

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

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

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

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

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. К а л с к и й С. Распространение пластических волн в полупространстве в магнитном поле для идеального проводника. Сб. Проблемы механики сплошной среды. М., Изд-во АН СССР, 1961.
2. Л е й б е н з о н 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 $1 \leq R/R_0 \leq 160$, 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 шпирно-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/см^3 , 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 шпирно-теневого 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

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

Результаты обработки шпирно-теневого фотографий приведены в таблице.

Таблица

$\frac{R^\circ}{\frac{m^{3/2}}{ккал^{1/2}}}$	$\frac{V}{\frac{км}{сек}}$	$\frac{t^\circ 10^6}{\frac{сек м^{1/2}}{ккал^{1/2}}}$	$\frac{N}{\frac{км}{сек}}$	P , атм	$\frac{R^\circ}{\frac{m^{3/2}}{ккал^{1/2}}}$	$\frac{V}{\frac{км}{сек}}$	$\frac{t^\circ 10^6}{\frac{сек м^{1/2}}{ккал^{1/2}}}$	$\frac{N}{\frac{км}{сек}}$	P , атм
0.000615	3.77	—	3.11	26000	0.0033	2.13	1.09	1.99	4900
0.00075	3.50	—	2.98	22700	0.0036	2.09	1.23	1.96	4400
0.00091	3.28	0.1	2.82	19000	0.0041	2.02	—	1.9	3800
0.00105	3.07	—	2.68	16200	0.0043	2.00	1.57	1.88	3600
0.00125	2.83	0.218	2.52	13100	0.0048	1.94	1.82	1.83	3100
0.00147	2.78	0.278	2.48	12400	0.00544	1.91	2.2	1.81	2900
0.00163	2.52	0.36	2.29	9000	0.00695	1.82	2.97	1.73	2100
0.00203	2.45	0.495	2.24	8200	0.00785	1.81	3.43	1.72	2000
0.00252	2.24	0.695	2.08	5800	0.00865	1.78	3.96	1.7	1900
0.0028	2.21	0.855	2.05	5500	0.0098	—	4.74	—	—
					0.0123	—	—	—	—

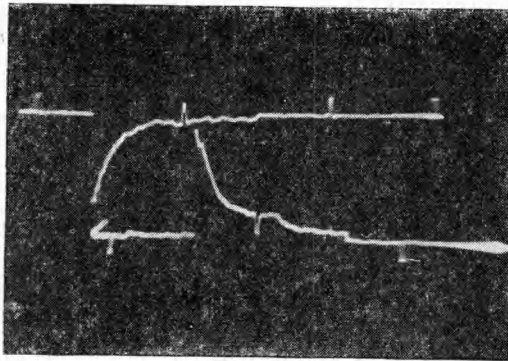
Введем следующие обозначения:

L — длина заряда в м, q — энергия взрыва заряда на единицу его длины в ккал/м, R° — приведенное расстояние, t° — приведенное время, θ° — приведенная постоянная времени, I° — приведенный импульс ударной волны, ϵ — приведенная плотность потока энергии ударной волны через единицу поверхности фронта.

$$R^\circ = \frac{R}{\sqrt{q}} \frac{m^{3/2}}{ккал^{1/2}}, \quad t^\circ = \frac{t}{\sqrt{q}} \frac{сек м^{1/2}}{ккал^{1/2}}$$

$$\theta^\circ = \frac{\theta}{\sqrt{q}} \frac{сек м^{1/2}}{ккал^{1/2}}, \quad I^\circ = \frac{I}{\sqrt{q}} \frac{кг сек}{м^{1/2} ккал^{1/2}}, \quad \epsilon = \frac{E}{q} м^{-1}$$

На фиг. 1 показана осциллограмма ударной волны при подводном взрыве пнурового заряда, вид которой подтверждает, что спад давления со временем происходит



Фиг. 1

по экспоненциальному закону $p(t) = P \exp(-t/\theta)$ в интервале $0 \leq t \leq \leq \theta$. При $t > \theta$ давление $p(t)$ изменяется со временем по степенному закону.

На фиг. 2, а построен график зависимости максимального давления P на фронте ударной волны от приведенного расстояния. Крестиками обозначены данные, рассчитанные по скорости фронта при помощи ударной адиабаты воды [3].

Экспериментальные данные описываются следующими эмпирическими формулами:

$$P = \frac{9.75}{(R^\circ)^{1.08}} \quad (0.0005 \leq R^\circ \leq 0.007) \quad (2)$$

$$P = \frac{65.5}{(R^\circ)^{0.71}} \quad (0.007 \leq R^\circ \leq 0.1) \quad (3)$$

Обработка результатов измерения постоянной времени θ ударной волны показала, что ее можно представить эмпирической формулой

$$\theta^\circ = 14.6 \cdot 10^{-6} (R^\circ)^{0.43} \quad (4)$$

Импульс ударной волны I определялся интегрированием ее эпюры в интервале $0 \leq t \leq 5.5 \theta$. Значения θ для каждого расстояния определялись из графика на фиг. 3.

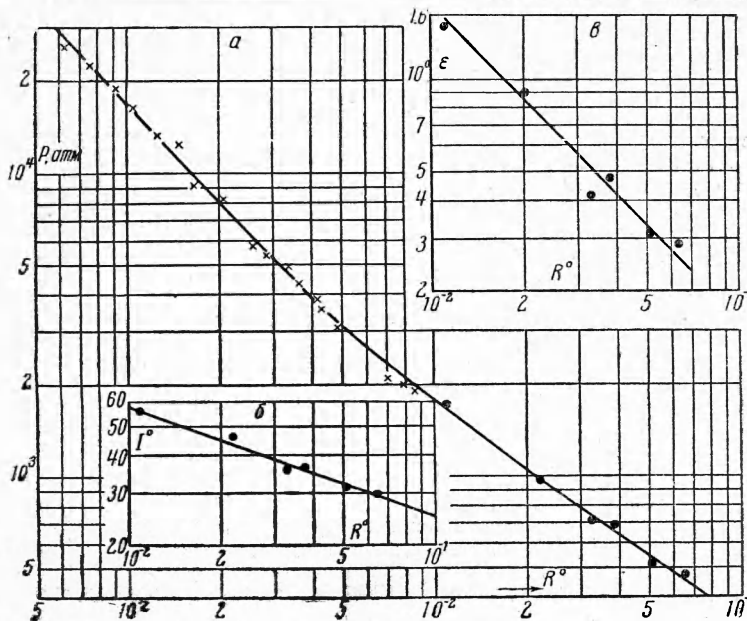
Зависимость $I^\circ = f(R^\circ)$, представленная на графике фиг. 2, б, аппроксимируется формулой

$$I^\circ = \frac{10.9}{(R^\circ)^{0.36}} \quad (5)$$

Плотность потока энергии E ударной волны через единицу площади фронта вычислялась по формуле

$$E = \frac{1}{\rho a} \int_0^{5.5\theta} p^2(t) dt$$

где ρa — акустическое сопротивление воды.



Фиг. 2

На фиг. 2, в построен график зависимости $\epsilon = E/q = \varphi(R^\circ)$. Экспериментальные данные можно описать эмпирической формулой

$$\epsilon = \frac{0.0157}{(R^\circ)^{1.02}} \quad (6)$$

Из формул (2)—(6) следует, что параметры ударной волны при подводном взрыве шнурового заряда затухают с расстоянием слабее, чем в случае сферической симметрии. Следовательно, начиная с некоторого критического расстояния R_* , они будут превосходить соответствующие параметры ударной волны сферического взрыва.

Сравнивая формулу (3) с выражением для максимального давления ударной волны при взрыве сферического заряда из тэна [1]

$$P = \frac{.645}{(R/C^{1/3})^{1.2}}$$

где C — вес заряда, получим

$$R_* = 0.29q^{0.092} L^{0.817}$$

Известно [4], что при $R > L/2$ цилиндрическая симметрия взрыва начинает переходить в сферическую. Поэтому диапазон расстояний, в котором давление во фронте ударной волны от шнурового заряда больше, чем при взрыве одинакового с ним по весу сферического, равен

$$0.29q^{0.092} L^{0.817} \leq R \leq \frac{L}{2}$$

На больших расстояниях от заряда максимальное давление, удельный импульс и плотность потока энергии ударной волны затухают с расстоянием слабее, а постоянная времени сильнее, чем это следует из асимптотических решений для цилиндрического взрыва [5]. Этот факт объясняется отличием формы фронта ударной волны шнурового заряда, инициируемого с конца, от цилиндрической.

Авторы благодарят М. А. Цикулина за обсуждение результатов работы.

Поступила 28 IV 1962

ЛИТЕРАТУРА

1. Христофоров Б. Д. Параметры ударной волны и газового пузыря при подводном взрыве зарядов из тэна малого веса. ПМТФ, 1960, № 2.
2. Христофоров Б. Д. Параметры ударной волны и газового пузыря при взрыве зарядов разной плотности из тэна и азида свинца. ПМТФ, 1961, № 4.
3. Rice H., Wals J. Equation of state of water to 250 kilobars. The Journal of Chemical Physics. April. 1957. Vol. 26, No. 4.
4. Коул Р. Подводные взрывы. Изд-во иностр. лит-ры, 1959.
5. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Гостехтеоретиздат, 1957.