

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 $\mathbf{H}=0$, $q = \sqrt{k_R^2 - k_l^2}$, $s = \sqrt{k_R^2 - k_t^2}$, $m = k_t^2/k_l^2 - 1$, $h_{x,y} = \mu_m H_{x,y}^2 / 4\pi\mu$, μ — модуль сдвига; μ_m — магнитная проницаемость; α — 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

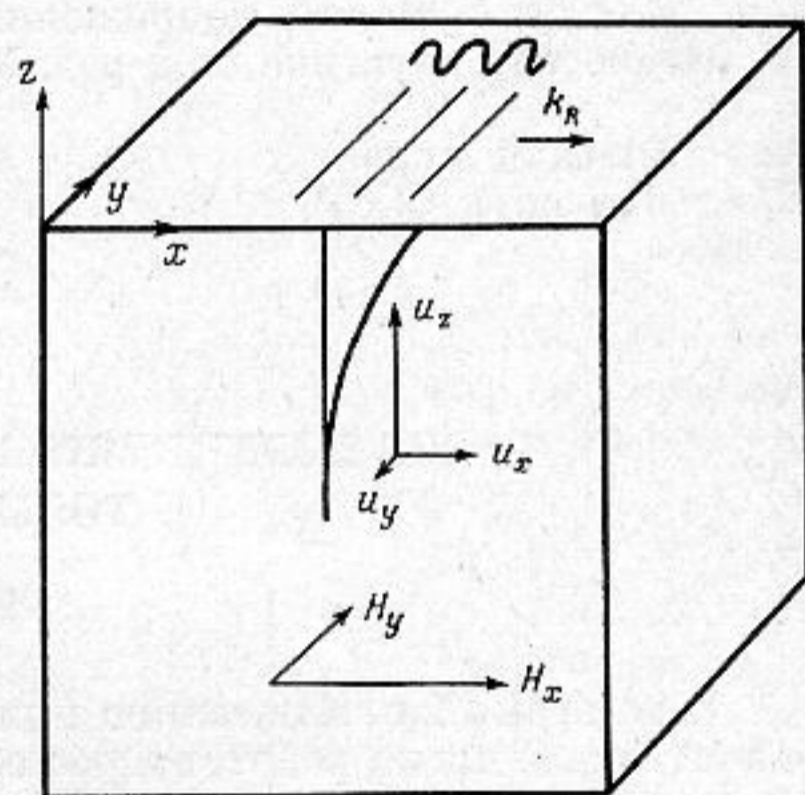
$$(3) \quad \frac{H_x^2}{H_y^2} = \frac{k_t^2}{k_R^2 - k_t^2} (1 + \varepsilon),$$

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 α 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 ν 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 α -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_1z} , e^{s_2z} . 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

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

$x \in [a, b]$