

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ВОДЕ
СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ**

Б. Д. Христофоров

(Москва)

Приводятся экспериментальные данные о параметрах ударной волны при взрыве сферического заряда ВВ в воде вблизи ее свободной поверхности.

1. В акустическом приближении, в котором скорость звука a_0 и фронта волны N считаются постоянными и равными между собой, а скоростью воды за ударным фронтом пренебрегают, для максимального давления p_1 , времени действия τ и удельного импульса I ударной волны на расстояниях, больших $20 R_0$, справедливы формулы [1,2]

$$\tau = \frac{2Hh}{Ra_0}, \quad I = \int_0^{\tau} p(t) dt$$

$$p_1 = \frac{14700}{(R/R_0)^{1.13}} \quad \text{для тротила}, \quad p_1 = \frac{21800}{(R/R_0)^{1.20}} \quad \text{для ТЭН} \quad (1.1)$$

где R — расстояние до места взрыва, R_0 — радиус заряда, $p = p(t)$ — текущее давление в ударной волне, H и h — глубина взрыва и точки измерения соответственно.

Введем следующие обозначения

$$\frac{H}{R_0} = H^\circ, \quad \frac{h}{R_0} = h^\circ, \quad \frac{R}{R_0} = R^\circ, \quad \frac{\tau}{R_0} = \tau^\circ, \quad \frac{I}{R_0} = I^\circ$$

Предварительные опыты показали, что формулы (1.1) справедливы лишь при взрыве на глубине $H^\circ > 4 \div 6$. При меньших значениях H° время действия волны становится больше, а максимальное давление в несколько раз меньше соответствующих параметров ударной волны, подсчитанных по формулам (1.1).

Основная причина расхождения акустической теории и экспериментальных данных устанавливается результатами работ [3-6], в которых рассматривалось отражение плоской ударной волны от свободной поверхности, с учетом в первом приближении зависимости скорости звука a , скорости фронта N , а также скорости воды за ударным фронтом u от давления.

Если воспользоваться изэнтропой воды в форме Тэта

$$p = B [(\rho/\rho_0)^n - 1] \quad (B = 3045 \text{ кг/см}^2, \quad n = 7.15) \quad (1.2)$$

то в первом приближении справедливы формулы

$$a = a_0 \left(1 + \frac{n-1}{2} \frac{p}{Bn}\right), \quad N = a_0 \left(1 + \frac{n+1}{4} \frac{p}{Bn}\right), \quad u = a_0 \frac{p}{Bn} \quad (1.3)$$

Если угол α_∞ между нормалью к свободной поверхности и фронтом волны мал, то горизонтальная составляющая скорости фронта будет равна

$$\frac{N}{\cos \alpha_\infty} \approx a_0 \left(1 + \frac{n+1}{4} \frac{p}{Bn} + \frac{\alpha_\infty^2}{2}\right)$$

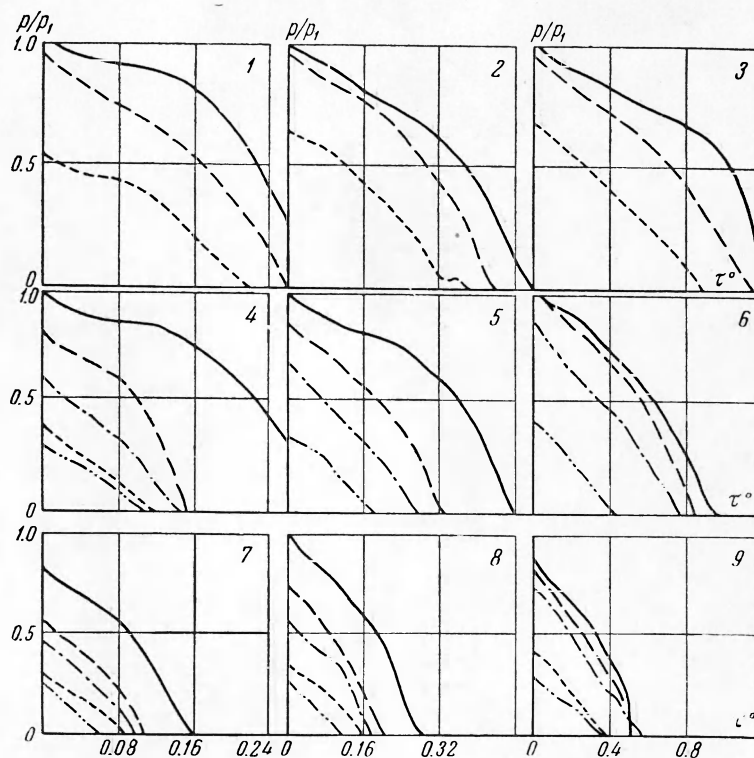
Волны понижения давления, излучаемые свободной поверхностью, перемещаются в том же направлении со скоростью

$$w' = a + u = a_0 \left(1 + \frac{n+1}{2} \frac{p}{Bn} \right)$$

При распространении ударной волны угол ее падения $\alpha_\infty = H/R$ уменьшается и при некотором его значении

$$\alpha_\infty = \alpha_* = \sqrt{\frac{p_1}{Bn} \frac{n+1}{2}}$$

скорость фронта волны понижения давления от свободной поверхности становится равной скорости ударного фронта. При углах падения $\alpha_\infty < \alpha_*$



Фиг. 1. Зависимость давления p/p_1 от времени τ^0 [мсек/М] в ударной волне вблизи свободной поверхности. Расстояние от заряда до датчика R^0 и глубина точки измерения h^0 : (1) $R^0 = 30, h^0 = 1$; (2) $R^0 = 30, h^0 = 2$; (3) $R^0 = 30, h^0 = 6$; (4) $R^0 = 60, h^0 = 1$; (5) $R^0 = 60, h^0 = 2$; (6) $R^0 = 60, h^0 = 6$; (7) $R^0 = 120, h^0 = 1$; (8) $R^0 = 120, h^0 = 1$; (9) $R^0 = 120, h^0 = 6$; ————— $H^0 = 6$, — — — — $H^0 = 4$, — · — · — · — $H^0 = 2$, — — — — $H^0 = 1$; ······ $H^0 = 0$

давление в вдоль фронта падает по направлению к свободной поверхности, начиная с глубины $h = (\alpha_* - \alpha_\infty) R$, а сам фронт загибается назад. При этом время волны уменьшается медленнее, чем это следует из акустического приближения.

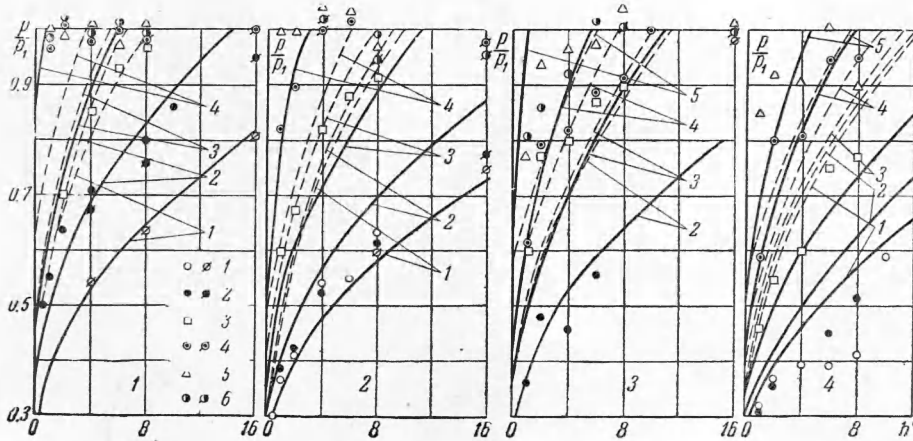
Для параметров плоской ударной волны вблизи свободной поверхности справедливы формулы

$$\tau = \frac{h}{a_0} \left[1.2 (\alpha_* + \alpha_\infty) - \frac{h}{4R} \right] \quad \text{при} \quad \begin{cases} h < (\alpha_* - \alpha_\infty) R \\ h < (\alpha_* + \alpha_\infty) R / \sqrt{2} \end{cases} \quad (1.4)$$

$$p = p' \left(1 + \frac{h/R_0 [1 - (p'/p_1)^3]^{1/3}}{(p'/p_1)^3 (\alpha_* - \alpha_\infty)} \right) \text{ при } p < p_1, \quad p' = 0.32 + 0.68 \left(\frac{\alpha_\infty}{\alpha_*} \right)^{1.31} \quad (1.5)$$

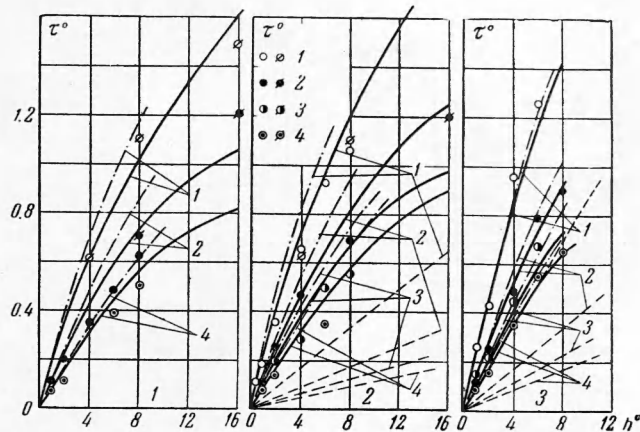
Здесь p' — давление на свободной поверхности.

Задача о взаимодействии сферической ударной волны со свободной поверхностью в настоящее время не решена.



Фиг. 2. Зависимость относительного давления во фронте ударной волны от глубины датчика. Расстояние от датчика до заряда: (1) $R^0 = 30$, (2) $R^0 = 60$, (3) $R^0 = 90$, (4) $R^0 = 120$; 1 — $H^0 = 0$, 2 — $H^0 = 1$, 3 — $H^0 = 2$, 4 — $H^0 = 4$, 5 — $H^0 = 6$, 6 — $H^0 = 8$

2. Опыты проводились с литыми тротильными зарядами весом 100 кг в бассейне размером $80 \times 20 \times 30$ м с песчаным воздухомасщенным дном, а также в стальном баке с водой размером $1.5 \times 1.5 \times 1$ м с пресованными зарядами из ТЭН весом 1 г.



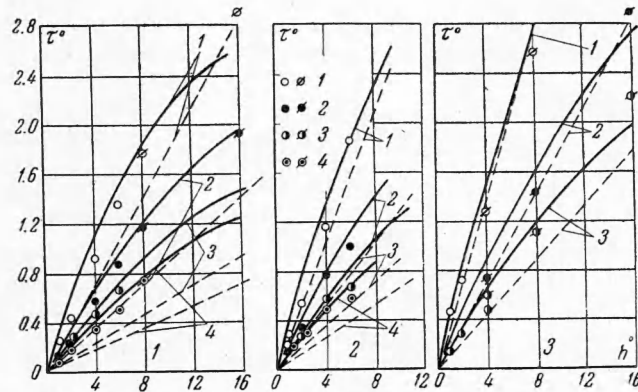
Фиг. 3. Зависимость времени действия τ [мсек/м] ударной волны от глубины погружения датчика h^0 . Глубина погружения заряда: (1) $H^0 = 0$, (2) $H^0 = 1$, (3) $H^0 = 2$; 1 — $R^0 = 30$, 2 — $R^0 = 60$, 3 — $R^0 = 90$, 4 — $R^0 = 120$

В обоих случаях заряды имели сферическую форму.

Кривые давление—время в ударной волне регистрировались на установках ПИД-9 с полосой пропускания частот от 2 гц до 200 кгц. Датчи-

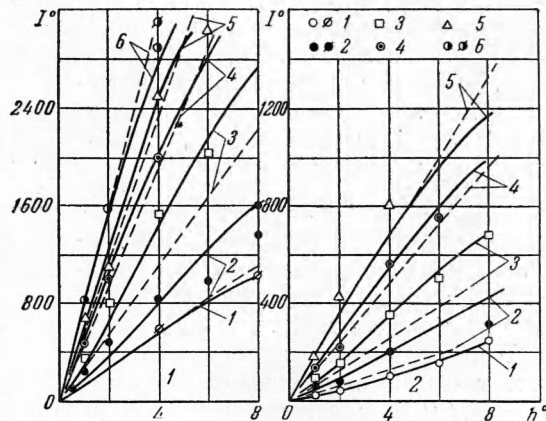
ками служили турмалиновые индикаторы давления диаметром чувствительного элемента от 1 до 6 мм.

Измерения проводились на расстояниях $R^\circ = 30, 60, 90, 120$ в диапазоне глубин h° от 1 до 16.



Фиг. 4. Зависимость времени действия τ [мсек/м] ударной волны от глубины погружения датчика. Глубина погружения заряда: (1) $H^\circ = 4$, (2) $H^\circ = 6$, (3) $H^\circ = 8$; 1 — $R^\circ = 30$, 2 — $R^\circ = 60$, 3 — $R^\circ = 90$, 4 — $R^\circ = 120$

3. На графиках фиг. 1—6 приведены экспериментальные данные о параметрах ударной волны вблизи свободной поверхности, не искаженные влиянием дна водоема. Обозначения на графиках, относящиеся к параметрам ударной волны при взрыве зарядов весом 1 г, перечеркнуты, в отличие от соответствующих обозначений для взрыва зарядов весом 100 кг.



Фиг. 5. Зависимость удельного импульса I° [кгсек/м²] ударной волны от заглубления датчика. Расстояние между зарядом и датчиком: (1) $R^\circ = 30$, (2) $R^\circ = 60$; 1 — $H^\circ = 0$, 2 — $H^\circ = 1$, 3 — $H^\circ = 2$, 4 — $H^\circ = 4$, 5 — $H^\circ = 6$, 6 — $H^\circ = 3$

1°. Некоторые экспериментальные кривые давление—время в ударной волне приведены на фиг. 1.

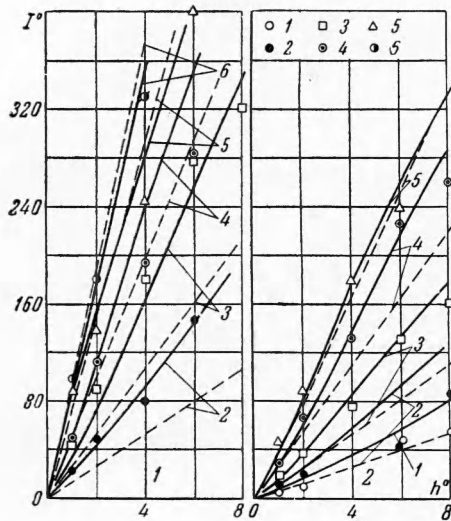
При взрыве заряда на глубине $H^\circ \geq 6$ вблизи фронта кривая $p(t)$ имеет вид экспоненты, которая на конце волны переходит в параболу. При этом отношение $p/p_1 = 1$ на фронте волны соответствует случаю регулярного отражения ударной волны от свободной поверхности, при котором волны понижения давления не догоняют фронта волны, а лишь искажают ее заднюю область.

При $H^\circ < 6$ почти во всем исследуемом диапазоне волна имеет форму, близкую к кривой, состоящей из двух кусков параболы. В этом случае $p/p_1 < 1$, как это бывает при нерегулярном взаимодействии волны со свободной поверхностью.

2°. Экспериментальные данные о давлении p во фронте ударной волны в воде представлены в виде точек на графиках фиг. 2. По оси ординат отложено относительное давление p/p_1 , по оси абсцисс — глубина погружения датчика h° в радиусах заряда.

Величина p_1 определяется по формуле (1.1) для акустического приближения. Поэтому при $p/p_1 = 1$ давление во фронте волны такое же, как и при взрыве в безграничной жидкости. Опыт показывает, что для каждого расстояния до места взрыва R° существует некоторая критическая глубина погружения заряда H_*° такая, что при $H^\circ \geq H_*^\circ$ относительное давление $p/p_1 = 1$ для всех точек фронта ударной волны.

При погружении заряда на глубину, меньшую критической $H^\circ < H_*^\circ$, относительное давление $p/p_1 = 1$ лишь в том случае, если глубина дат-



Фиг. 6. Зависимость удельного импульса I° [кгсек/м³] ударной волны от заглубления датчика. Расстояние между зарядом и датчиком: (1) $R^\circ = 90$, (2) $R^\circ = 120$; 1 — $H^\circ = 0$, 2 — $H^\circ = 1$, 3 — $H^\circ = 2$, 4 — $H^\circ = 4$, 5 — $H^\circ = 6$, 6 — $H^\circ = 8$

чика превышает некоторое значение h_*° . В диапазоне $0 \leq h^\circ \leq h_*^\circ$ относительное давление изменяется от p'/p_1 до 1, где p' — давление во фронте ударной волны при $h^\circ = 0$. Непосредственно величина p' не измерялась. Однако экстраполяция экспериментальных данных показывает, что $p'/p_1 = 1$ при $H^\circ \geq H_*^\circ$, $p'/p_1 = 0.3 \div 0.25$ при $H^\circ \leq H_*^\circ$.

В табл. 1 приведены значения h_*° , полученные при обработке экспериментальных осциллограмм для различных значений параметров H_*° , R° в зависимости от H° .

При сравнении экспериментальных точек со штриховыми кривыми $p/p_1 = f(h^\circ)$, построенными по формулам (1.5) для плоской волны, наблюдается удовлетворительное согласие между опытом и теорией при значениях $H^\circ \geq 2$.

При $H^\circ \approx 0 \div 1$ теория дает более высокие значения для давления во фронте волны, чем эксперимент. Значительно лучше согласуются с опытом сплошные кривые, построенные по эмпирической формуле

$$\frac{p}{p_1} = \frac{p'}{p_1} \left(1 + \frac{h^\circ [1 - (p'/p_1)^3]}{3.8\alpha_* (1 - 1.25\alpha_\infty / \alpha_*)^2 (p'/p_1)^3} \right)^{1/3} \quad (3.1)$$

где

$$p' = \frac{p_1}{4} \left(1 + \frac{\alpha_\infty}{\alpha_*} \right)^2, \quad \alpha_\infty = \frac{H}{R}, \quad \alpha_* = \sqrt{\frac{p_1}{Bn} \frac{n+1}{2}}$$

Формула (3.1) верна при $p/p_1 \leq 1$ и $h^\circ \geq 0.5$, p_1 определяется по формулам (1.1). В случае $H^\circ = 0$ вес заряда ВВ уменьшается вдвое.

3°. Экспериментальные данные о времени действия τ ударной волны при взрыве вблизи свободной поверхности, приведенные на графиках фиг. 3—4, удовлетворительно описываются экспериментальной формулой (3.2) (сплошные линии)

$$\tau = \frac{h}{a_0} \left[1.2 (\alpha_* + \alpha_\infty) - \frac{h}{2R} + \frac{1}{2} \left(\frac{h}{R} \right)^2 \right] \quad (3.2)$$

На фиг. 3 штрих-пунктиром проведены кривые $\tau^\circ = F(h^\circ)$ по формуле (1.4) для $H^\circ = 0, 1, 2$. Расчет по этим формулам дает завышенные по сравнению с экспериментом значения времени действия волны τ .

Штриховыми линиями на фиг. 3, 4 проведены кривые $\tau^\circ = F(h^\circ)$ по формулам акустического приближения (1.1).

Как видно из графиков, акустические времена лежат значительно ниже опытных значений τ при $H^\circ < 8$.

При $H^\circ \geq 8$ времена действия ударной волны, подсчитанные по формулам (1.1), удовлетворительно согласуются с экспериментом.

4°. На фиг. 5, 6 вместе с экспериментальными точками приведены сплошной кривой зависимости удельного импульса ударной волны $I^\circ = f(h^\circ)$ для различных глубин погружения заряда и расстояний до него по эмпирической формуле

$$I^\circ = 0.5 p \tau^\circ \quad \text{при } H^\circ \leq 1, \quad I^\circ = 0.6 p \tau^\circ \quad \text{при } H^\circ > 2 \quad (3.3)$$

и пунктирной кривой — по формуле акустического приближения (1.1).

Значения величин p и τ° в (3.3) определялись по формулам (3.1) и (3.2) соответственно.

Экспериментальные точки лежат выше значений импульса ударной волны, подсчитанных по формулам (1.1) при $H^\circ < 6$, и практически совпадают с ними при $H^\circ \geq 6$.

5°. На фиг. 7 приведены фотографии подводного взрыва зарядов весом 0.8 г из ТЭН вблизи свободной поверхности, полученные на приборе СФР-2М шпирно-теневым методом.

Можно выделить следующие компоненты волнового поля в воде:

а) Прямая ударная волна 1 (фиг. 7, 8) видна в виде темной полосы, ширина которой убывает к свободной поверхности 2 в зоне нерегулярного отражения и остается примерно постоянной при регулярном отражении.

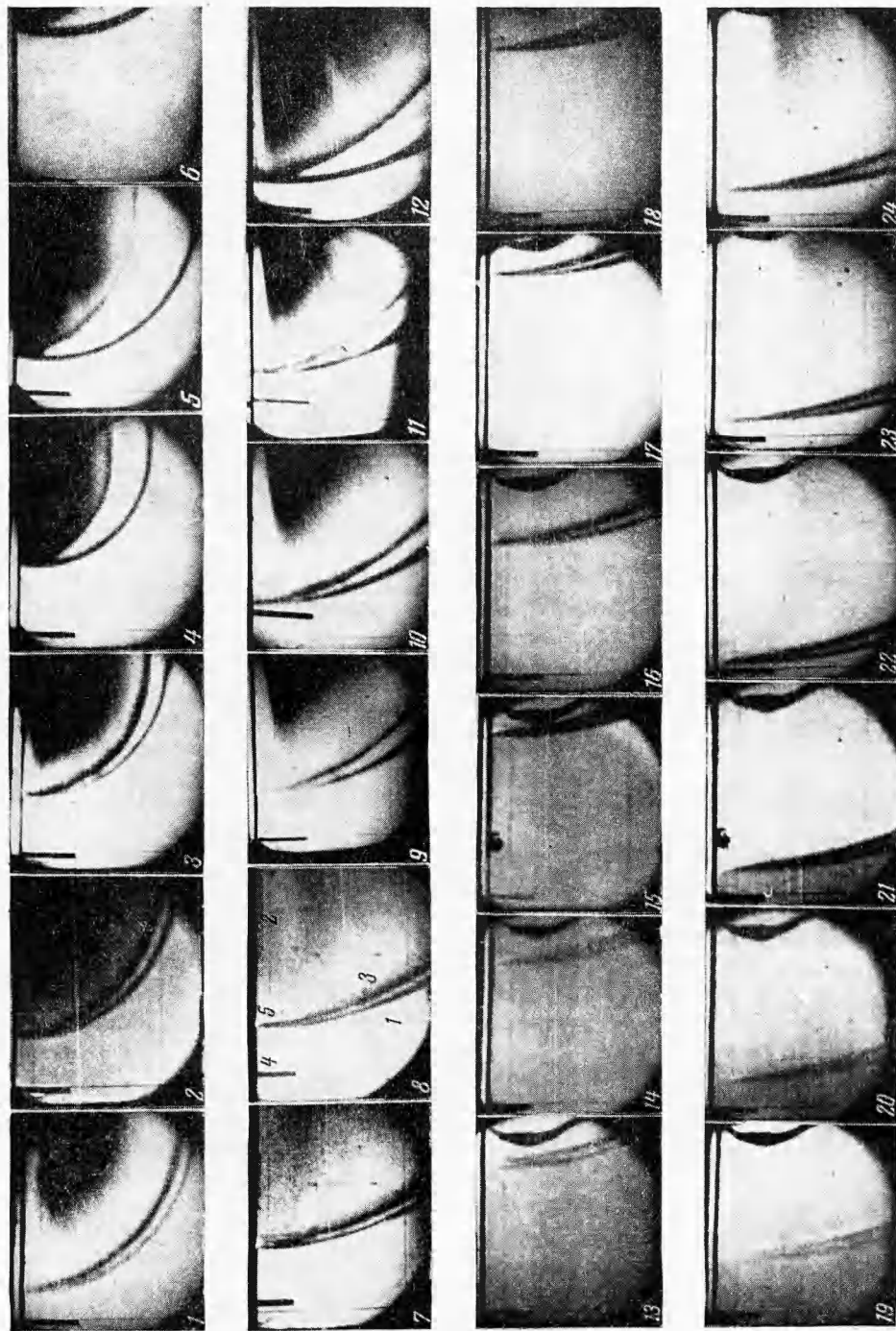
б) Первая волна разрежения 3 (фиг. 7, 8) представляет собой в первом приближении дугу окружности с центром в мнимом источнике. Вблизи свободной поверхности она догоняет ударную волну и они сливаются вместе ввиду недостаточного разрешения оптической системы. Следует отметить, что видимая часть волны разрежения есть область резких градиентов в ней. Фронт ее вблизи свободной поверхности обычно не виден. По полученным снимкам (табл. 2) приведены некоторые оценки для области влияния волны разрежения на фронт ударной волны h° по величине потемнения области между ними.

Определенная таким образом граница области влияния волны разрежения на фронт ударной волны зависит от чувствительности метода.

в) На границе раздела вода—воздух видна поверхностная волна 4 (фиг. 7, 8) амплитудой $\sim 1 \div 2$ мм и длиной $\sim 10 \div 20$ мм. Эта волна воз-

Таблица 2

| H° | $R^\circ = 30$ | 60 | 90 |
|-----------|----------------|----|------|
| 1 | 21 | — | — |
| 2 | 11 | 19 | — |
| 4 | 8.8 | — | 21 |
| 6 | 6.6 | 14 | — |
| 8 | — | 10 | 11.7 |



Фиг. 7. Взаимодействие ударной волны со свободной поверхностью:

(1--6) $R^\circ = 30$
 (7--12) $R^\circ = 60$
 (13--18) $R^\circ = 90$
 (19--24) $R^\circ = 120$
 (1, 7, 13, 19) $H^\circ = 0$
 (2, 8, 14, 20) $H^\circ = 1$
 (3, 9, 15, 21) $H^\circ = 2$
 (4, 10, 16, 22) $H^\circ = 4$
 (5, 11, 17, 23) $H^\circ = 6$
 (6, 12, 18, 24) $H^\circ = 8$

пикает в результате вертикального движения свободной поверхности под действием давления в ударной волне. Скорость поверхностной волны равна скорости звука в воде. На поверхности воды ей соответствует так называемый «слик».

г) Вторая волна разрежения δ (фиг. 7, 8) возникает в результате вертикального движения воды в поверхностной волне. Угол между фронтом второй волны разрежения и свободной поверхностью всегда меньше, чем у первой волны разрежения. Глубина точки пересечения обеих волн увеличивается с расстоянием до величины $6R_0 \div 8R_0$ при $R^\circ = 120$. Область взаимодействия ударного фронта со второй волной разрежения экспериментально не обнаружена, так как, видимо, не распространяется глубже $1R_0$ в исследованном диапазоне расстояний до места взрыва. Возможно, в этой области происходит падение давления во фронте ударной волны от величины p' до 0.

д) Зона кавитации видна на фотографиях в виде черной области (фиг. 7, 10), которая возникает из-за того, что при разрыве воды волной разрежения через некоторое время образуются пузыри величиной, достаточной для полного рассеяния проходящего света. При $R^\circ \leq 30$ область кавитации примыкает к свободной поверхности при $H^\circ \geq 4$.

При $H^\circ < 4$ область кавитации отходит от свободной поверхности, при этом ее верхняя граница все время остается выше границы области влияния волны разрежения на ударный фронт.

Это происходит потому, что в области нерегулярного отражения волна разрежения размывается и не имеет резкого отрицательного фронта. В этих условиях кавитация не возникает.

Опыт показывает, что при взаимодействии ударной волны со свободной поверхностью при подводном взрыве зарядов весом от 1 г до 100 кг имеет место обычное геометрическое подобие.

В заключение автор приносит благодарность Л. С. Козаченко, под руководством которого проводилась эта работа.

Поступила 26 I 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. Коул Р. Подводные взрывы. ИИЛ, 1950.
2. Христофоров Б. Д. Параметры ударной волны и газового пузыря при подводном взрыве зарядов из ТЭН малого веса. ПМТФ, 1960, № 2.
3. Гриб А. А., Рябинин А. Г., Христианович С. А. Об отражении плоской ударной волны в воде от свободной поверхности. ПММ, 1956, т. XX, вып. 3.
4. Гриб А. А., Рыжов О. С., Христианович С. А. Теория коротких волн. ПМТФ, 1960, № 1.
5. Гриб А. А., Березин О. А. Нерегулярное отражение плоской ударной волны в воде от свободной поверхности. ПМТФ, 1960, № 2.