

ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor J. Detonation in condensed Explosives. Oxford, Clarendon Press, 1952.
2. Яковлева Г. С., Апин А. Я., Курбангалина Р. Х., Сте-
сик Л. Н. О скорости детонации жидкой азотистоводородной кислоты. Докл.
АН СССР, 1964, т. 156, № 1, стр. 152.
3. Majrich A. Argentometrické stanovení azidů. Chem. Obzor, 1930, vol. 5, pp. 3—4.
4. Günter P., Meyer R., Müller-Skjold F. Zur Thermochemie der Stick-
stoffwasserstoffsäure. Z. Phys. Chem. 1935, Bd. 175, S. 154-169.
5. Веретенников В. А., Дремин А. Н., Шведов К. К. Об определе-
нии параметров детонации конденсированных ВВ. Физика горения и взрыва, 1965,
№ 3, стр. 3.
6. Кузнецов Н. М., Шведов К. К. Изэнтропическое расширение продуктов
детонации гексогена. Физика горения и взрыва, 1967, № 2, стр. 203.
7. Апин А. Я., Воскобойников И. М., Карташов Ю. А., Лю-
тов В. Д. Расчет показателей политропы продуктов взрыва конденсированных
взрывчатых веществ. ПМТФ, 1961, № 5, стр. 117—119.
8. Воскобойников И. М., Апин А. Я. Измерение температуры детонаци-
онного фронта взрывчатых веществ. Докл. АН СССР, 1960, т. 130, № 4, стр. 804.

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В МЕЛКОМ ВОДОЕМЕ

Л. С. Козаченко, Б. Д. Христофоров

(Москва)

Приведены результаты измерений 1956 г. параметров ударных волн в воде при подводных взрывах сферических зарядов тротила в водоемах с песчаным воздушно-сыщенным дном глубиной $H_* = 1, 2, 4, 12$ радиусов заряда.

1. Ниже приняты следующие обозначения: H, h, R — соответственно глубина заряда, точки измерения и расстояние от заряда до точки измерения, выраженные в радиусах заряда R_0 ; θ сек/м и τ сек/м — соответственно постоянная экспоненциального спада и время действия ударной волны, отнесенные к R_0 .

При взрыве в безграничной жидкости ударная волна имеет экспоненциальную форму, а ее максимальное давление p_1 , постоянная времени θ и удельный импульс i определяются формулами [1]

$$p_1 = \frac{14700}{R_0^{1.13}} \text{ кг/см}^2, \quad \theta = 0.85 \cdot 10^{-3} R_0^{0.25} \text{ сек/м} \quad (1.1)$$

$$I = \frac{i}{R_0} = \frac{1}{R_0} \int_0^{6.6\theta} p(t) dt = 153 \cdot 10^3 R_0^{-3.89} \text{ кг} \cdot \text{сек/м}^3$$

Формулы (1.1) справедливы в диапазоне $12 \leq R \leq 200$. При взрыве в реальном водоеме его свободная поверхность и дно существенно влияют на параметры ударной волны. В акустическом приближении влияние свободной поверхности сводится к изменению времени действия и удельного импульса ударной волны. В этом случае на больших расстояниях от центра взрыва

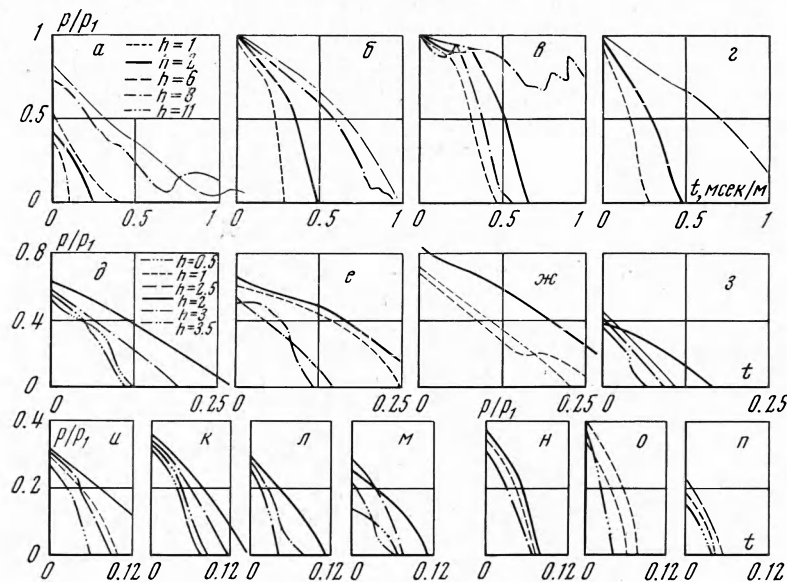
$$\tau = 2 \frac{Hh}{a_0 R}, \quad I = \frac{1}{R_0} \int_0^{\tau} p(t) dt \quad (1.2)$$

где a_0 — скорость звука в воде. Влияние дна в этом приближении сводится к образованию отраженной волны и волн сейсмического происхождения, вызванных преломлением продольных и поперечных волн из дна в воду.

Как было показано ранее [2-4], при взрыве вблизи свободной поверхности или дна водоема акустическое приближение для расчета параметров ударной волны неприменимо. В этом случае существенное влияние на характер взаимодействия ударной волны с граничными поверхностями оказывают нелинейные эффекты. Поэтому в расчетах необходимо учитывать зависимость скорости звука и фронта от давления. Влияние свободной поверхности приводит к уменьшению давления на фронте и увеличению времени действия волны по сравнению с рассчитанными по формулам (1.1) и (1.2). На больших расстояниях от заряда, взорванного у дна водоема, возникает отраженная от дна волна разрежения, взаимодействие которой с прямой волной должно приводить к тем же эффектам что и при взрыве вблизи свободной поверхности. При взрыве в мел-

ком водоеме параметры волнового поля в воде существенно зависят от характера совместного влияния дна и свободной поверхности на прямую волну. Ввиду сложности явления параметры ударной волны в воде при взрыве в мелком водоеме определялись в опытах, описанных ниже.

2. Опыты проводились в водоеме длиной 87 м, шириной в ровной части 20 м, глубиной 3 м с песчаным воздухомасщенным дном. Плотность грунта и скорость звука в нем соответственно составляли $\rho_0 = 1.95 \text{ г/см}^3$, $c_1 = 270 \text{ м/сек}$, плотность отдельных песчинок $\rho_{01} = 2.65 \text{ г/см}^3$, объемная концентрация воздуха в грунте $\varepsilon \sim 10^{-3}$. Взрывы производились при относительной глубине водоемов, равной $H_* = 1, 2, 4, 12$. Параметры ударных волн измерялись турмалиновыми датчиками давления с диаметром чувствительного элемента 3—6 мм с последующей регистрацией на пьезоэлектрических измерителях давления ПИД-9 [5]. Измерения ударных волн проводились на относительных расстояниях от центра взрыва, равных $R = 30, 60, 90, 120$ при различных глубинах заряда H и датчиков h . Результаты опытов приведены на графиках фиг. 1—6.



Фиг. 1. Профили ударных волн при следующих значениях параметров (H_* , H , R): а (12, 1, 60), б (12, 6, 60), в (12, 8, 30), г (12, 4, 30), д (4, 1, 30), е (4, 2, 30), ж (4, 3, 30), з (4, 3, 60), и (4, 2, 60), к (4, 1, 60), л (4, 3, 90), м [(4, 1, 90), н (4, 2, 120), о (2, 1, 30), п (2, 1, 60).

3. На фиг. 1 приведены экспериментальные зависимости давление — время в ударных волнах при взрывах в бассейнах глубиной $H_* = 12, 4, 2$ при различных относительных расстояниях от заряда R , глубинах взрыва H и точки измерения h .

Параметры кривых давление — время существенно зависят не только от расположения заряда и точки измерения, но также и от глубины бассейна. В водоеме глубиной $H_* = 12$ при $H \geq 6$ (фиг. 1, б, в) зависимость $p(t)$ вблизи фронта близка к экспоненциальной, а на конце волны — к параболической. Давление на фронте равно определяемому по формуле (1.1) для взрыва в безграничной жидкости ($p/p_1 = 1$), что соответствует случаю регулярного отражения волны от дна и свободной поверхности [2, 3].

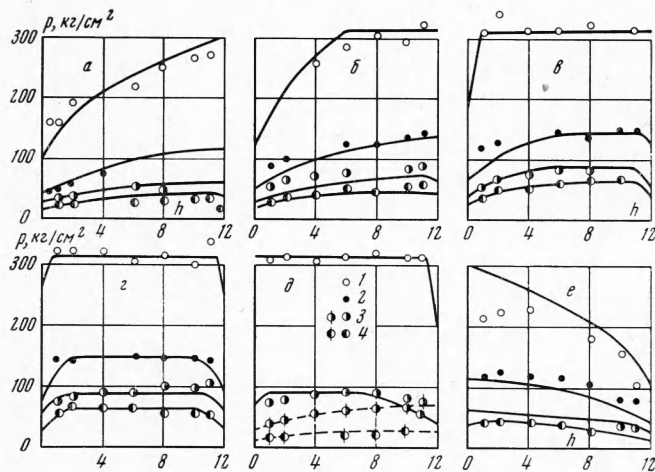
При взрыве на глубине $H = 8$ на осциллограммах видны отраженные волны сжатия, за которыми наблюдается зона разрежения, что вытекает из параболической формы $p(t)$ кривой за фронтом отраженной волны. При $H < 6$ (фиг. 1, а, г) почти во всем исследованном диапазоне расстояний волна имеет профиль, близкий к кривой, состоящей из двух отрезков параболы. В этом случае $p/p_1 < 1$, что соответствует случаю нерегулярного взаимодействия со свободной поверхностью [2, 3]. Датчики, расположенные у дна водоема, регистрируют длительные возмущения, идущие за прямой волной, которые можно называть донными волнами (фиг. 1, а).

При взрывах в водоеме $H_* = 4$ при всех значениях H волна имеет форму, близкую к параболической, с давлением на фронте $p < p_1$. Донных и отраженных волн в этом случае не наблюдается. С приближением точки измерения к дну или свободной поверхности параметры волны уменьшаются. Максимальные параметры волны наблюдаются в середине водоема по глубине. В случае $H_* = 2$ формы волн похожи на на-

блюдаемые в предыдущем случае, однако, параметры их значительно меньше (фиг. 1, о, п).

Экспериментальные данные о зависимости максимального давления от глубины h точки измерения для различных R и H приведены на фиг. 2 для $H_* = 12$.

При взрыве заряда в верхней половине бассейна по глубине с увеличением h давление на фронте возрастает до величины, характерной для взрыва в безграничной жидкости. При дальнейшем увеличении глубины h в пределах ошибки эксперимента фронтное давление остается постоянным и равным $p_1 = 314, 144, 93, 64 \text{ кг/см}^2$ соответственно для $R = 30, 60, 90, 120$.



Фиг. 2. Водоем глубиной $H_* = 12$: а, б, в, г, д, е — соответственно $H = 1, 2, 4, 6, 8, 11$; пунктир на фиг. 2, д — $H = 0$. Обозначения экспериментальных точек для этого случая перечеркнуты. 1, 2, 3, 4 — соответственно $R = 30, 60, 90, 120$

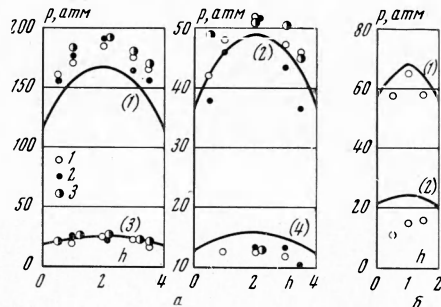
При взрыве заряда посередине водоема $H = 6$ максимальное давление не меняется с изменением h на всех исследованных расстояниях. При взрыве вблизи дна водоема давление на фронте минимально в точках, расположенных у дна, и возрастает по мере удаления точки измерения от дна. Особенно это четко видно на фиг. 2, е ($H = 11$), где зависимость $p(h)$ похожа на соответствующую зависимость при $H = 1$ (фиг. 2, а), если глубину h отсчитывать от дна.

Таким образом, в водоеме с $H_* = 12$ при взрыве заряда вблизи одной из граничных поверхностей давление на фронте существенно зависит от расстояния заряда до них, причем влияние границ на фронтное давление увеличивается с расстоянием R .

На фиг. 3, а, б приведены экспериментальные данные о давлении на фронте ударной волны при взрыве в водоемах глубиной $H_* = 4, 2$ соответственно. При взрывах в мелких бассейнах с точностью до разброса результатов максимальное давление не зависит от заглубления заряда H . На всех расстояниях от заряда наибольшее давление на фронте достигается в точках, расположенных посередине бассейна по глубине. С приближением точки измерения к одной из граничных поверхностей оно убывает. С уменьшением глубины водоема давление на фронте уменьшается при неизменных остальных определяющих параметрах. Так, при $R = 30, H_* = 2$ и 1 давление соответственно в 5 и 15 раз меньше, чем при взрыве в безграничной жидкости.

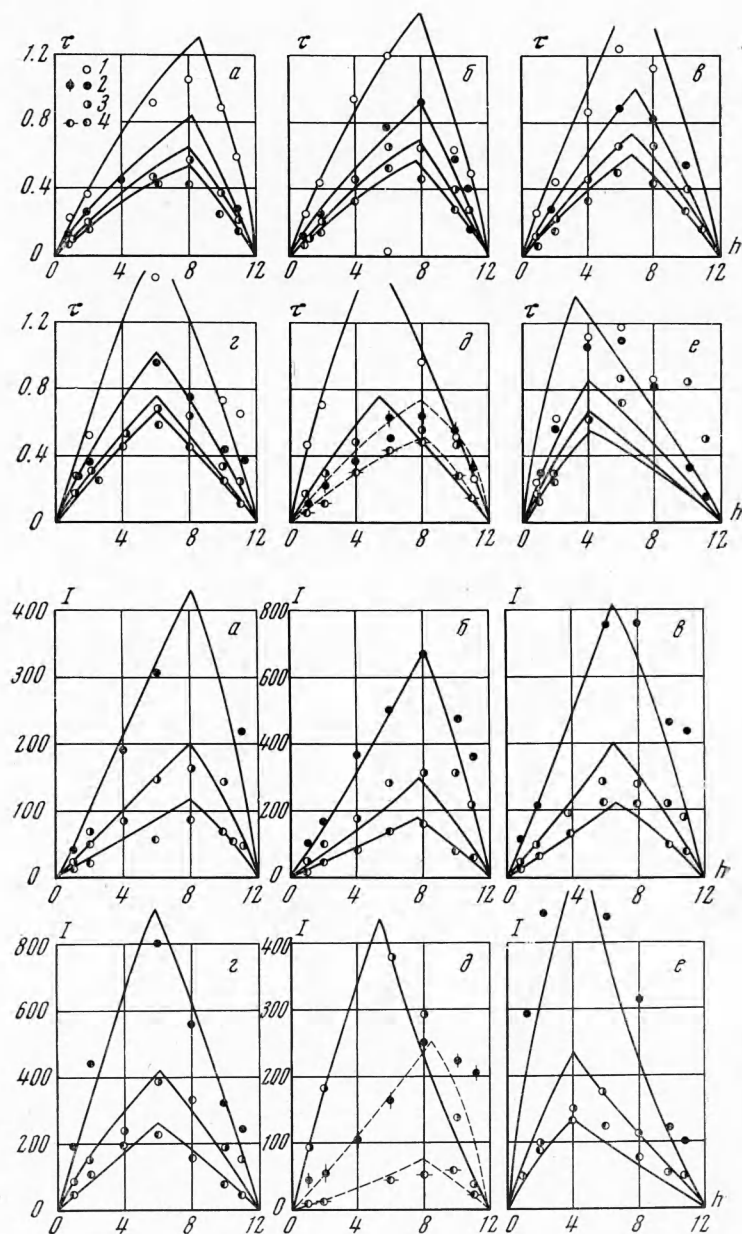
На фиг. 4 приведены зависимости $\tau(h)$ и $I(h)$ при взрыве в бассейне глубиной $H_* = 12$ во всем исследованном диапазоне изменения R и H . С приближением точки измерения к дну или к свободной поверхности водоема время действия и удельный импульс ударной волны уменьшаются.

При взрыве заряда посередине бассейна $H = 6$ максимальные значения τ и I наблюдаются в центре водоема по глубине. С приближением заряда к свободной по-



Фиг. 3. Зависимость $p(h)$ на фронте ударной волны в водоемах глубиной $H_* = 4$ и 2; (1) — $R = 30$, (2) — $R = 60$, (3) — $R = 90$, (4) — $R = 120$; 1, 2, 3 — соответственно

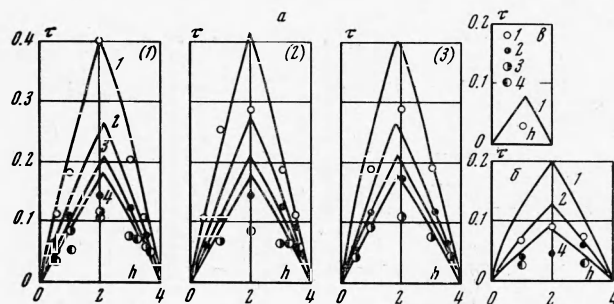
верхности или к дну точки измерения, в которых наблюдаются наибольшие значения τ и I , смещаются соответственно к дну или к свободной поверхности. Подобные вид зависимостей $\tau(h)$ и $I(h)$ легко получить из оценки зон влияния граничных поверхностей на ударную волну.



Фиг. 4. Зависимости $\tau(h)$ и $I(h)$ в водоеме глубиной $H_* = 12$; а, б, в, г, д, е — соответственно взрывы на глубине $H = 1, 2, 4, 6, 8, 11$. Пунктиром на фиг. 4, д обозначен взрыв при $H = 0$. Обозначения экспериментальных точек для этого случая перечеркнуты. 1, 2, 3, 4 — соответственно $R = 30, 60, 90, 120$

На фиг. 5 и 6 приведены результаты измерения времени действия и удельного импульса ударной волны в водоемах глубиной $H_* = 4, 2, 1$. Максимальные значения τ и I зарегистрированы в точках, расположенных посередине бассейна по глубине при всех значениях глубины взрыва H . С приближением точки измерения к дну или к сво-

бодной поверхности τ и I уменьшаются, стремясь к нулю на этих поверхностях. Кривые $\tau(h)$ и $I(h)$ практически симметричны относительно плоскости, проходящей через середину бассейна параллельно граничным поверхностям. Значения τ и I уменьшаются с уменьшением H_* и практически не зависят от глубины взрыва H .



Фиг. 5 Зависимость $\tau(h)$ в водоемах глубиной $H_* = 4, 2, 1$ (а, б, в соответственно); 1, 2, 3, 4 — 30, 60, 90, 120. (1), (2), (3) — $H = 1, 2, 3$ соответственно

4. Приведенные выше опытные данные показывают, что параметры ударной волны при взрыве вблизи свободной поверхности существенно отличаются от имеющих место при взрыве в безграничной жидкости. Особенности взаимодействия ударной волны со свободной поверхностью при взрыве вблизи нее с учетом нелинейных эффектов были описаны ранее в работе [3]. Там же приведены полуэмпирические формулы для параметров ударной волны, вид которых был выбран на основе анализа решения задачи [2] и экспериментальных данных [3]. Формула для максимального давления при взрыве вблизи свободной поверхности имеет вид

$$\frac{p}{p_1} = \frac{p_1}{p_1} \left\{ 1 + \frac{h [(p_1/p_1)^3 - 1]}{4R\alpha^* (1 - 1.2\alpha/\alpha^*)^4} \right\}^{1/3} = K_1 \quad (4.1)$$

$$p_1/p_1 = (1 + \alpha/\alpha^*)^2/4, \quad \alpha \approx H/R,$$

$$\alpha^* = [(n+1) p_1/2Bn]^{1/2}$$

$$B = 3050 \text{ кг/см}^2, \quad n = 7.15$$

Формула (4.1) справедлива при $K_1 \leq 1$. При $K_1 \geq 1$ $p = p_1$. В случае $H=0$ p_1 рассчитывается по формуле (1.1) для заряда в два раза меньшего веса. Формулы для времени действия и удельного импульса имеют вид

$$\tau = 2 \frac{Hh}{a_0 R} l_1,$$

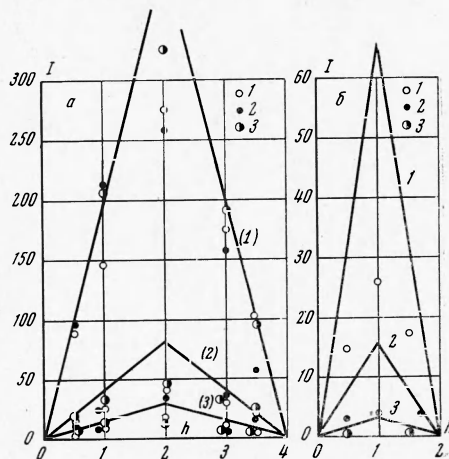
$$l_1 = 0.55 \left(\frac{\alpha^*}{\alpha} + 1 \right) - \frac{h}{6H} \left(1 - \frac{h}{R} \right) \quad (4.2)$$

$I = 0.5p\tau$ при $H \leq 1$, $I = 0.6p\tau$ при $H \geq 2$.

Формулы (4.2) справедливы при $l_1 \geq 1$; при $l_1 < 1$ расчет проводится по формулам акустического приближения (1.2).

Анализ опытных данных показывает, что дно водоема при взрыве вблизи него влияет на параметры ударной волны аналогично свободной поверхности. Возникновение подобного режима взаимодействия ударной волны с дном должно определяться характеристиками грунта. Водовоздухонасыщенный песок можно рассматривать как низко-скоростное дно, поскольку скорость продольных c_1 и поперечных c_2 волн в нем меньше скорости звука в воде $a_0 > c_1 > c_2$. Вид $p(\rho)$ -зависимости для грунта, определяющей особенности взаимодействия ударной волны с дном, выведем с учетом измеренных характеристик грунта.

Пусть в начальном объеме грунта V_0 объемные концентрации сухого песка, воды и воздуха соответственно равны n_0, m_0, ϵ_0 . Тогда начальная ρ_0 и конечная ρ плотности:



Фиг. 6. Зависимость $I(h)$ в водоеме глубиной: а) $H_* = 4$; 1, 2, 3 — $H = 1, 2, 3$; (1), (2), (3) — $R = 30, 60, 90$; б) $H_* = 2$; $H = 1, 2, 3$ — $R = 30, 60, 120$

трехфазной среды определяются выражениями

$$\rho_0 = \rho_{01}n_0 + \rho_{02}m_0 + \rho_{03}\varepsilon_0, \quad \rho = \rho_1n + \rho_2m + \rho_3\varepsilon \quad (4.3)$$

где ρ_1, ρ_2, ρ_3 — плотности частиц песка, воды и воздуха после сжатия. Используя закон Гука для описания деформации частиц песка и воды и адиабату Пуассона для воздуха, а также условия

$$n_0 + m_0 + \varepsilon_0 = n + m + \varepsilon = 1, \quad \varepsilon \ll n, m$$

получаем следующие зависимости для параметров состояния трехфазного грунта и параметров ударной волны в нем:

$$\frac{\rho_0}{\rho} = 1 - (p - p_0) \left(\frac{n_0}{K} + \frac{m_0}{L} \right) - \varepsilon_0 \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{1/\gamma} \right] \quad (4.4)$$

$$c_0 = \left[\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{s, p \rightarrow p_0} \right]^{1/2} = \left[\rho_0 \left(\frac{n_0}{K} + \frac{m_0}{L} + \frac{\varepsilon_0}{\gamma p_0} \right) \right]^{-1/2} \quad (4.5)$$

$$D = \left\{ \rho_0 \left(\frac{n_0}{K} + \frac{m_0}{L} \right) + \frac{\varepsilon_0 \rho_0}{p - p_0} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{1/\gamma} \right] \right\}^{-1/2} \quad (4.6)$$

$$W = \frac{p - p_0}{\rho_0} \left\{ \rho_0 \left(\frac{n_0}{K} + \frac{m_0}{L} \right) + \frac{\varepsilon_0 \rho_0}{p - p_0} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{1/\gamma} \right] \right\}^{1/2} \quad (4.7)$$

Здесь $K = 38 \cdot 10^{10}$ дин/см², $L = 2.2 \cdot 10^{10}$ дин/см² — модули объемного сжатия кварца и воды; $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты воздуха; W, D — массовая и волновая скорости в грунте.

Из (4.3), (4.5) и данных о плотности компонент грунта и скорости звука в нем, приведенных выше, получим $n_0 = 0.576$, $m_0 = 0.424$, $\varepsilon_0 = 10^{-3}$.

Расчеты показывают, что при нормальном падении ударной волны на дно с характеристиками (4.4), (4.5) при давлениях, меньших 12 атм, происходит отражение волны разрежения, поскольку сжимаемость грунта при давлениях, связанная в основном с деформацией воздуха в порах, очень велика. При больших давлениях происходит отражение волн сжатия, так как после схлопывания пор с воздухом податливость грунта резко уменьшается. При взрыве в исследованных водоемах под зарядом давление велико и при нормальном падении волны на дно происходит отражение волны сжатия. На больших расстояниях от заряда, где волна падает на дно под углом α , может отражаться как волна сжатия, так и волна разрежения.

В точке пересечения падающей волны с дном выполняются условия

$$N \cos \alpha = N \cos \beta = D / \cos \gamma, \quad p^* = p_2 \quad (4.8)$$

$$u \sin \alpha = w \sin \gamma + (u_n^* - u_n) \sin \beta$$

где α, β, γ — углы падения, отражения и преломления соответственно между фронтом и нормалью к дну. Звездочкой отмечены параметры отраженной волны, индексом n — составляющие массовой скорости, нормальные к фронту отраженной волны, p_2, w — давление и массовая скорость волны в грунте. При угле падения α_1 , определяемом из условия равенства нормальных к дну составляющих массовой скорости в грунте и в падающей волне, отражения не происходит. В этом случае

$$u \sin \alpha_1 = w \sin \gamma$$

Отсюда, используя (4.8), получаем

$$\sin \alpha_1 = \left[\frac{1 - (D/N)^2}{(u/w)^2 - (D/N)^2} \right]^{1/2} \quad (4.9)$$

При $\alpha > \alpha_1$ происходит отражение волн сжатия, которые можно наблюдать на опытных осциллограммах фиг. 1, в. При углах падения $\alpha < \alpha_1$ должно происходить отражение волн разрежения от дна водоема. В этом случае у дна должно устанавливаться течение, наблюдаемое при взрыве вблизи свободной поверхности. Ниже приведены результаты расчета α_1 по формуле (4.9) на различных расстояниях от заряда и значения углов

$$\alpha^* = [(n + 1) p_1 / 2Bn]^{1/2},$$

характеризующие по аналогии с взаимодействием со свободной поверхностью наступление режима нерегулярного отражения от дна [2, 3].

$R = 30$	60	90	120
$p_1 = 314$	144	91	64
$\alpha_1 = 0.166$	0.268	0.352	0.436
$\alpha^* = 0.242$	0.164	0.129	0.112

В исследованном диапазоне расстояний обычно $\alpha_1 > \alpha^*$, поэтому в водоеме с $H_* = 12$, где возможны случаи $\alpha > \alpha_1$ и $\alpha < \alpha_1$, с уменьшением α наблюдается переход от первой области регулярного отражения (случай отражения волны сжатия) ко второй области регулярного отражения (отражение волны разрежения, не догоняющей фронта прямой волны) и далее при $\alpha > \alpha^*$ к области нерегулярного отражения (волны разрежения уменьшают давление на фронте). Такой переход от одного режима к другому можно проследить на осциллограммах. При заданном H он наблюдается при увеличении R , а при заданном R — при увеличении H . Кроме того, возможен случай, когда режим отражения изменяется сразу от характерного для первой области и, минуя вторую область регулярного отражения, переходит к области нерегулярного отражения. Это имеет место при $R = 30$, где $\alpha_1 < \alpha^*$. В опытах отмечено уменьшение времени действия и удельного импульса в диапазоне $\alpha > \alpha_1$ при приближении точки измерения к дну (фиг. 1, е). В этом случае в соответствии с описанной выше картиной явления при отражении от дна возникает отраженная ударная волна, видимая на осциллограммах. Однако за ней следует волна разрежения, объяснение появления которой выходит за рамки этой работы. Поэтому и в этом случае в исследованном диапазоне расстояний в водоеме $H_* = 12$ время действия прямой волны определяется в первом приближении временем прихода отраженной от дна волны.

В водоемах глубиной $H \leq 4$ ударная волна во всех точках, где производились измерения, находится в области нерегулярного отражения от дна и свободной поверхности. В области углов падения на дно водоема, где образуется отраженная волна разрежения, можно описать параметры ударной волны формулами, аналогичными (4.1) и (4.2). В этом случае можно считать, что течение у дна аналогично течению у свободной поверхности

$$\frac{p}{p_1} = \frac{p^1}{p_1^1} \left\{ 1 + \frac{h_1 [(p_1/p)^3 - 1]}{4R\alpha^* (1 - 1.2\alpha/\alpha^*)^4} \right\}^{1/3} = \bar{K}_2 \quad (4.10)$$

$$\alpha \approx H_1 / R$$

$$\tau = 2 \frac{H_1 h_1}{a_0 R} l_2, \quad l_2 = 0.55 \left(\frac{\alpha^*}{\alpha} + 1 \right) - \frac{h_1}{6H_1} \left(1 - \frac{h_1}{R} \right) \quad (4.11)$$

$$I = 0.5 \text{ рт при } H < 1, \alpha = 0.6 \text{ рт при } H \geq 2,$$

где H_1 и h_1 — расстояние заряда и датчика от дна водоема. К формулам (4.10) и (4.11) применимы те же ограничения что и к формулам (4.1) и (4.2).

В мелком водоеме, где влияние дна и свободной поверхности на прямую волну происходит одновременно, максимальное давление ударной волны

$$p = p_1 K_1 K_2^* \text{ при } K_1 \leq 1, K_2 \leq 1 \quad (4.12)$$

где K_1 и K_2 определяются формулами (4.1) и (4.10). Если K_1 или K_2 , рассчитанные по (4.1) и (4.10), оказываются больше 1, то в (4.12) следует подставлять $K = 1$.

Время действия ударной волны в мелком водоеме с песчаным дном равно меньшему из значений, определяемых выражениями (4.2) и (4.11).

На фиг. 2—6 совместно с экспериментальными данными приведены предлагаемые для расчета параметров кривые по формулам (4.12) и (4.2), (4.11). Наблюдается их удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. При взрыве в водоемах $H_* = 2, 1$ экспериментальные точки лежат несколько ниже приведенных кривых, что указывает на наличие волнового поля сложного характера, образованного в результате наложения волн, многократно отраженных от границ водоема. Предложенные же для расчета параметров формулы учитывают взаимодействие прямой волны с волнами, отразившимися лишь один раз от границ водоема. Тем не менее предложенные формулы позволяют надежно определять параметры ударных волн в мелком водоеме с низкоскоростным дном с достаточной для практики точностью.

Авторы благодарят А. Г. Рябинина, А. И. Станиславского, К. И. Барышева, Л. Н. Гальперина и К. К. Чернецкого, принимавших участие в выполнении этой работы.

Поступила 15 XII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Коул Р. Подводные взрывы. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
2. Гриб А. А., Рябинин А. Г., Христианович С. А. Об отражении плоской ударной волны от свободной поверхности. ПММ, 1956, т. 20, вып. 3.
3. Христофоров Б. Д. Взаимодействие ударной волны в воде со свободной поверхностью. ПМТФ, 1961, № 1.
4. Христофоров Б. Д. Экспериментальное изучение взаимодействия ударной волны в воде с жестким дном водоема. ПМТФ, 1960, № 4.
5. Соколик А. И., Станиславский А. И. Двухканальный пьезоэлектрический измеритель давления ПИД-9. Передовой научный и технический опыт. М., Изд-во ВИНТИ, 1957.