

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РЭЛЕЕВСКУЮ ВОЛНУ В МЕТАЛЛЕ

И. А. Викторов

В работе [1] нами показано, что в идеально проводящем твердом полупространстве (металле), находящемся в постоянном магнитном поле  $\mathbf{H}$ , параллельном поверхности полупространства, плоская гармоническая рэлеевская волна распространяется как в своеобразной анизотропной среде. «Магнитная» анизотропия, однако, не сводится к упругой анизотропии: можно показать, что тензор эффективных (с учетом магнитной добавки) упругих модулей является не симметричным. Магнитное поле изменяет характеристики рэлеевской волны. Пусть полупространство ограничено плоскостью  $z=0$ , а рэлеевская волна распространяется в направлении оси  $x$  (фигура). При  $H_x \neq 0$ ,  $H_y \neq 0$  выражения для волнового числа  $k$  и компонент смещения имеют вид

$$(1) \quad k = k_R(1 - \alpha);$$

$$(2) \quad u_x = \frac{A}{k_R} \left[ e^{qz} - \frac{2qs}{k_R^2 + s^2} e^{sz} \right] e^{i(kx - \omega t)} + O([h_x h_y]^{1/2}),$$

$$u_y = \frac{A(h_x h_y)^{1/2}}{m} \left[ -e^{qz} + \frac{\left( \frac{k_R^2}{4k_t^2} \right) h_x - \frac{q}{s} h_y}{(s^2/k_t^2) h_x - h_y} e^{sz} \right] e^{i(kx - \omega t)} + O(h_x h_y),$$

$$u_z = \frac{iAq}{k_R^2} \left[ -e^{qz} + \frac{2k_R^2}{k_R^2 + s^2} e^{sz} \right] e^{i(kx - \omega t)} + O([h_x h_y]^{1/2}).$$

Здесь  $k_l$ ,  $k_t$ ,  $k_R$  — волновые числа соответственно продольной, поперечной и рэлеевской волн при  $\mathbf{H}=0$ ,  $q = \sqrt{k_R^2 - k_l^2}$ ,  $s = \sqrt{k_R^2 - k_t^2}$ ,  $m = k_t^2/k_l^2 - 1$ ,  $h_x, y = \mu_m H_{x, y}^2 / 4\pi\mu$ ,  $\mu$  — модуль сдвига;  $\mu_m$  — магнитная проницаемость;  $\alpha$  — поправка к  $k_R$ , пропорциональная  $h_x$  и  $h_y$ ;  $A$  — произвольная постоянная,  $O$  — малая поправка соответственного порядка.

Из выражений (1), (2) следует, что однокомпонентное магнитное поле изменяет фазовую скорость волны, а двухкомпонентное поле ( $H_x \neq 0$ ,  $H_y \neq 0$ ) изменяет еще и структуру волны: помимо смещений  $u_x, z$ , описывающих рэлеевскую волну в изотропном полупространстве [2], в волне появляется третье смещение  $u_y$ , пропорциональное  $(h_x h_y)^{1/2}$ . Влияние магнитного поля на рэлеевскую волну характеризуется параметрами  $h_x, y$ . Для металлов при «средних» магнитных полях  $H \sim 10$  кэ,  $h_x, y \sim 10^{-4}$ , поэтому это влияние весьма мало.

Однако при определенных направлениях магнитного поля относительно направления распространения рэлеевской волны, когда выполняется условие

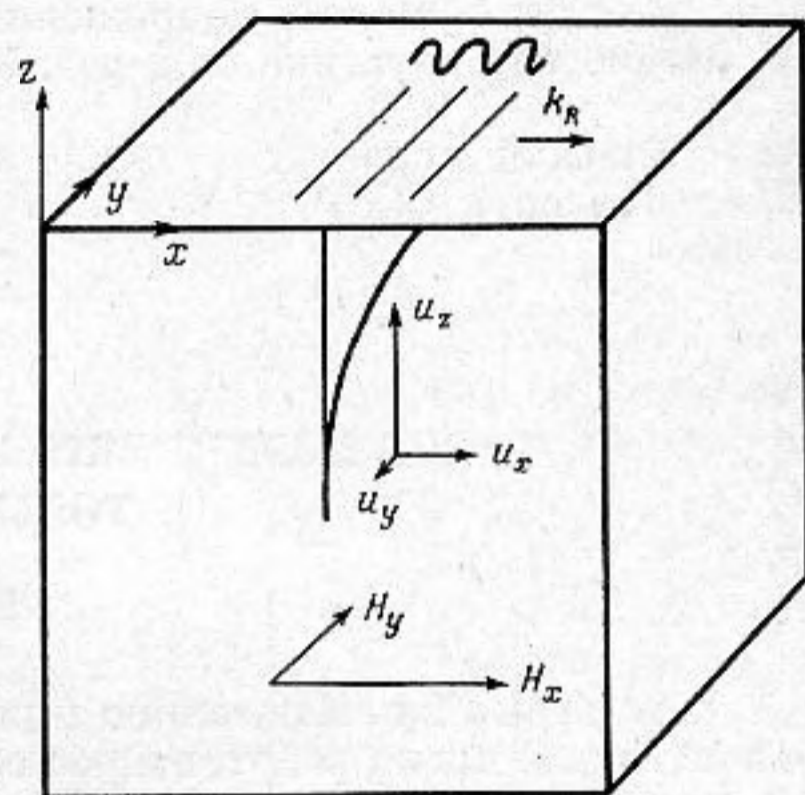
$$(3) \quad \frac{H_x^2}{H_y^2} = \frac{k_t^2}{k_R^2 - k_t^2} (1 + \varepsilon),$$

где  $h_x, y < \varepsilon \ll 1$ , влияние магнитного поля на структуру волны резко возрастает. Проведя вычисления на основе работы [1], можно показать, что при указанных направлениях магнитного поля выражения для  $u_x, z$  остаются в форме (2), а выражения для  $u_y$  и  $\alpha$  приобретают вид

$$(4) \quad \alpha = B(\nu) h_y + C(\nu) \frac{1}{\varepsilon} h_y^2 + O(h_y^3),$$

$$(5) \quad u_y = \frac{A(h_x h_y)^{1/2}}{m} \frac{k_R^2 - 4qs}{4s^2} \frac{1}{\varepsilon} e^{sz + i(kx - \omega t)} + O(h_x h_y),$$

где  $B(\nu)$ ,  $C(\nu)$  — величины, определяемые значением коэффициента Пуассона  $\nu$  для упругого полупространства. В частности, для металла с  $\nu = 0,34$  имеем  $B(\nu) = 50,2$ ,  $C(\nu) = -3,02 \cdot 10^4$ . Как видно из выражений (4), (5), при направлениях магнитного



Рэлеевская волна в полупространстве с магнитным полем



поля, определяемых соотношением (3), компонента смещения  $u_y$ , вызванная магнитным полем, резко возрастает (при  $\epsilon \sim h_{x,y}$  эта компонента становится того же порядка, что и «основные» смещения  $u_{x,z}$  в рэлеевской волне); увеличивается также  $\alpha$ -изменение волнового числа, т. е. фазовой скорости волны. Отметим, что того же порядка изменения фазовой скорости и структуры наблюдаются и у объемных волн в металле, находящемся в магнитном поле [3]. Однако резонансного воздействия магнитного поля там нет.

Существование особых направлений магнитного поля можно интерпретировать следующим образом. Магнитная анизотропия приводит к тому, что рэлеевская волна оказывается составленной не из двух (продольной  $l$  и поперечной  $t$ ) парциальных волн, а из трех — продольной  $l$  и поперечных  $t_1$  и  $t_2$ . Если бы эти волны распространялись в бесконечном пространстве при  $\mathbf{H}=0$  в направлении оси  $x$ , то компонентами смещений в них были бы  $u_x(l)$ ,  $u_z(t_1)$ ,  $u_y(t_2)$ , а фазовые скорости равнялись  $c_l$  и  $c_t$ . «Включение» в пространство магнитного поля добавляет в волнах другие компоненты смещений и делает различными скорости  $c_t^{(1)}$  и  $c_t^{(2)}$  двух поперечных волн  $t_1$  и  $t_2$  соответственно. При образовании из указанной комбинации рэлеевской волны каждая из трех волн становится неоднородной и затухает с глубиной соответственно как  $e^{qz}$ ,  $e^{s_1 z}$ ,  $e^{s_2 z}$ . При условии  $h_x/h_y = H_x^2/H_y^2 = k_t^2/(k_R^2 - k_t^2)$  константы затухания двух парциальных поперечных волн  $t_1$  и  $t_2$  становятся равными с очень высокой степенью точности:  $s_1 - s_2 = k_R O(h_x^3)$ . Таким образом, у волн  $t_1$  и  $t_2$  пространственное распределение совпадает как по оси  $x$  (вдоль направления распространения все парциальные волны «припасованы»), так и по оси  $z$  (по глубине). В результате возникает сильная связь между волнами  $t_1$  и  $t_2$  и своеобразный пространственный резонанс. Вследствие этого устанавливается распределение смещений по глубине, отличное от случая системы двух парциальных волн, когда волна  $t_2$ , которая в бесконечном пространстве имеет смещение только  $u_y$ , не входит в рэлеевскую волну.

Таким образом, магнитное поле резонансно воздействует на рэлеевскую волну. Поля, удовлетворяющие условию (3), можно использовать для управления структурой волны, что представляет интерес для технических применений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Викторов. Упругие волны в твердом полупространстве с магнитным полем. Докл. АН СССР, 1975, 221, 5, 1069—1072.
2. Г. Кольский. Волны напряжения в твердых телах, М., Изд-во иностр. лит., 1955.
3. Физическая акустика, под ред. У. Мэсона, т. V, гл. I, М., «Мир», 1973.

Акустический институт  
Академии наук СССР

Поступила  
10 июня 1976 г.

УДК 534.222.23

#### ОБ ИЗЛУЧЕНИИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ВОЛНОЙ ТОЛМИНА—ШЛИХТИНГА

И. И. Долгова

В то время как излучению шумов областью развитой турбулентности посвящено значительное число работ, вопрос об излучении звуковых полей областью переходной от ламинарного течения к турбулентному рассматривался лишь в работе [1]. Так как физические явления, возникающие в зоне перехода, имеют характерные особенности, влияющие на характеристики звукового поля, этот вопрос представляет самостоятельный интерес.

Расчет кривых, разделяющих области устойчивости и неустойчивости ламинарного течения [2], показывает, что для ламинарного течения «опасны» только очень узкие интервалы как длины волны, так и частоты возмущения. Экспериментально были обнаружены нарастающие периодические колебания в зоне перехода, занимающие в некоторых случаях значительную часть этой зоны. Такие возмущения являются начальной стадией зарождения турбулентности и называются обычно волнами Толмина — Шлихтинга. Акустическое поле, излучаемое волнами Толмина — Шлихтинга, сильно отличается от звукового поля, излучаемого областью развитой турбулентности.

Рассмотрим воображаемую границу в плоском потоке жидкости, совпадающую с осью  $x$ , направленной вдоль потока, и зададим на некотором расстоянии вдоль оси возмущение границы. Пусть амплитуда этой волны давления нарастает экспоненциально вдоль оси  $x$  и волна распространяется в направлении потока со скоростью  $c$

$$(1) \quad p|_{y=0} = A \exp i\alpha(x-ct);$$

$x \in [a, b]$