

ПОГЛОЩЕНИЕ РЭЛЕЕВСКОГО ЗВУКА В МЕТАЛЛАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р. Г. Минц и Г. А. Сорокин

Рассмотрено поглощение рэлеевского звука в металлах в магнитном поле, параллельном поверхности и перпендикулярном направлению распространения звука, и найдена зависимость коэффициента поглощения от частоты звука ω и магнитного поля H при различных соотношениях между определяющими задачу параметрами длины λ , l , r (λ — длина волны, l — длина пробега электронов, r — ларморовский радиус). Показано, что при $r > \sqrt[3]{\lambda l^2}$ основной вклад в поглощение вносят электроны, столкнувшиеся с поверхностью и рассеянные затем в глубине образца. При $\sqrt[3]{\lambda l^2} < r < l$ число таких электронов убывает, в результате чего коэффициент поглощения является убывающей функцией H , $\Gamma(H) \sim H^{-1}$. При $\lambda < r < \sqrt[3]{\lambda l^2}$ коэффициент поглощения определяется электронами, не сталкивающимися с поверхностью $\Gamma(H) \sim H^2$. В высокочастотной области $\omega\tau \gg 1$ рассмотрен акустический циклотронный резонанс.

Как известно, рэлеевским звуком называют колебания, распространяющиеся вдоль поверхности твердого тела и проникающие на глубину δ_R порядка длины волны. В простейшем случае полупространства $y > 0$, заполненного изотропным металлом, вектор смещения u дается следующими формулами:

$$u = (u_l \exp\{-x_l y\} + u_t \exp\{-x_t y\}) \exp\{ikx - i\omega t\}, \quad (1)$$

где $x_{t,l} = \sqrt{k^2 - \omega^2/s_{t,l}^2}$, $s_{t,l}$ — скорости распространения соответственно поперечной и продольной волн в металле. Связь между амплитудами u_t и u_l находится из граничного условия на свободной поверхности $\sigma_{i,y}(0) = 0$, где $\hat{\sigma}$ — тензор напряжений, $i = x, y, z$.

Взаимодействие рэлеевского звука с электронами проводимости изучалось в работах [2, 3]. При этом рассматривались лишь электроны, находящиеся на магнитных поверхностных уровнях. Подобное взаимодействие носит резонансный характер, вблизи резонансных частот распространяются связанные поверхностные электромагнитные и звуковые волны [3].

На первый взгляд могло бы показаться, что основной вклад в поглощение вносят именно электроны, находящиеся на поверхностных уровнях, так как они постоянно находятся в области звукового «скин-слоя», однако, как показывают приведенные ниже оценки, вклад этих электронов в поглощение мал, что связано с малостью их числа и спецификой движения в звуковом скин-слое. В результате, поглощение определяется в основном объемными электронами.

В высокочастотной области ($\omega\tau \gg 1$)¹ отдельно рассмотрен акустический циклотронный резонанс поглощения. Помимо $\omega\tau \gg 1$, для этого, как обычно [5, 6], требуется аномальность соответствующего скин-слоя (в данном случае звукового) $kr \gg 1$. Легко видеть, что на резонансных частотах $\Omega_N = \omega/N$

$$kr_N = N \frac{v}{s} \gg 1, \quad r_N = \frac{v}{\Omega_N}.$$

¹ В настоящее время неясно, достижима ли эта область экспериментально.

Прежде чем приступить непосредственно к вычислениям, приведем несколько качественных оценок для величины коэффициента поглощения при различных соотношениях между входящими в задачу параметрами длины λ , r , l .

Если $l \ll \lambda$, то поле мало меняется на расстояниях порядка длины пробега электронов, т. е. не проявляется отличие поверхностного звука от объемного. Таким образом, все свойства, характерные для рэлеевского звука, будут наблюдаться в области $\lambda \ll l$ (а также $\lambda \ll r$).

Рассмотрим при $\lambda \ll r$ вклад в поглощение от электронов на различных траекториях (рис. 1), учитывая, что коэффициент поглощения пропорционален числу электронов и эффективному времени пробега $\tau_{\text{эфф.}}$.

Если $l \ll r$, то электроны A , вылетающие от поверхности под углами $\varphi \sim 1$, рассеиваются внутри образца. Число их порядка единицы, а соответствующее время пробега

$$\tau_{\text{эфф.}} \sim \tau \frac{\lambda}{l},$$

Рис. 1. Различные типы электронных траекторий в магнитном поле.

в результате их вклад в коэффициент поглощения совпадает по порядку величины с коэффициентом поглощения объемного звука Γ_V . Скользящие электроны (траектории B), число которых порядка $\sqrt{\lambda/r}$, движутся вдоль волны, а следовательно, в целом набирают энергию лишь в начале и конце пути. При этом фазы в начальной и конечной точках не совпадают и возникает дополнительное усреднение, так что $\tau_{\text{эфф.}}$ оказывается порядка

$$\tau_{\text{эфф.}} \sim \tau \left(\frac{\lambda}{l} \right)^2.$$

В результате вклад траекторий B в поглощение мал

$$\Gamma_B \sim \frac{\lambda}{l} \sqrt{\frac{\lambda}{r}} \Gamma_V.$$

Нетрудно показать аналогичным образом, что и не сталкивающиеся с поверхностью электроны (траектории C и D) оказываются несущественными.

В области $\lambda < r < \sqrt[3]{\lambda l^2}$ основной вклад в поглощение вносят электроны из окрестности опорных точек (траектории C) и

$$\Gamma \sim \Gamma_V \frac{\lambda l}{r^2} \sim H^2,$$

если же

$$\sqrt[3]{\lambda l^2} < r < l,$$

то поглощение обусловлено электронами, столкнувшимися с поверхностью и рассеянными затем в глубине образца, при этом оказывается, что

$$\Gamma \sim \Gamma_V r / l \sim H^{-1}.$$

Такая зависимость от магнитного поля приводит, очевидно, к минимуму на кривой поглощения в области, где

$$r \sim \sqrt[3]{\lambda l^2}.$$

Перейдем теперь к количественному решению задачи, которое, естественно, подтверждает приведенные выше оценки.

Как известно, закон дисперсии электронов в поле звуковой волны имеет вид

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0(\mathbf{p}) + \lambda_{ik} u_{ik} + p_i v_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + (\mathbf{p} - m_0 \mathbf{v}) \dot{\mathbf{u}}. \quad (2)$$

Рассмотрим следующую геометрию задачи: $\mathbf{k} \parallel O_x$, $\mathbf{H} \parallel O_z$, O_y направлена в глубь металла. Кинетическое уравнение запишем в τ -приближении

$$\left(\tau^{-1} - i\omega + ikv_x + v_y \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial t}\right) \chi = (\lambda_{ik} - \bar{\lambda}_{ik}) \dot{u}_{ik} - evE' \equiv g, \quad (3)$$

где $\bar{\lambda}_{ik}$ — деформационный потенциал, усредненный по Ферми-поверхности,

$$E' = E + \frac{1}{c} [\dot{\mathbf{u}} \mathbf{B}],$$

E находится из уравнений Максвелла.

Пусть поверхность Ферми замкнутая, тогда для электронов, не сталкивающихся с поверхностью металла, граничные условия имеют вид

$$\chi(t) = \chi(t+T), \quad T = T(p_z).$$

Открытые в направлении p_y орбиты дадут за счет усреднения малый вклад в поглощение, а все остальные направления открытости приведут к постоянной добавке в коэффициент поглощения

$$\Gamma \sim \frac{N' \varepsilon_F \omega}{\rho v s},$$

где N' — число электронов на таких траекториях. Отражение сталкивающихся с поверхностью электронов можно считать диффузным. Действительно, при углах падения $\varphi \sim 1$ это так, а зеркально отражающиеся скользящие электроны, как показано ранее, не существенны. Таким образом,

$$\chi(y=0, t) = \chi_d = \text{const}$$

при $v_y(t) > 0$. Величина χ_d находится из условия $j_y(0) = 0$. В результате для χ нетрудно получить следующие выражения: при $y - y(t) + y_{\min} > 0$ (не сталкивающиеся с поверхностью электроны)

$$\chi = \chi_0 = \frac{\int_t^{t+T} g(t', y - y(t) + y(t')) \exp\{\tilde{\nu}(t' - t) + ik[x(t') - x(t)]\} dt'}{\exp\{\tilde{\nu}T\} - 1}, \quad (4)$$

здесь $\tilde{\nu} = \tau^{-1} - i\omega$.

При $y - y(t) + y_{\min} < 0$ (сталкивающиеся с поверхностью электроны)

$$\chi = \chi_1 = \int_{t_0}^t g(t', y - y(t) + y(t')) \exp\{\tilde{\nu}(t' - t) + ik[x(t') - x(t)]\} dt' + \chi_d \exp\{-\tilde{\nu}(t - t_0) - ik[x(t) - x(t_0)]\}, \quad (5)$$

здесь t_0 — время отражения электрона от поверхности, которое определяется из уравнения $y - y(t) + y(t_0) = 0$,

$$\chi_d = \frac{\left\langle \int_{t_0}^t g(t', y(t') - y(t)) \exp\{\tilde{\nu}(t' - t) + ik[x(t') - x(t)]\} dt' \right\rangle}{\langle 1 - \exp\{-\tilde{\nu}(t - t_0) - ik[x(t) - x(t_0)]\} \rangle}, \quad (6)$$

$$\langle f \rangle = \int \int \int \frac{d^3 p}{h^3} v_y f_0(\varepsilon - \varepsilon_F). \quad (7)$$

Для того чтобы найти коэффициент поглощения по известным формулам [7] $\Gamma = Q/W$ (Q — диссипативная функция, W — энергия волны), надо совместно решить кинетическое уравнение и уравнения Максвелла. Однако можно показать, что при $\delta^* \gg \bar{\lambda}$ (δ^* — глубина аномального скин-слоя) вихревыми полями можно пренебречь, а при $\delta^* \ll \bar{\lambda}$ они дадут вклад в коэффициент поглощения, совпадающий по порядку величины с деформационным. Поэтому

$$g = g_1 e^{-x_1 y} + g_2 e^{-x_2 y}.$$

Величины $g_{t,l}$ находятся из условий $\text{rot } \mathbf{E} = 0$,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_t e^{-\chi_t y} + \mathbf{E}_l e^{-\chi_l y}$$

и $\rho(y) = 0$, где ρ — плотность зарядов, после чего диссипативная функция легко вычисляется по формуле

$$Q = \frac{2}{\tau h^3} \int_0^\infty dy \oint \frac{d\Sigma}{v} |\chi|^2. \quad (8)$$

Интегрирование в (8) проводится как по области y, t, p_z , где электроны не сталкиваются с поверхностью и $\chi = \chi_0$ (4), так и по области, где столкновения происходят и $\chi = \chi_1$ (5).

Найдем вклад в коэффициент поглощения от электронов, не сталкивающихся с поверхностью. Во всех последующих формулах суммируем по индексам α, β , принимающим значения t, l

$$\begin{aligned} \Gamma_0 = & \sum_{\alpha, \beta} \frac{2eH}{W\tau ch^3} \int_{p_{\min}}^{p_{\max}} \frac{dp_z}{|\exp\{\sqrt{v}T\} - 1|^2} \int_0^T dt \exp\left\{-\frac{2t}{\tau}\right\} \times \\ & \times \int_{y(t)-y_{\min}}^\infty dy \exp\{-(\chi_\alpha + \chi_\beta)[y - y(t)]\} \int_t^{t+T} dt' \int_t^{t+T} dt'' g_\alpha(p_z, t') \times \\ & \times g_\beta^*(p_z, t'') \exp\{-\chi_\alpha y(t') - \chi_\beta y(t'') + \sqrt{v}t' + \sqrt{v}^*t'' + ik[x(t') - x(t'')]\}. \end{aligned}$$

Интегрируем по y и переходим к переменной $\varphi = \Omega t$

$$\begin{aligned} \Gamma_0 = & \frac{2eH}{W\tau ch^3} \sum_{\alpha, \beta} \frac{1}{(\chi_\alpha + \chi_\beta)} \int_{p_{\min}}^{p_{\max}} \frac{dp_z}{\Omega^3 |\exp\{\sqrt{v}T\} - 1|^2} \int_{-\pi/2}^{3\pi/2} \exp\left\{-\frac{2\varphi}{\Omega\tau}\right\} d\varphi \times \\ & \times \int_{\varphi}^{\varphi+2\pi} d\varphi' \int_{\varphi}^{\varphi+2\pi} d\varphi'' g_\alpha(p_z, \varphi') g_\beta^*(p_z, \varphi'') \exp\{-\chi_\alpha[y(\varphi') - y_{\min}] - \\ & - \chi_\beta[y(\varphi'') - y_{\min}] + \frac{\sqrt{v}}{\Omega}\varphi' + \frac{\sqrt{v}^*}{\Omega}\varphi'' + ik[x(\varphi') - x(\varphi'')]\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Интеграл (9) существенно зависит от вида Ферми-поверхности. Если анизотропия Ферми-поверхности не слишком велика, $x(\varphi)$ меняется быстрее, чем $y(\varphi)$ вблизи $y_{\min}$, и основной вклад в интеграл дают окрестности опорных точек. Если же Ферми-поверхность сильно вытянута в направлении p_x (соответствующие оценки будут приведены ниже), то коэффициент поглощения определяется электронами на экстремальных сечениях.

Рассмотрим сначала первую возможность. В окрестности опорной точки $(0, 0, p_{\min})$

$$q = p_z - p_{\min} = \frac{p_x^2}{2Q_x} + \frac{p_y^2}{2Q_y}, \quad (10)$$

где Q_x — радиус кривизны сечения Ферми-поверхности плоскостью $p_y = 0$ в точке $(0, 0, p_{\min})$, Q_y определяется аналогично Q_x . Траектории электронов представляют собой эллипсы

$$\left. \begin{aligned} y(\varphi) &= R_y \sin \varphi + y_0, \quad x(\varphi) = -R_x \cos \varphi, \\ R_x &= \frac{c}{eH} \sqrt{2Q_y q}, \quad R_y = \frac{c}{eH} \sqrt{2Q_x q}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Пусть $\Omega\tau \gg 1, \frac{\omega}{\Omega} - N \ll 1$, N — целое, тогда

$$\Gamma_0 = \sum_{\alpha, \beta} \left(\frac{eH}{ch}\right)^3 \frac{8\pi g_\alpha g_\beta^* \Phi_{\alpha\beta}(\xi)}{(\chi_\alpha + \chi_\beta)^3 \tau W \Omega^3 |\gamma|^2 Q_x}, \quad (12)$$

где

$$\Omega = \Omega(p_{\min}), \quad \gamma = \frac{1}{\Omega\tau} + i\left(\frac{\omega}{\Omega} - N\right), \quad g_\alpha = g_\alpha(0, 0, p_{\min}),$$

$\xi = R_x/R_y$ — параметр, характеризующий анизотропию электронной траектории,

$$\begin{aligned} \Phi_{\alpha\beta} &= \left(\frac{\sigma_\alpha - \xi}{\sigma_\alpha + \xi}\right)^{N/2} \left(\frac{\sigma_\beta - \xi}{\sigma_\beta + \xi}\right)^{N/2} \int_0^\infty u e^{-u} I_N\left(\frac{u \sqrt{\sigma_\alpha^2 - \xi^2}}{\sigma_\alpha + \sigma_\beta}\right) I_N\left(\frac{u \sqrt{\sigma_\beta^2 - \xi^2}}{\sigma_\alpha + \sigma_\beta}\right) du = \\ &= \frac{2\Gamma(N+3/2)}{\sqrt{\pi}\Gamma(N+1)} \frac{(\sigma_\alpha - \xi)^N (\sigma_\beta - \xi)^N}{(\sigma_\alpha + \sigma_\beta)^{2N}} F_4\left(N+1, N+3/2; N+1, N+1; \right. \\ &\quad \left. \frac{\sigma_\alpha^2 - \xi^2}{(\sigma_\alpha + \sigma_\beta)^2}, \frac{\sigma_\beta^2 - \xi^2}{(\sigma_\alpha + \sigma_\beta)^2}\right), \\ \sigma_{t,l} &= \frac{\kappa_{t,l}}{k}. \end{aligned}$$

Рассмотрим формулу (12) подробнее. Если $\omega\tau \ll 1$, то $N=0$

$$\Gamma_0 \sim \Gamma_V \frac{\lambda l}{r^2}, \quad (13)$$

где $\Gamma_V \sim N\varepsilon_F\omega/\rho v s$ — коэффициент поглощения объемного звука при $H=0$ [7]. Непосредственно вычисляя интегралы, входящие в (9), легко показать, что отношение вклада экстремальных сечений к вкладу опорных точек

$$\frac{\Gamma_{\text{extr}}}{\Gamma_0} \sim \frac{1}{\sqrt{kr}(\Omega\tau)^2}.$$

Если $\omega\tau \gg 1$, то формула (12) описывает зависимость $\Gamma(H)$ вблизи резонансной частоты $\Omega_N = \omega/N$

$$\Gamma(H) = \frac{\Gamma_{\max}}{1 + (\omega - N\Omega)^2 \tau^2}, \quad (14)$$

$\Gamma_{\max}$ весьма сложным образом зависит от N, ξ ; так, например: при $\xi \gg 1$

$$\begin{aligned} \Phi_{\alpha\beta} &\simeq \frac{\sigma_\alpha + \sigma_\beta}{\pi\xi}, \\ \Gamma_{\max} &\sim \Gamma_V \frac{\lambda l}{\xi r_N^2}; \end{aligned} \quad (15)$$

при ξ таких, что

$$\begin{aligned} \left| \frac{\sigma_\alpha, \beta - \xi}{\sigma_\alpha + \sigma_\beta} \right| \ll 1, \quad \Phi_{\alpha\beta} &\simeq \frac{2\Gamma(N+3/2)}{\sqrt{\pi}\Gamma(N+1)} \frac{(\sigma_\alpha - \xi)^N (\sigma_\beta - \xi)^N}{(\sigma_\alpha + \sigma_\beta)^N (\sigma_\alpha + \sigma_\beta)^N}, \\ \Gamma_{\max} &\sim \Gamma_V \frac{\lambda l}{r^2} (\sigma - \xi)^{2N}. \end{aligned} \quad (15')$$

Отметим, что при $\sigma_l < \xi < \sigma_l$, $\Phi_{ll} < 0$ при нечетных N резонанс на четных гармониках сильнее, чем на нечетных. В сильных полях $\Omega \gg \omega$, $N=0$,

$$\Gamma_0 \sim \Gamma_V \frac{\lambda l}{r^2} \frac{1}{(\omega\tau)^2}. \quad (16)$$

Формула (12) верна при не слишком малых ξ . Если

$$1 \ll (kR_x)^2 \ll \kappa R_y, \quad (17)$$

расстояние вдоль x , которое проходит электрон, находясь в звуковом скин-слое, мало по сравнению с длиной волны. В этом случае основной вклад в поглощение дают экстремальные сечения Ферми-поверхности.

Рассмотрим поверхность Ферми вида

$$\varepsilon_F = \frac{p_x^2}{2m_x} + \frac{p_y^2}{2m_y} + \frac{p_z^2}{2m_z}; \quad (18)$$

пусть $m_x \gg m_y$ (например, Bi, Sb [8]). Нетрудно показать, что для выполнения условия (17) в резонансной области $\Omega \sim \omega$ необходимо

$$\frac{m_x}{m_y} \leq s \sqrt{\frac{m_y}{\varepsilon_F}} \leq 1. \quad (19)$$

Для квадратичного закона дисперсии (18) $\Omega = \frac{eH}{c} (m_x m_y)^{-1/2}$,

$$\Gamma_0 = \sum_{\alpha, \beta} \frac{8\pi^2 m_y \sqrt{m_x m_z} g_{\alpha} g_{\beta}^*}{Wh^3 (\gamma_{\alpha} + \gamma_{\beta}) \sqrt{\gamma_{\alpha} \gamma_{\beta}} \Omega \tau |e^{i\Omega\tau} - 1|^2}, \quad (20)$$

при $\omega\tau \ll 1$ $\Gamma_0 \sim \Gamma_V \Omega \tau$, при $\omega\tau \gg 1$ на кратных частотах имеет место резонанс

$$\Gamma_{\max}^N \sim \Gamma_V \frac{l}{r_N}, \quad \frac{\Gamma_{\max}}{\Gamma_{\min}} \sim (\Omega\tau)^2,$$

для неквадратичного закона дисперсии, как обычно, резонанс слабее в $\sqrt{\Omega\tau}$ раз.

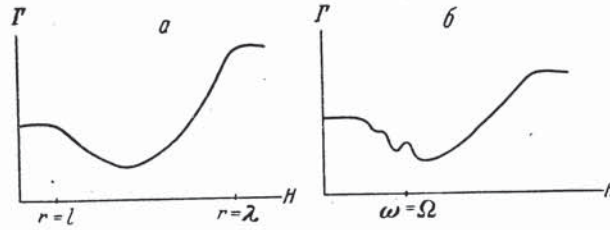


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от магнитного поля в низкочастотной (а) и высокочастотной (б) областях.

Рассмотрим теперь электроны, сталкивающиеся с поверхностью. Переходя к интегрированию по координате центра орбиты y_0 (как отмечалось выше, мы рассматриваем замкнутые сечения), получим

$$\Gamma_1 = \frac{2eH}{Wch^3} \sum_{\alpha, \beta} \int_{-R_y}^{R_y} dp_z \int dy_0 \left[1 - \exp \left\{ -\frac{2(t_1 - t_0)}{\tau} \right\} \right] \times \\ \times \left(\frac{g_{\alpha}(p_z, t_0)}{\gamma_{\alpha} \dot{y}(t_0) - ik\dot{x}(t_0)} + \gamma_{\alpha} \right) \left(\frac{g_{\beta}^*(p_z, t_0)}{\gamma_{\beta} \dot{y}(t_0) + ik\dot{x}(t_0)} + \gamma_{\beta}^* \right), \quad (21)$$

где $2R_y$ — максимальный размер траектории, t_0 — время вылета от поверхности, t_1 — время возврата

$$\gamma_{\alpha} = \frac{\left\langle \frac{g_{\alpha}(t)}{[x_{\alpha} \dot{g}(t) - ik\dot{x}(t)]} \right\rangle}{\langle 1 \rangle}.$$

При $\Omega\tau \ll 1$, $\Gamma_1 \sim \Gamma_V$, при $\Omega\tau \gg 1$

$$\Gamma_1 \sim \frac{\Gamma_V}{\Omega\tau}. \quad (22)$$

Сравнивая (22) и (13), видим, что при $\omega\tau \ll 1$ в полях, для которых $r > \sqrt[3]{\lambda l^2}$, главный вклад в поглощение вносят электроны, сталкивающиеся с поверхностью, а при $r < \sqrt[3]{\lambda l^2}$ — не сталкивающиеся (см. рис. 2, а). При

$\omega\tau \gg 1$ амплитуда резонансной добавки к монотонной части коэффициента поглощения

$$\frac{\Gamma_{N\max}}{\Gamma_1} \sim \frac{s}{v} \frac{(\omega\tau)^2}{N^3} \quad (23)$$

(см. рис. 2, б).

При выполнении условия (19) резонансный член является доминирующим

$$\frac{\Gamma_{\max}}{\Gamma_{\min}} \sim \frac{(\omega\tau)^2}{N^2} \quad (24)$$

(рис. 3).

В заключение можно сделать следующие выводы.

В работе показано, что поглощение рэлеевского звука в металлах в параллельном поверхности магнитном поле определяется в основном объемными электронами.

Получено, что в области, где $\lambda < r < \sqrt[3]{\lambda l^2}$,

$$\Gamma(H) \sim \Gamma_V \frac{\lambda l}{r^2} \sim H^2,$$

а в области $\sqrt[3]{\lambda l^2} < r < l$

$$\Gamma(H) \sim \Gamma_V \frac{r}{l} \sim H^{-1};$$

по этой причине коэффициент поглощения имеет минимум при $r \sim \sqrt[3]{\lambda l^2}$.

На высоких частотах изучен акустический циклотронный резонанс поглощения. Показано, что отношение амплитуды резонансной добавки к монотонной части

$$\frac{\Gamma_{N\max}}{\Gamma_1} \sim \frac{\lambda l^2}{r^3 N} \sim N^{-3}.$$

Для сильно анизотропной поверхности Ферми (условия (19))

$$\frac{\Gamma_{N\max}}{\Gamma_{\min}} \sim \frac{l^2}{r^2 N} \sim N^{-2}.$$

Л и т е р а т у р а

- [1] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория упругости. «Наука», М., 1965.
- [2] R. Prange. Phys. Rev., 187, 804, 1969.
- [3] А. М. Гришин, Э. А. Канер, О. М. Любимов, Н. М. Макаров. ЖЭТФ, 59, 629, 1970.
- [4] М. С. Хайкин. УФН, 96, 409, 1968.
- [5] М. Я. Азбель, Э. А. Канер. ЖЭТФ, 32, 896, 1957.
- [6] M. Cohen, M. Harrison, W. Harrison. Phys. Rev., 117, 937, 1960; Э. А. Канер. ЖЭТФ, 43, 216, 1962.
- [7] А. И. Ахизер, М. И. Каганов, Г. Я. Любарский. ЖЭТФ, 32, 837, 1957.
- [8] L. Ferreira. J. Phys. Chem. Sol., 29, 357, 1968.

Институт теоретической физики
им. Л. Д. Ландау АН СССР
Черноголовка

Поступило в Редакцию
7 июля 1972 г.

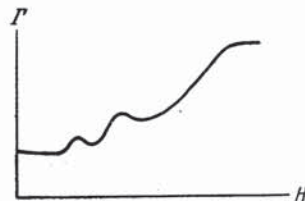


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения от магнитного поля при сильной анизотропии Ферми-поверхности.