 x^3 + \alpha_2 y^3 + \beta_1 x^2 y + \beta_2 x y^2 + \dots$$

⁶⁾ В работе [16] не учитывалось изменение фермиевской скорости на перешейке ($v \sim v_{F\tau}/k_F$), вследствие чего был сделан вывод о большой величине Φ_z' на перешейке [19]. Однако при $\ln(1/\eta) \gg 1$ результаты работы [17] остаются справедливыми, так как Φ_z' становится большой при удалении от перешейка на расстояние $\sim \eta k_F$ (см. конец разд. 3). В общем случае, когда параметры перешейка определяются не одной, а несколькими брэгговскими плоскостями, ситуация $v \sim v_F$ возможна для длинных перешейков (см. оценку в [14]).

Направление оси x выберем так, что $\alpha_1 > 0$; вектор \mathbf{n} считаем лежащим в плоскости xz под углом γ к оси x ; тогда особенности возникают при $\gamma = 0$. При $3\alpha_1\beta_2 - \beta_1^2 > 0$ точка A является точкой O -типа, при $3\alpha_1\beta_2 - \beta_1^2 < 0$ — точкой X -типа.

Особенности в акустоэде определяются интегралом I (см. (18)). В общем случае поведение Φ_k вблизи точки A ничем не примечательно, в частности, $(\partial\Phi_k/\partial k_n)_A \neq 0$ и особенности такие же, как в Γ :

$$\begin{aligned} O\text{-тип: } I_{\text{синг}}^{(O)} &= \frac{\pi}{(3\alpha_1\beta_2 - \beta_1^2)^{1/2}} \left(\frac{\Lambda^2}{v^2} \Phi_x' \right)_A \Theta(\gamma), \\ X\text{-тип: } I_{\text{синг}}^{(X)} &= \frac{1}{(\beta_1^2 - 3\alpha_1\beta_2)^{1/2}} \left(\frac{\Lambda^2}{v^2} \Phi_x' \right)_A \ln \frac{1}{|\gamma|}. \end{aligned} \quad (27)$$

($\Theta(x)$ — функция Хевисайда). Однако в условиях, когда применимо τ -приближение (формула (8)), $\partial\Phi_k/\partial k_n = \tau\hbar/m_{nn}$ и обращается в нуль в параболической точке. Ввиду этого особенности ослабляются:

$$\begin{aligned} I_{\text{синг}}^{(O)} &= - \frac{\pi}{(3\alpha_1\beta_2 - \beta_1^2)^{1/2}} \left(\frac{\tau\Lambda^2}{v} \right)'_{xA} \gamma \Theta(\gamma), \\ I_{\text{синг}}^{(X)} &= - \frac{1}{(\beta_1^2 - 3\alpha_1\beta_2)^{1/2}} \left(\frac{\tau\Lambda^2}{v} \right)'_{xA} \gamma \ln \frac{1}{|\gamma|}. \end{aligned} \quad (28)$$

Отсюда следует возможность изменения характера особенности при смене механизма рассеяния. Как ясно из разд. 2, особенности типа (28) имеют место при рассеянии на примесях. Переходя к рассеянию на фононах путем изменения температуры или концентрации примесей, можно наблюдать возникновение особенностей типа (27)⁷⁾.

2. Одна брэгговская плоскость обычно приводит к возникновению параболических точек X -типа (точки A на рис. 1, б и в), поэтому особенности на рис. 4, 5 имеют вид $\ln |\gamma - \gamma_c|$ и $(\gamma - \gamma_c) \ln |\gamma - \gamma_c|$. Положение критического направления легко найти для поверхности рис. 1, в при условии $\eta \ll G/k_F$, $\eta \ll (G - 2k_F)/k_F$:

$$\gamma_c = \pi/2 - \theta_0 + O(\eta^{2/3}). \quad (29)$$

Согласно этой формуле нахождение критических направлений для произвольно сложной ПФ, описываемой слабым псевдопотенциалом, является чисто геометрической задачей; это те направления, при которых пояс $\cos \theta_0 = 0$ на невозмущенной сфере касается брэгговских плоскостей.

Точки O -типа могли бы иметь место в случае рис. 1, а, однако согласно имеющимся данным [13] на ПФ щелочных металлов они отсутствуют.

3. Как указывалось в разд. 2, интерференция между плоскостями существенна лишь в малых областях k -пространства и обычно не проявляется в анизотропии J^A . Однако, если в такой малой области имеется параболическая точка, ответственная за особенность в некотором направлении, то вблизи этого направления влияние интерференции может и не быть слабым. Следствиями такой интерференции могут быть изменение положения особенности, ее исчезновение, слияние нескольких особенностей в одну и т. д. В тех случаях, когда имеется изображение ПФ, доста-

⁷⁾ Формально даже при очень малых отклонениях от τ -приближения особенности имеют вид (27), однако их мощность ослаблена в меру указанной малости, и уже небольшое размытие приводит к их полной неразличимости. Мощность же особенностей типа (28) имеет обычный порядок величины, что и обуславливает возможность их выявления.

точно отчетливо передающее ее топологию, все эти отклонения от приближения независимых плоскостей можно установить визуально.

В благородных металлах интерференция между перешейками может приводить к тому, что пояски параболических точек вокруг соседних перешейков (имеющиеся в отсутствие интерференции) сливаются в одну замкнутую кривую — в результате три особенности рис. 5 вырождаются в одну, которая оказывается в симметричном направлении [100] (подробнее см. [21]). Анализ топологии ПФ благородных металлов с помощью аналитического представления Хэлса [15] показывает, что такое слияние действительно имеется в Cu и Au, но отсутствует в Ag. Правильные положения особенностей для Cu показаны на рис. 5 стрелками.

6. Заключение

Из проведенного анализа ясно, что анизотропия акустоэлектрического эффекта аналогична анизотропии поглощения звука в случае рассеяния электронов на фононах, но существенно отлична от нее в случае рассеяния на примесях: в последнем случае анизотропия E^A разумно описывается формулой (8), полученной в τ -приближении.

Вернемся к вопросу, поставленному в начале статьи: какую информацию можно получить с помощью акустоэлектрического эффекта. Наиболее естественно использовать его для восстановления непосредственно из эксперимента на основе формулы (4) функции распределения Φ_k (или анизотропного времени релаксации τ_k , введенного согласно (7)), что имеет большое значение для кинетики металлов. Для этого, правда, необходимо независимо определить параметры ПФ и потенциалы деформации Λ_k .

Восстановление из J^A других величин (например, Λ_k) затруднено зависимостью J^A от характера рассеяния: в этом недостаток J^A по сравнению с Γ . Однако вклад в Γ от наиболее интересных областей k -пространства — окрестностей брэгговских плоскостей — ослаблен в меру малости фактора $\eta = |V_c|/\epsilon_F$, тогда как вклад в J^A (при рассеянии на примесях) имеет обычный порядок величины. Поэтому при одинаковой точности измерений анизотропия J^A содержит более существенную информацию; некоторые же величины (эффективные массы) вообще нельзя получить из Γ . Осуществление этой программы требует реалистичной оценки Φ_k . Например, как ясно из проведенного анализа, интерпретация на основе τ -приближения является надежной в той степени, в какой E^A не зависит от сорта примеси. Более целесообразно определять τ_k из других экспериментов, однако необходимо следить, чтобы эта величина была введена одинаковым образом. Подчеркнем, что сказанное относится лишь к рассеянию на примесях; при рассеянии на фононах вклад в J^A от брэгговских плоскостей мал и акустоэлектрический эффект не имеет никаких преимуществ по сравнению с поглощением звука.

Автор благодарит Н. В. Заварицкого, привлечшего его внимание к данной теме, М. И. Каганова и Ю. К. Джикаева за прочтение работы в рукописи и ряд ценных замечаний, а также А. А. Алтухова и Ш. Т. Мевлюта за неоднократные обсуждения.

Литература

1. Parmenter P. H. Phys. Rev., 1953, **89**, 990.
2. Blount E. I. Phys. Rev., 1959, **114**, 418.
3. Weinreich G. Phys. Rev., 1957, **107**, 317.
4. Заварицкий Н. В. ЖЭТФ, 1978, **75**, 1873; Письма в ЖЭТФ, 1977, **25**, 61 и 26, 44.
5. Заварицкий Н. В., Каганов М. И., Мевлют Ш. Т. Письма в ЖЭТФ, 1978, **28**, 223.

6. Каганов М. И., Мевлют Ш. Т., Суслов И. М. ЖЭТФ, 1980, 78, 376.
7. Каган В. Д. ФТТ, 1967, 9, 3293.
8. Каганов М. И., Лифшиц И. М. УФН, 1979, 129, 487.
9. Харрисон У. Псевдопотенциалы в теории металлов. М.: Мир, 1968, гл. 3.
10. Ахизер А. И., Каганов М. И., Любарский Г. Я. ЖЭТФ, 1957, 32, 837.
11. Pirragd A. B. Proc. Roy. Soc., 1960, A257, 165.
12. Алтухов А. А., Джикаев Ю. К., Заварицкий Н. В., Суслов И. М. ЖЭТФ, 1978, 75, 2256.
13. Крэкнелл А., Уонг К. Поверхность Ферми. М.: Атомиздат, 1978, п.п.4.2, 5.2.
14. Алтухов А. А., Заварицкий Н. В., Суслов И. М. ЖЭТФ, 1980, 79, 1518.
15. Halse M. R. Phil. Trans. Roy. Soc., 1969, A265, 507.
16. Бете Г., Зоммерфельд А. Электронная теория металлов. М.: Гостехиздат, 1938.
17. Гуржи Р. Н., Копелиович А. И. ЖЭТФ, 1974, 61, 2514.
18. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979, §§ 81, 82.
19. Флеров В. Н. ФТТ, 1974, 16, 55.
20. Аванесян Г. Т., Каганов М. И., Лисовская Т. Ю. ЖЭТФ, 1978, 75, 1736.
21. Суслов И. М. ФТТ, 1981.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23.XI.1979;
после переработки
3.X.1980

ANISOTROPY OF THE ACOUSTOELECTRIC EFFECT IN METALS

I. M. Suslov

The acoustoelectric effect for a metal with an anisotropic electron dispersion law is considered for $ql \gg 1$. The anisotropy of the acoustoelectric current J^A is shown to be highly sensitive to the mechanism of electron scattering. Thus, on alteration of the scattering mechanism the sign of the effect may change and the nature of the singularities (e. g. the appearance of logarithmic peaks) may also change. As a result, the acoustoelectric effect may be used to study the nonequilibrium electron distribution function. For scattering by phonons J^A is similar to the anisotropy of the sound attenuation coefficient Γ ; for scattering by impurities it can reasonably be described by the τ -approximation formula and depends essentially on the anisotropy of the deformation potential Λ . The temperature dependence of J^A is found for an arbitrary Fermi surface. For scattering by impurities $J^A = \text{const}(T)$; for scattering by phonons which are under conditions of complete drag $J^A \sim T^{-5}$ for open and $J^A \sim e^{T/T^*}$ for closed Fermi surfaces (including compensated metals). For phonon equilibrium (Bloch hypothesis) $J^A \sim T^{-5}$ in all cases. Concrete examples of the angular dependences of J^A are presented for the alkali and noble metals.