РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКИХ УПРУГИХ ВОЛН В НЕОГРАНИЧЕННОЙ СРЕДЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Н. И. Долбин (Москва)

Рассматривается задача о распространении плоских упругих волн в неограниченной изотропной среде, находящейся в постоянном магнитном поле. Показано, что в этом случае возможны три скорости распространения плоских волн. Эти скорости зависят от упругих констант среды, напряженности магнитного поля и квадрата косинуса угла между вектором напряженности магнитного поля и нормалью к поверхности волны. Если же магнитное поле отсутствует, то, как известно, возможны лишь две скорости распространения плоских волн.

Уравнения упругих движений для идеально проводящей изотропной среды, находящейся в магнитном поле, имеют вид [1]

$$(\lambda + G)\,\mathrm{grad}\ \mathrm{div}\,\mathbf{u} + G \triangle \mathbf{u} - \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \frac{\mu}{4\pi}\,[\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\,(\mathbf{u}\times\mathbf{H})]\times\mathbf{H} = 0 \qquad (1)$$

λ, G — упругие константы, $\mathbf{u}$ — вектор смещения, $\mathbf{H}$ — вектор напряженности магнитного поля, μ — магнитная проницаемость среды.

Рассмотрим распространение плоских волн в такой среде, т. е. таких волн, когда компоненты u, v, w вектора упругого смещения $\mathbf{u}$ суть функции

$$u = f_1(\omega), \qquad v = f_2(\omega), \qquad w = f_3(\omega) \qquad (\omega = lx + my + nz - ct) \qquad (2)$$

Здесь l, m, n — косинусы углов нормали к плоскости $\omega = \mathrm{const}$ с осями координат. Скорость распространения таких волн равна c.

Выберем прямоугольную систему координат таким образом, чтобы положительное направление оси z совпадало с положительным направлением вектора напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$. Тогда $\mathbf{H}$ будет иметь только одну компоненту по оси z, равную H.

Внося (2) в (1), получим

$$\begin{gathered}[l^2 - \vartheta + (1-m^2)h^2]\,f_1'' + ml\,(1+h^2)\,f_2'' + nlf_3'' = 0\\ ml\,(1+h^2)\,f_1'' + [m^2 - \vartheta + (1-l^2)h^2]\,f_2'' + mnf_3'' = 0\\ nlf_1'' + mnf_2'' + (n^2-\vartheta)\,f_3'' = 0\end{gathered} \qquad (3)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\vartheta = \frac{\rho c^2 - G}{\lambda + G}, \qquad h^2 = \frac{\mu H^2}{4\pi(\lambda + G)}, \qquad f_i'' = \frac{d^2 f_i}{d\omega^2} \qquad (i = 1, 2, 3) \qquad (4)$$

Приравнивая нулю определитель системы (3) с неизвестными f_1'', f_2'', f_3'', для определения скорости c получим уравнение

$$\vartheta^3 - \vartheta^2(1 + h^2 + h^2n^2) + \vartheta\,(2 + h^2)\,h^2n^2 - h^4n^4 = 0 \qquad (5)$$

или

$$(\vartheta - h^2n^2)(\vartheta^2 - \vartheta\,(1 + h^2) + h^2n^2) = 0 \qquad (6)$$

(При $h^2 = 0$ уравнение (5) переходит в известное уравнение теории упругости [2]). Уравнение (6) имеет три действительных корня

$$\vartheta_{1,2} = \frac{1 + h^2 \pm \sqrt{(1+h^2)^2 - 4h^2n^2}}{2}, \qquad \vartheta_3 = h^2n^2 \qquad (7)$$

Для скорости c, используя (7), на основании (4) получим

$$c_{1,2} = \left[\frac{1}{2\rho}\left(\lambda + 3G + \frac{\mu H^2}{4\pi} \pm \sqrt{\left(\lambda + G + \frac{\mu H^2}{4\pi}\right)^2 - 4\,\frac{\mu H^2}{4\pi}\,n^2}\right)\right]^{1/2}$$

$$c_3 = \left[\frac{1}{\rho}\left(G + \frac{\mu H^2}{4\pi}\,n^2\right)\right]^{1/2} \qquad (8)$$

Так как в эти выражения n входит только в квадрате, то скорости не зависят от того, распространяется ли волна под острым или тупым углом к направлению вектора напряженности магнитного поля.

Выражения (8) можно представить в следующем виде:

$$c_{1,2} = \left[\frac{1}{2\rho}\left(\lambda + 3G + \frac{\mu H^2}{4\pi} \pm \sqrt{(\lambda + G)^2 - 2\,(\lambda + G)\,\frac{\mu H^2}{4\pi}\cos 2\gamma + \left(\frac{\mu H^2}{4\pi}\right)^2}\right)\right]^{1/2}$$

$$c_3 = \left[\frac{1}{\rho}\left(G + \frac{\mu H^2}{4\pi}\,n^2\right)\right]^{1/2} \qquad (9)$$

Здесь γ — угол между **H** и нормалью **n** к плоскости $\omega = \text{const}$. При $n = 0$ из (8) и (9) имеем

$$c_1 = \left[\frac{1}{\rho}\left(\lambda + 2G + \frac{\mu H^2}{4\pi}\right)\right]^{1/2}, \qquad c_2 = c_3 = \left(\frac{G}{\rho}\right)^{1/2} \tag{10}$$

Таким образом, когда волна распространяется поперек магнитного поля, возможны лишь две скорости распространения волны, причем одна из них равна скорости волны искажения. При $n = 1$ из (8) и (9) имеем

$$c_1 = \left(\frac{\lambda + 2G}{\rho}\right)^{1/2}, \qquad c_2 = c_3 = \left[\frac{1}{\rho}\left(G + \frac{\mu H^2}{4\pi}\right)\right]^{1/2} \tag{11}$$

Значит, когда волна распространяется вдоль магнитного поля, возможны опять лишь две скорости распространения волны, причем одна из них равна скорости волны расширения.

Поступила 24 III 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Калиский С. Распространение пластических волн в полупространстве в магнитном поле для идеального проводника. Сб. Проблемы механики сплошной среды. М., Изд-во АН СССР, 1961.
2. Лейбензон Л. С. Курс теории упругости. М.— Л., ГИТТЛ, 1947.

ПАРАМЕТРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ ШНУРОВОГО ЗАРЯДА

Б. Д. Христофоров, Э. А. Широкова

(Москва)

Приводятся результаты измерения параметров ударной волны при подводном взрыве цилиндрического заряда большой длины, инициируемого с одного из концов в диапазоне $1 \leqslant R/R_0 \leqslant 160$, где R_0 — радиус заряда.

Пьезоэлектрические измерения проводились на расстояниях $R = 5, 10, 13, 15, 20, 25$ *см* от заряда. Турмалиновые датчики с диаметром чувствительного элемента, равным 1 *мм*, располагались по нормали к оси заряда, восстановленной из его середины.

В области $R < 5$ *см* определялись параметры фронта ударной волны по шлирно-теневым фотографиям взрыва, полученным на приборе ЖФР.

Длина заряда всегда превосходила удвоенное расстояние до точки измерения, что позволило пренебречь влиянием его концов на ударную волну.

При измерениях в ближней зоне использовались насыпные заряды из тэна в бумажной оболочке с плотностью около 1 *г/см³*, весом взрывчатого вещества (ВВ) на единицу длины от 60 до 21 *г/м* и скоростью детонации 5.5 *км/сек*.

Источником взрыва при пьезоэлектрических измерениях служил детонирующий шнур (ДШ) — тэновый и гексогеновый. Вес ВВ на единицу длины шнура 10 и 15 *г/м* соответственно. Теплота взрыва тэна 1400 *ккал/кг*, гексогена 1290 *ккал/кг*. Скорость детонации зарядов 7 *км/сек*.

Обработка экспериментальных данных и взрывной бассейн описаны в работах [1,2].

При фотографировании подводного взрыва щель прибора ЖФР устанавливалась перпендикулярно к оси заряда.

Дифференцирование кривых $R(t)$ для фронта, полученных при обработке шлирно-теневых фотографий, в этом случае определяет не истинную скорость фронта N, а лишь ее составляющую V, нормальную к оси заряда.

За промежуток времени dt фронт пройдет расстояние Ndt, составляющая его пути вдоль щели Vdt. При этом

$$Ndt = Vdt \cos\varphi$$

где φ — угол между N и V, равный углу между касательной к фронту и осью заряда. Используя равенство

$$V = D \operatorname{tg}\varphi$$

где D — скорость детонации, окончательно получим

$$N = V\left[1 + \left(\frac{V}{D}\right)^2\right]^{-1/2} \tag{1}$$

Результаты обработки шлирно-теневых фотографий приведены в таблице.