

## ЭЛЕКТРОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПЕРЕНОСА ЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

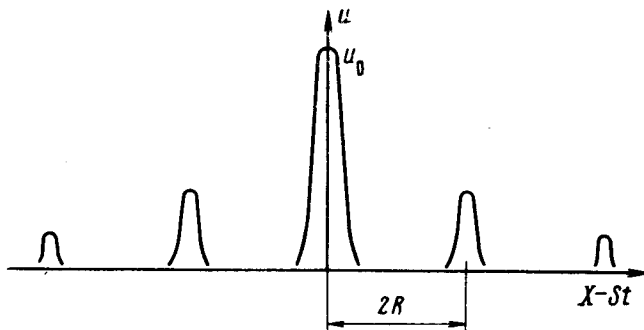
*Э.Н.Богачек, А.С.Рожавский, Р.И.Шехтер*

Рассмотрен новый механизм передачи звуковых сигналов в металлах, связанный с образованием системы всплесков звукового поля, обусловленных деформационным взаимодействием и специфической динамикой электронов в магнитном поле.

Хорошо известно, что проникновение высокочастотного электромагнитного поля в металл может быть стимулировано приложением параллельного поверхности образца магнитного поля  $H$ . Специфический характер динамики электронов в магнитном поле приводит к появлению так называемого аномального механизма проникновения [1], в результате которого возникают характерные всплески поля на глубинах, кратных удвоенному циклотронному радиусу  $R$ . Аналогичный эффект имеет место также и для электронного переноса поля звуковой волны. В стационарных условиях вследствие звуковой "прозрачности" металла этот эффект приводит лишь к малым поправкам на фоне невозмущенных зву-

ковых волн<sup>1)</sup>. В импульсном звуковом режиме становится возможным возникновение динамической всплесковой картины в образце. В настоящей работе представлена теория этого явления и предлагается его использование для стимулированной передачи звуковых сигналов в проводниках. В работе Филя, Бурмы и Бёзуглого [3] наблюдалось аномальное проникновение звукового импульса в металлической пластине в магнитном поле, по-видимому, связанное с обсуждаемым здесь эффектом.

Звуковой импульс, движущийся в металле, представляет собой качественный аналог скин-слоя, характерного для высокочастотного электромагнитного поля, но перемещающегося вглубь металла со скоростью звука. Благодаря деформационному взаимодействию, энергия звукового поля переносится электронами по круговым орбитам в магнитном поле и звуковой пакет воспроизводится в виде всплесков, отстоящих от основного импульса на расстояниях, кратных  $2R$  и образующих систему "звуковых предвестников", которые распространяются синхронно с основным звуковым сигналом (рисунок). Таким образом в магнитном поле, параллельном поверхности образца, возникает новый механизм распространения звукового импульса по цепочке электронных траекторий с характерной скоростью порядка фермиевской.



Распространение звука в металле описывается уравнениями теории упругости, имеющими вид [4] (для простоты ограничимся случаем продольных колебаний)

$$\ddot{u}(x, t) - s^2 u''(x, t) = \frac{1}{\rho} f(x, t). \quad (1)$$

Ось  $x$  направлена вглубь металла ( $x > 0$ ),  $f$  — зависящая от  $H$  сила, действующая со стороны электронов на решетку.

$$f(x, t) = - \int d\tau_p \Lambda \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \chi^*, \quad (2)$$

где  $\partial f_0 / \partial \epsilon$  — неравновесная добавка к функции распределения электронов,  $f_0$  — фермиевская функция,  $\Lambda$  — деформационный потенциал (мы

<sup>1)</sup> Отметим, что звуковым аналогом электромагнитного скин-слоя являются релеевские звуковые волны, локализованные вблизи поверхности металла. Аномальное проникновение колебаний такого типа в магнитном поле рассмотрено Гришиным и Любимовым [2].

считаем тензор деформационного потенциала изотропным  $\Lambda_{ik}(\mathbf{p}) = \Lambda(\mathbf{p})\delta_{ik}$ , а закон дисперсии электронов квадратичным). Наличие электронной силы  $f$  приводит к возникновению специфического закона дисперсии звуковых колебаний в магнитном поле [5]. Не зависящая от магнитного поля "электронная" перенормировка упругих модулей включена в скорость звука  $s$ .

Уравнение (1) должно быть дополнено краевыми условиями, которые мы выбираем в виде

$$u'(0, t) = g(t), \quad u(\infty, t) = 0; \quad u(-\infty, x > 0) = 0, \quad \dot{u}(-\infty, x > 0) = 0, \quad (3)$$

$$g(t) = u_0 \frac{\omega_0}{s} e^{-t^2/t_0^2} \left\{ \sin(\omega_0 t) + \frac{2}{\omega_0 t_0} \cos(\omega_0 t) \right\}.$$

Если электронная сила  $f$  равна нулю, решение задачи (1), (3) имеет вид

$$u(x, t) = u_0 \cos(kx - \omega_0 t) e^{-\frac{(kx - \omega_0 t)^2}{(\omega_0 t_0)^2}} \quad (4)$$

причем  $s t_0$  имеет смысл пространственной ширины звукового импульса, а  $\omega_0$  — частоты колебаний. При  $f \neq 0$  вид решения зависит от соотношения между параметрами  $\omega_0$ ,  $t_0$ ,  $\Omega$  ( $\Omega = eH/mc$ ). Мы рассмотрим случай

$$\omega_0 t_0 \gg 1, \quad \Omega t_0 \gg 1. \quad (5)$$

Первое из неравенств (5) соответствует случаю, когда ширина импульса гораздо больше длины волны звука, а второе — условию малости изменения амплитуды импульса за время оборота электрона в магнитном поле. Решение  $u(x, t)$  может быть представлено в виде

$$u(x, t) = \sum_n u_n(x, t), \quad kR \gg 1 \quad (6)$$

являющимся при  $\Omega r \gg 1$  разложением по степеням параметра  $\Omega r / (kR)^{1/2}$  ( $\omega_0 = sk$ ,  $\tau$  — время релаксации электронов), который мы считаем малым.  $U_n(x, t)$  имеет смысл звукового всплеска, отстоящего от основного сигнала на расстоянии  $2nR$ . Выражение для первого всплеска в случае  $t > 2R/s$  имеет вид (вдали от акустического циклотронного резонанса [6]  $|\omega_0 - \eta \Omega| \gg \tau^{-1}$ ):

$$u_1 = -\frac{\sqrt{\pi}}{8} u_0 \left( \frac{\Lambda}{\epsilon_F} \right)^2 \frac{s}{v_F} \frac{\sin^{-1}(\pi \omega_0 / \Omega)}{\sqrt{kR}} [F_1(x - 2R) - F_2(x + 2R)],$$

$$F_{1,2}(z) = e^{-\lambda \frac{z}{R}} \exp \left[ -\frac{(st - z)^2}{(st_0)^2} \right] A_{1,2}(z) \cos(\omega_0 t - kz + \phi_{1,2}),$$

$$\lambda = \frac{\pi \omega_0}{\Omega^2 \tau} \sin^{-2}(\pi \omega_0 / \Omega); \quad A_1(z) = \sqrt{(8kz)^2 + 1}, \quad A_2(z) = 8kz,$$

$$\phi_1 = \arccos \frac{8kz + 1}{\sqrt{2[(8kz)^2 + 1]}} \quad \phi_2 = \pi/4. \quad (7)$$

Распределение звукового поля в глубине металла  $x \gg 2R$  в системе координат, связанной с основным импульсом, схематически изображено на рисунке. Отметим, что амплитуды всплесков растут линейно со временем, что обусловлено перекачкой энергии от основного импульса во всплеск. При  $t \gtrsim R/\lambda_s$  становятся существенными диссипативные процессы в электронной системе и рост амплитуды сменяется экспоненциальным затуханием. Отношение максимальной амплитуды предвестника к величине основного сигнала определяется деформационным потенциалом  $\Lambda_0$  в точке  $p_x = 0, v_x = 0$

$$\frac{u_{1max}}{u_0} \sim \left( \frac{\Lambda_0}{\epsilon_F} \right)^2 \frac{\Omega \tau}{\sqrt{kR}} \left| \sin \left( \frac{\pi \omega_0}{\Omega} \right) \right|, \quad (8)$$

что дает принципиальную возможность экспериментального измерения локальных значений  $\Lambda(p)$  по величине рассмотренного эффекта.

Мы глубоко благодарны И.О.Кулику и Э.А.Канеру за полезные обсуждения и внимание к работе. Мы также благодарны В.Д.Филью за ознакомление с результатами предварительных экспериментов и многочисленные дискуссии, привлечшие наше внимание к этой проблеме.

Физико-технический институт  
низких температур  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
25 февраля 1976 г.

### Литература

- [1] М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 39, 400, 1960; Э.А.Канер, В.Ф.Гантмахер. УФН, 94, 193, 1968.
- [2] А.М.Гришин, О.И.Любимов. Письма в ЖЭТФ, 12, 489, 1970.
- [3] В.Д.Филь, Н.Г.Бурма, П.А.Безуглый. Письма в ЖЭТФ, данный номер, стр. 428.
- [4] Е.А.Канер, V.G.Scobov. Advances in Physics, 17, 607, 1968.
- [5] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 47, 107, 1964.
- [6] Э.А.Канер. ЖЭТФ, 43, 216, 1962.