$\varepsilon_0 =$	10	8	6	4	3	2	1	0.8	$(\varepsilon_m = 0.05)$
$\tau =$	0.61	0.62	0.64	0.66	0.72	0.75	0.83	0.90	
$\varepsilon_0 =$	0.6	0.5	0.4	0.32	0.2	0.1	0.08	0.06	$(\varepsilon_m = 0.05)$
$\tau =$	0.92	0.95	0.97	1	1.07	1.17	1.30	1.37	
$\varepsilon_0 =$	10	8	6	4	3	2			$(\varepsilon_m = 0.13)$
$\tau =$	0.34	0.61	0.45	0.47	0.52	0.57			
$\varepsilon_0 =$	1	0.8	0.6	0.4	0.3	0.2			$(\varepsilon_m = 0.13)$
$\tau =$	0.62	0.69	0.75	0.86	0.89	0.98			

Экономичность алгоритмов I и II существенно зависит от ε_0 и ε_m. Если $\varepsilon_m \geqslant 13$ *Мэв*, то для любых ε_0 алгоритм I более выгоден, чем алгоритм II ($\tau \leqslant 1$). Для каждого значения $\varepsilon_m < 0.13$ *Мэв* существует такое значение $\varepsilon_0 = \varepsilon_{0e}$, при котором оба алгоритма одинаково экономны ($\tau = 1$). С увеличением ε_m значение ε_{0e} смещается в сторону более низких энергий. В случае $\varepsilon_0 \leqslant \varepsilon_{0e}$ необходимо использовать алгоритм II ($\tau > 1$).

Данные, приведенные на фигуре, позволяют определить значение ε_{0e} в зависимости от $\varepsilon_m < 0.13$ *Мэв*. Очевидно, что в случае $\varepsilon_0 > \varepsilon_{0e}$ имеет смысл последовательное использование алгоритмов I и II соответственно, в особенности при $\varepsilon_0 \gg \varepsilon_{0e}$ и относительно более низких ε_m.

Поступила 20 I 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. М., Атомиздат, 1963.
2. Дядькин И. Г. Моделирование случайной энергии гамма-кванта, рассеянного в результате комптон-эффекта. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1966, т. 6, № 2.

ОТРАЖЕНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН ОТ УПРУГОГО СЛОЯ С КОНЕЧНОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬЮ

Л. Я. Косачевский, В. Г. Пономаренко

(Донецк)

В работе [1] была решена задача об отражении магнитозвуковых волн от плоского слоя электропроводящей жидкости (или газа), находящейся в постоянном однородном магнитном поле H.

Ниже решается аналогичная задача для упругого слоя. Найдены коэффициенты отражения и прозрачности слоя в предельных случаях слабого и сильного магнитных полей.

1. Рассмотрим отражение от упругого плоского слоя толщины d, на который под произвольным углом падает быстрая магнитозвуковая волна (фигура). Граница слоя совпадает с плоскостью xy. Плоскость падения волны совмещена с плоскостью xz. Предполагаем, что вектор H лежит в этой же плоскости и составляет с осью x угол φ. Жидкие (или газообразные) среды по обе стороны слоя электропроводящие.

В жидкой среде имеют место быстрая и медленная магнитозвуковые волны, поляризованные в плоскости xz, и волны Альфвена,— поляризованные перпендикулярно этой плоскости.

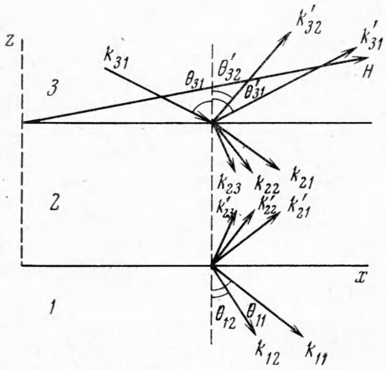
В упругой среде существует пять типов волн. Три из них — быстрая и медленная магнитоупругие, а также электромагнитная, связанная с процессом диффузии магнитного поля в среде,— поляризованы в плоскости xz. Четвертая и пятая волны поляризованы перпендикулярно xz.

Волны, поляризованные перпендикулярно плоскости падения, распространяются независимо от остальных, поэтому в данной работе мы их можем не принимать во внимание.

Если на слой под произвольным углом θ падает быстрая магнитозвуковая волна, то при этом будут отражаться в верхнюю среду и проходить в нижнюю как быстрые, так и медленные магнитозвуковые волны. Внутри слоя в результате многократных отражений от его границ образуются результирующие волны трех типов.

Среду, из которой падает волна, слой и нижнюю среду будем обозначать соответственно номерами 3, 2 и 1. Величины, относящиеся к различным типам волн, будем обозначать буквами с двумя индексами $A_{\mu\nu}$, где $\mu = 1, 2, 3$ означает номер среды, в которой распространяется волна, $\nu = 1$ соответствует первому, $\nu = 2$ — второму и $\nu = 3$ — третьему типу волн. Величины, относящиеся к волнам, распространяющимся в положительном направлении оси z, будем отмечать штрихами.

Из уравнений магнитной гидродинамики для плоских волн в жидкости вытекают соотношения



$$v_{\mu\nu x} = M_{\nu\mu} v_{\mu\nu z}, \quad h_{\mu\nu x} = A_{\mu\nu} v_{\mu\nu z} \tag{1.1}$$

$$E_{\mu\nu y} = B_{\mu\nu} v_{\mu\nu z}, \quad p_{\mu\nu} = Z_{\mu\nu} v_{\mu\nu z}$$

$$M_{\mu\nu} = (k_{\mu\nu z} \cos \alpha_{\mu\nu} - k_{\mu\nu} u_{\mu\nu} \sin \varphi) / \beta_{\mu\nu}$$

$$\beta_{\mu\nu} = k_{\mu\nu} u_{\mu\nu} \cos \varphi - k_{\mu\nu x} \cos \alpha_{\mu\nu}$$

$$A_{\mu\nu} = H (u_{\mu\nu} - 1) \sqrt{u_{\mu\nu}}\, k_{\mu\nu z} / a_\mu \psi_\mu \beta_{\mu\nu}$$

$$B_{\mu\nu} = -\omega A_{\mu\nu} / c\, k_{\mu\nu z}$$

$$Z_{\mu\nu} = -\rho_\mu a_\mu (k_{\mu\nu x} M_{\mu\nu} + k_{\mu\nu z}) / \omega$$

$$\alpha_{\mu\nu} = 90° - (\theta_{\mu\nu} - \varphi), \qquad \alpha_{\mu\nu}' = 90° - (\theta_{\mu\nu}' + \varphi)$$

$$\psi_\mu = H^2 / 4\pi\rho_\mu a_\mu^2, \qquad u_{\mu\nu} = (\omega / k_{\mu\nu} a_\mu)^2$$

$$(\mu = 1, 3; \nu = 1, 2.)$$

Здесь v_z, p и ρ — составляющая скорости, гидродинамическое давление и плотность жидкости, h — малое изменение напряженности магнитного поля в волне, E_y — напряженность индуцированного электрического поля, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, ω — частота, a — скорость звука в жидкости, c — скорость света, α — угол между векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{H}$, u и ψ представляют собой квадраты фазовой скорости и напряженности магнитного поля в безразмерной форме.

Фазовые скорости магнитозвуковых волн определяются дисперсионным уравнением

$$u_\mu^2 - (1 + \psi_\mu) u_\mu + \psi_\mu \cos^2 \alpha_\mu + i\omega\eta_\mu (u_\mu - 1) = 0 \tag{1.2}$$

$$\eta_\mu = c^2 / 4\pi\sigma_\mu a_\mu^2$$

где σ_μ — электропроводность среды.

В случае хорошо проводящих сред $\omega\eta_\mu \ll 1$ и слабого магнитного поля $\psi_\mu \ll 1$ из (1.2) находим

$$u_{\mu 1} = 1 + \psi_\mu \sin^2 \alpha_{\mu 1}, \qquad u_{\mu 2} = \psi_\mu \cos^2 \alpha_{\mu 2} - i\omega\eta_\mu \tag{1.3}$$

При сильном магнитном поле $\psi_\mu \gg 1$ имеем

$$u_{\mu 1} = \psi_\mu + \sin^2 \alpha_{\mu 1}, \qquad u_{\mu 2} = \cos^2 \alpha_{\mu 2} \left(1 - \frac{1}{\psi_\mu} \sin^2 \alpha_{\mu 2}\right) \tag{1.4}$$

Для волн в упругой среде имеем соотношения [2] (1.5)

$$v_{2\nu x}' = M_{2\nu} v_{2\nu z} \quad h_{2\nu x} = A_{2\nu} v_{2\nu z} \quad E_{2\nu y} = B_{2\nu} v_{2\nu z}$$

$$P_{2\nu zz} = Z_{2\nu} v_{2\nu z}, \qquad P_{2\nu xz} = X_{2\nu} v_{2\nu z}$$

$$M_{2\nu} = [(1 - \xi) k_{2\nu z} \cos \alpha_{2\nu} - k_{2\nu} (u_{2\nu} - \xi) \sin \varphi] / \beta_{2\nu}$$

$$\beta_{2\nu} = k_{2\nu} (u_{2\nu} - \xi) \cos \varphi - (1 - \xi) k_{2\nu x} \cos \alpha_{2\nu}$$

$$A_{2\nu} = H (u_{2\nu} - 1)(u_{2\nu} - \xi) k_{2\nu z} / a_2 \psi_2 \beta_{2\nu} \sqrt{u_{2\nu}}$$

$$B_{2\nu} = -\omega A_{2\nu} / c k_{2\nu z}$$

$$Z_{2\nu} = -\rho_2 a_2 [k_{2\nu z} + (1 - 2\xi) k_{2\nu x} M_{2\nu}] / \omega$$

$$X_{2\nu} = -\rho_2 b^2 (k_{2\nu x} + k_{2\nu z} M_{2\nu}), \qquad a_2^2 = (\lambda + 2\mu) / \rho_2$$

$$b^2 = \mu / \rho_2, \qquad \xi = b^2 / a_2^2, \qquad \psi_2 = H^2 / 4\pi \rho_2 a_2^2$$

Дисперсионное уравнение имеет вид [3,4] (1.6)

$$u_2^2 - (1 + \xi + \psi_2) u_2 + \xi + \psi_2 (\cos^2 \alpha_2 + \xi \sin^2 \alpha_2) + i\omega \eta_2 u_2^{-1} (u_2 - 1)(u_2 - \xi) = 0$$

$$u_2 = (\omega / k_2 a_2)^2, \qquad \eta_2 = c^2 / 4\pi\sigma_2 a_2^2$$

При малых $\omega\eta_2$ и ψ_2 корнями этого уравнения будут

$$u_{21} = 1 + \psi_2 \sin^2\alpha_{21}, \qquad u_{22} = \xi + \psi_2 \cos^2\alpha_{22}, \qquad u_{23} = -i\omega\eta_2 \tag{1.7}$$

В случае $\psi_2 \gg 1$ имеем

$$u_{21} = \psi_2 + \sin^2\alpha_{21} + \xi\cos^2\alpha_{21}, \qquad u_{22} = \cos^2\alpha_{22} + \xi\sin^2\alpha_{22} - \tag{1.8}$$

$$-\frac{(1-\xi)^2}{4\psi_2}\sin^2 2\alpha_{22}, \qquad u_{23} = -\frac{i\xi\omega\eta_2}{\psi_2(\cos^2\alpha_{23} + \xi\sin^2\alpha_{23})}$$

Углы $\theta_{\mu\nu}$ связаны соотношениями (закон Снеллиуса)

$$k_{\mu\nu}\sin\theta_{\mu\nu} = k_{31}\sin\theta_{31} \tag{1.9}$$

В случае слабого магнитного поля согласно (1.3) и (1.7) с точностью до главных членов (1.9) принимает вид

$$\frac{\sin\theta_{31}}{a_3} = \frac{\sin\theta_{\mu 1}}{a_\mu} = \frac{\sin\theta_{12}}{a_1\sqrt{\psi_1\sin^2\varphi - i\omega\eta_1}} = \tag{1.10}$$

$$= \frac{\sin\theta_{22}}{b} = \frac{\sin\theta_{23}}{a_2\sqrt{-i\omega\eta_2}} = \frac{\sin\theta_{32}}{a_3\sqrt{\psi_3\sin^2\varphi - i\omega\eta_3}}$$

$$\theta_{\mu\nu}' = \theta_{\mu\nu}$$

При сильном поле учитывая (1.4) и (1.8), имеем

$$\frac{\sin\theta_{31}}{a_3\sqrt{\psi_3}} = \frac{\sin\theta_{\mu 1}}{a_\mu\sqrt{\psi_\mu}} = \frac{\sin\theta_{12}}{a_1\sin\varphi} = \frac{\sin\theta_{22}}{a_2\sqrt{\sin^2\varphi + \xi\cos^2\varphi}} =$$

$$= \frac{\sin\theta_{23}\sqrt{\psi_2(\sin^2\varphi + \xi\cos^2\varphi)}}{a_2\sqrt{-i\xi\omega\eta_2}} = \frac{\sin\theta_{32}}{a_3\sin\varphi}, \qquad \theta_{\mu\nu}' = \theta_{\mu\nu} \tag{1.11}$$

Принимая амплитуду v_{31z} за единицу, записываем поле скоростей в виде

$$v_{3z} = -\exp[-i\gamma_{31}(z-d)] + \sum_{\nu=1}^{2} W_{3\nu}'\exp[i\gamma_{3\nu}(z-d)]$$

$$v_{2z} = \sum_{\nu=1}^{3}[W_{2\nu}\exp(-i\gamma_{2\nu}z) + W_{2\nu}'\exp(i\gamma_{2\nu}z)] \tag{1.12}$$

$$v_{1z} = -\sum_{\nu=1}^{2} W_{1\nu}\exp(-i\gamma_{1\nu}z), \qquad \gamma_{\mu\nu} = k_{\mu\nu}\cos\theta_{\mu\nu}$$

Для краткости здесь опущен общий множитель $\exp[ik_{\mu\nu}x - \omega t]$, $W_{3\nu}$ и $W_{1\nu}$ — амплитудные коэффициенты отражения и прозрачности слоя, подлежащие определению. Выражения $h_{\mu x}$, $E_{\mu y}$, p_μ, P_{2zz} и P_{2xz} получаются согласно (1.1), (1.5) заменой коэффициентов $W_{\mu\nu}$ в (1.12) на

$$A_{\mu\nu}W_{\mu\nu}, \; B_{\mu\nu}W_{\mu\nu}, \; Z_{\mu\nu}W_{\mu\nu}, \; X_{\mu\nu}W_{\mu\nu}.$$

На границах слоя имеют место условия:

при $z = 0$

$$v_{1z} = v_{2z}, \quad h_{1x} = h_{2x}, \quad E_{1y} = E_{2y}, \quad -p_1 = P_{2zz}, \quad P_{2xz} = 0$$

при $z = d$ (1.13)

$$v_{2z} = v_{3z}, \quad h_{2x} = h_{3x}, \quad E_{2y} = E_{3y}, \quad P_{2zz} = -p_3, \quad P_{2xz} = 0$$

Таким образом, учитывая (1.1), (1.5) и (1.13), получаем систему линейных уравнений относительно амплитудных коэффициентов отражения и прозрачности $W_{\mu\nu}$ и $W_{\mu\nu}'$ для $v_{\mu\nu z}$.

2. Решение этой системы при слабом магнитном поле с точностью до главных членов имеет вид

$$W_{31}' = V + \frac{1}{\rho_2 \Delta \cos 2\theta_{22}} \{[(\rho_1 - \rho_2 \cos 2\theta_{22}) Z_1 W_{12} + iF] N -$$
$$- (\rho_2 \cos 2\theta_{22} - \rho_3) [M - i(N^2 - M^2)] Z_3 W_{32}' - L(1 - iM)\}$$

$$W_{11} = W + \frac{1}{\rho_2 \Delta \cos 2\theta_{22}} \{(\rho_1 - \rho_2 \cos 2\theta_{22}) [MZ_3 - i(N^2 - M^2) Z_1] Z_1 W_{12} -$$
$$- [(\rho_2 \cos 2\theta_{22} - \rho_3) Z_3 W_{32}' - iL] Z_1 N + F(Z_3 + iZ_1 M)\}$$

$$W_{32}' = \frac{\Phi_2}{\delta \rho_3} \{[(\rho_2 \cos 2\theta_{22} - \rho_3)(1 + V) \operatorname{tg} \theta_{31} - \rho_2 P \cos(2\theta_{22} - \theta_{21})] (\cos \gamma_{23} d - in \sin \gamma_{23} d) +$$
$$+ (\rho_1 - \rho_2 \cos 2\theta_{22}) W \operatorname{tg} \theta_{11} - \rho_2 R \cos(2\theta_{22} - \theta_{21})\}$$

$$W_{12} = -\frac{\Phi_2}{\delta \rho_1} \{[(\rho_1 - \rho_2 \cos 2\theta_{22}) W \operatorname{tg} \theta_{11} - \rho_2 R \cos(2\theta_{22} - \theta_{21})] (\cos \gamma_{23} d - im \sin \gamma_{23} d) +$$
$$+ (\rho_2 \cos 2\theta_{22} - \rho_3)(1 + V) \operatorname{tg} \theta_{31} - \rho_2 P \cos(2\theta_{22} - \theta_{21})\}$$

$$W = 2\Delta^{-2} Z_3 N, \qquad V = \Delta^{-1} \{M(Z_1 - Z_3) - i[(N^2 - M^2) Z_1 - Z_3]\}$$

$$\Delta = M(Z_1 + Z_3) - i[(N^2 - M^2) Z_1 + Z_3] \tag{2.1}$$

$$R = \frac{2 \sin \theta_{22}}{Z_1 N} \left\{ Z_3 (1 + V) \operatorname{ctg} \gamma_{22} d + i \left[Z_{2\tau} \sin^2 2\theta_{22} + \frac{1 - \cos \gamma_{21} d \cos \gamma_{22} d}{\sin \gamma_{21} d \sin \gamma_{22} d} Z_2 \cos 2\theta_{22} \right] (1 - V) \right\}$$

$$P = \frac{2 \sin \theta_{22}}{Z_1 N} \left[\frac{Z_3}{\sin \gamma_{22} d} (1 + V) - i \left(\frac{\operatorname{ctg} \gamma_{21} d}{\sin \gamma_{22} d} - \frac{\operatorname{ctg} \gamma_{22} d}{\sin \gamma_{21} d} \right) Z_2 (1 - V) \cos^2 2\theta_{22} \right]$$

$$\Phi_2 = \frac{\psi_2 \sin^2 \varphi \sin \theta_{21}}{\sqrt{-i\omega\eta_2} \cos 2\theta_{22}}$$

$$F = \frac{2}{\sin \gamma_{22} d} (\rho_1 W_{12} \cos \gamma_{22} d - \rho_3 W_{32}') Z_{2\tau} \cos^2 \theta_{22}$$

$$L = \frac{2}{\sin \gamma_{22} d} (\rho_1 W_{12} - \rho_3 W_{32}' \cos \gamma_{22} d) Z_{2\tau} \cos^2 \theta_{22}$$

$$N = \frac{Z_2}{Z_1} \frac{\cos^2 2\theta_{22}}{\sin \gamma_{21} d} + \frac{Z_{2\tau}}{Z_1} \frac{\sin^2 2\theta_{22}}{\sin \gamma_{22} d}$$

$$M = \frac{Z_2}{Z_1} \cos^2 2\theta_{22} \operatorname{ctg} \gamma_{21} d + \frac{Z_{2\tau}}{Z_1} \sin^2 2\theta_{22} \operatorname{ctg} \gamma_{22} d$$

$$Z_\mu = \frac{\rho_\mu a_\mu}{\cos \theta_{\mu 1}}, \qquad Z_{2\tau} = \frac{\rho_2 b}{\cos \theta_{22}}$$

$$\delta = (m + n) \cos \gamma_{23} d - i(1 + mn) \sin \gamma_{23} d$$

$$m = \frac{a_3}{a_2} \left(\frac{\psi_3 \sin^2 \varphi - i\omega\eta_3}{-i\omega\eta_2} \right)^{1/2}, \qquad n = \frac{a_1}{a_2} \left(\frac{\psi_1 \sin^2 \varphi - i\omega\eta_1}{-i\omega\eta_2} \right)^{1/2}$$

Здесь V и W коэффициенты отражения и прозрачности в отсутствие магнитного поля [5].

Таким образом, при наклонном падении магнитозвуковой волны на слой коэффициенты отражения и прозрачности отличаются от обычных акустических коэффициентов членами порядка $\psi_2 (-i\omega\eta_2)^{-1/2}$.

Полагая $d = 0$ в (2.1), получим коэффициенты отражения и прозрачности границы раздела двух сред — *3* и *1* [1].

При нормальном падении магнитное поле в рассмотренном приближении на амплитудные коэффициенты не влияет.

3. Решение системы (1.13) при сильном магнитном поле с точностью до членов порядка $1/\sqrt{\psi}$ имеет вид

$$W_{31}' = \frac{1}{\Delta}\,[n_2(n_1 - n_3)\cos\gamma_{21}d - i(n_2^2 - n_1 n_3)\sin\gamma_{21}d]$$

$$W_{11} = \frac{2}{\Delta}\,n_2 n_3 \qquad (3.1)$$

$$W_{12} = \frac{2n_2 n_3 \operatorname{tg}\varphi}{a_1\sqrt{\psi_1}\,\Delta\delta}\Big\{[(q + \xi L)(m_2^*\cos\gamma_{22}d - i m_3 \sin\gamma_{22}d) -$$

$$- m_2^*(r + \xi L)\cos\gamma_{21}d]\cos(\theta_{11} - \varphi) + i\,\frac{r m_2^*}{\cos\theta_{21}}\Big[\sqrt{\frac{\rho_2}{\rho_1}}\cos\varphi + \sin\theta_{21}\cos(\theta_{11} + \varphi) +$$

$$+ \xi\,\frac{n_1}{n_2 r}\,L\cos\theta_{21}\cos(\theta_{11} - \varphi)\Big]\sin\gamma_{21}d\Big\}$$

$$W_{32}' = -\frac{1}{m_2^*}\Big\{W_{12}(m_2^*\cos\gamma_{22}d - i m_1\sin\gamma_{22}d) +$$

$$+ iW_{11}\,\frac{\operatorname{tg}\varphi}{a_1\sqrt{\psi_1}}(q + \xi L)\cos(\theta_{11} - \varphi)\sin\gamma_{22}d\Big\}$$

$$\Delta = n_2(n_1 + n_3)\cos\gamma_{21}d + i(n_2^2 + n_1 n_3)\sin\gamma_{21}d$$

$$\delta = m_2^*(m_1 + m_3)\cos\gamma_{22}d - i(m_2^{*2} + m_1 m_3)\sin\gamma_{22}d$$

$$q = m_2^* a_2 - m_1 a_1, \qquad r = m_2^* a_2 - m_3 a_3$$

$$n_\mu = \sqrt{\rho_\mu}\cos\theta_{\mu 1}, \qquad m_\mu = \rho_\mu a_\mu, \qquad m^* = m_2/\sqrt{1 + \xi\operatorname{ctg}^2\varphi}$$

$$L = \frac{2m_2 a_2}{\cos(\theta_{11} - \varphi)}\sin\theta_{11}\sin\varphi$$

$$\gamma_{21} = \frac{\omega\cos\theta_{21}}{a_2\sqrt{\psi_2}}, \qquad \gamma_{22} = \frac{\omega}{a_2\sqrt{\sin^2\varphi + \xi\cos^2\varphi}}$$

Если толщина слоя значительно меньше длины быстрой магнитоупругой волны ($\gamma_{21}d \ll 1$), формулы (3.1) существенно упрощаются

$$W_{31}' = \frac{n_1 - n_3}{n_1 + n_3} - 2i\,\frac{n_2^2 - n_1^2}{(n_1 + n_3)^2}\gamma_{31}d, \qquad W_{11} = \frac{2n_3}{n_1 + n_3} + 2i\,\frac{n_2^2 + n_1 n_3}{(n_1 + n_3)^2}\gamma_{31}d$$

$$W_{32}' = \frac{\beta}{\sqrt{\psi_1}\,\delta}\,[(r + \xi L)(m_2^*\cos\gamma_{22}d - i m_1\sin\gamma_{22}d) - (q + \xi L)\,m_2^*]$$

$$W_{12} = \frac{\beta}{\sqrt{\psi_1}\,\delta}\,[(q + \xi L)(m_2^*\cos\gamma_{22}d - i m_3\sin\gamma_{22}d) - (r + \xi L)\,m_2^*]$$

$$\beta = \frac{2n_3\operatorname{tg}\varphi}{a_1(n_1 + n_3)}\cos(\theta_{11} - \varphi), \qquad \gamma_{31} = \frac{\omega\cos\theta_{31}}{a_3\sqrt{\psi_3}}$$

Положив в формулах (3.1) и (3.2) $\xi = 0$, получим коэффициенты отражения и прозрачности для жидкого слоя [1].

Поступила 17 II 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Косачевский Л. Я. Распространение магнитозвуковых волн в слоистых средах. ПМТФ, 1966, № 6.
2. Косачевский Л. Я. Отражение магнитозвуковых волн на границе раздела двух сред с конечной электропроводностью. ПММ, 1965, т. 19, вып. 2.
3. Banos A. Normal modes characterizing magnetoelastic plane waves. Phys. Rev., 1956, vol. 104, No. 2.
4. Кейлис-Борок В. И., Монин А. С. Магнитоупругие волны и граница земного ядра. Изв. АН СССР, Сер. геофиз., 1959, № 11.
5. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., Изд-во АН СССР, 1957.