

**ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ  
НА ПАРАМЕТРЫ ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА**

Ф. А. Баум, Н. С. Санасарян

(Москва)

**ДВИЖЕНИЕ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ В ВОДЕ  
С УЧЕТОМ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ  $p_0$**

Согласно многочисленным экспериментам зависимость давления от удельного объема для продуктов взрыва (ПВ) выражается двумя адиабатами:

$$p V^k = \text{const} \quad (1)$$

для  $p > p_k$ , и

$$p V^\gamma = \text{const} \quad (2)$$

для  $p < p_k$ ,

где  $k=3$ ,  $\gamma=7/5$ . Значение  $p_k$  (давление, при котором сопрягаются две адиабаты), определяется из энергетических соображений

$$E_{\text{вв}} = \int_{V_{\text{н}}}^{\infty} p dV = \int_{V_{\text{н}}}^{V_k} p dV + \int_{V_k}^{\infty} p dV, \quad (3)$$

где  $V_{\text{н}}$  — начальный удельный объем ПВ;  $V_k$  — удельный объем ПВ, соответствующий давлению  $p_k$ .

Подставляя (1) и (2) в (3) после несложных преобразований, получим

$$p_k = p_{\text{н}} \left\{ \frac{\gamma - 1}{k - \gamma} \left[ \frac{(k - 1) E_{\text{вв}}}{p_{\text{н}} V_{\text{н}}} - 1 \right] \right\}^{3/2}, \quad (4)$$

где  $p_{\text{н}} = \frac{1}{8} \rho_{\text{вв}} D^2$  — значение начального среднего давления в ПВ;

$E_{\text{вв}}$  — энергия ВВ, отнесенная к единице объема.

Так как, начиная с радиуса расширения  $R = R_k$ , давление в ПВ сильно упадет, то в дальнейшем воду можно считать несжимаемой жидкостью, и ее движение под действием ПВ описать уравнениями движения несжимаемой жидкости в форме Эйлера:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v) = 0. \quad (6)$$

Граничными условиями являются

$$r = \infty, \quad p = p_0, \quad (7)$$

$$r = R, \quad p = p_{\text{пв}} = p_{\text{н}} \left( \frac{R_0}{R_k} \right)^3 \left( \frac{R_k}{R} \right)^{21/5}. \quad (8)$$

Решение для скорости расширения газовой полости имеет вид:

$$v^2 = \left( \frac{R_k}{R} \right)^3 \left\{ V_k^2 + \frac{5p_k}{3p_0} \left[ 1 - \left( \frac{R_k}{R} \right)^{6/5} \right] \right\} - \frac{2v_0}{3p_0} \left[ 1 - \left( \frac{R_k}{R} \right)^3 \right]. \quad (9)$$

Положив в формуле (9)  $v=0$  и пренебрегая малыми членами, получим выражение для максимального радиуса расширения газовой полости:

$$R_{\text{м}} = \left( \frac{p_{\text{н}}}{p_k} \right)^{1/3} \left( \frac{5p_k}{2p_0} \right)^{1/3} R_0. \quad (10)$$

Соотношение для скорости расширения (9) примет вид

$$v = \frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2p_0}{3p_0} \left[ \left( \frac{R_{\text{м}}}{R} \right)^3 - 1 \right]^{1/2}}. \quad (11)$$

Интегрируя (11) от  $R = R_0$  до  $R = R_{\text{м}}$  получим максимальное время расширения газовой полости:

$$t_{\text{м}} = \left[ \frac{\sqrt{\pi}}{3} \frac{\Gamma\left(\frac{6}{5}\right)}{\Gamma\left(\frac{4}{3}\right)} - \frac{2}{5} \left( \frac{R_0}{R_{\text{м}}} \right)^{5/2} \right] \sqrt{\frac{3p_0}{2p_0}} \cdot R_{\text{м}}, \quad (12)$$

где  $\Gamma\left(\frac{5}{6}\right)$  и  $\Gamma\left(\frac{4}{3}\right)$  — гамма-функция.

Полученные соотношения (10) и (12) показывают, что

$$R_{\text{м}} = \frac{A}{p_0^{1/3}},$$

$$t_{\text{м}} = \frac{B}{p_0^{5/6}}.$$

Эти виды зависимостей были получены и ранее [1—4]. Однако, как будет показано ниже, соотношения (11) и (12) обеспечивают более точные значения коэффициентов  $A$  и  $B$  и, вследствие этого, значительно лучшее согласие с экспериментом.

#### ВЛИЯНИЕ $p_0$ НА НАЧАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

При начальном (гидростатическом) давлении в 1000 атм плотность воды меньше плотности разлетающихся ПВ, поэтому при ударе последних о воду по воде пойдет ударная волна (УВ), а по ПВ — волна разряжения. Условия равенства давлений и массовых скоростей на границе

раздела ВВ — вода дают следующие уравнения для нахождения начальных параметров УВ [3]:

$$v_x = \frac{1}{4} \left[ 4 - 3 \left( \frac{p_x}{p_0} \right)^{1/3} \right] D, \quad (13)$$

$$v_x = \sqrt{\frac{p_x - p_0}{\rho_0} \left[ 1 - \left( \frac{p_x}{3940} + 1 \right)^{-1/3} \right]}. \quad (14)$$

Удобнее всего эти уравнения решать графически (рис. 1).

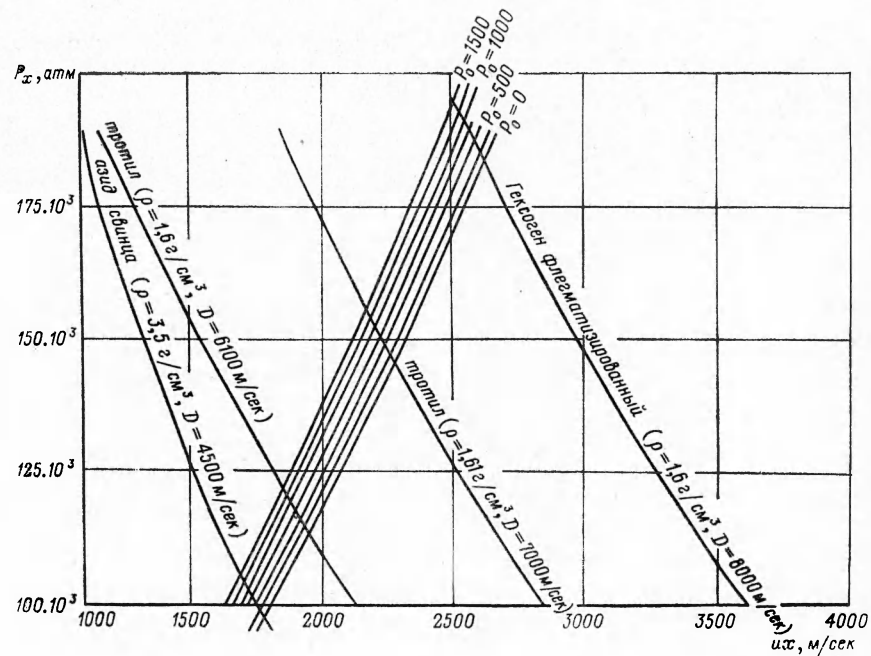


Рис. 1.

Расчеты показывают, что при увеличении  $p_0$  на каждые 100 атм, пиковое давление ударной волны увеличивается в среднем на 0,4%, массовая скорость на фронте уменьшается на 0,3%, скорость ударной волны увеличивается на 0,7%.

#### ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ $p_0$

Воспользуемся методами теории подобия и размерностей. Относительное изменение объема  $\frac{\Delta V}{V}$  среды в данной точке будет равно

$$\frac{\Delta V}{V} = \beta_s \cdot \Delta p, \quad (15)$$

где  $\Delta p$  — изменение давления в данной точке.

Величина  $\beta_s$  есть адиабатная сжимаемость, характеризующая от-

носительное изменение объема системы при адиабатном уменьшении ее давления на единицу

$$\beta_s = -\frac{1}{V} \left( \frac{dV}{dp} \right)_s. \quad (16)$$

Из термодинамики известно, что

$$dE = -pdV + TdS.$$

Отсюда следует, что среднее сжатие среды взрывом будет равно

$$\left( \frac{\Delta V}{V} \right) = \beta_s \frac{\rho_{\text{ВВ}} Q_{\text{ВВ}} R_0^\nu}{R^\nu}, \quad (17)$$

где  $\rho_{\text{ВВ}}$  — плотность ВВ;  $Q_{\text{ВВ}}$  — удельная теплота взрыва;  $R_0$  — радиус заряда;  $\nu = 1, 2, 3$  соответственно для плоских, цилиндрических и сферических УВ.

Так как относительное сжатие в точке является функцией среднего сжатия среды, то

$$\beta_s \Delta p = f \left( \sqrt[\nu]{\beta_s \rho_{\text{ВВ}} Q_{\text{ВВ}} \frac{R_0}{R}} \right). \quad (18)$$

Согласно большому количеству экспериментальных и теоретических исследований, эта функция достаточно точно аппроксимируется в виде степенной зависимости:

$$\Delta p = \frac{1}{\beta_s} \left( \sqrt[\nu]{\beta_s \rho_{\text{ВВ}} Q_{\text{ВВ}} \frac{R_0}{R}} \right)^\alpha \quad (19)$$

или

$$\Delta p = \Delta p_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^\alpha \left( \frac{\beta_{0s}}{\beta_s} \right)^{\frac{\nu - \alpha}{\nu}}, \quad (20)$$

где  $\Delta p_0 = \Delta p$  при  $p_0 = 1$  атм,  $R = R_0$ ;  $\beta_{0s} = \beta_s$  при  $p_0 = 1$  атм.

Возьмем уравнение состояния воды в виде

$$p = B(S) \left[ \left( \frac{V_0}{V} \right)^n - 1 \right], \quad (21)$$

тогда

$$\beta_s = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial p}{\partial v} \right)_s = \frac{V_0}{Bn} \left( \frac{p}{B} + 1 \right)^{-1}. \quad (22)$$

Так как  $B \gg 1$  кг/см<sup>2</sup> (для воды  $B \approx 3000$  кг/см<sup>2</sup>), то

$$\beta_{0s} = \frac{V_0}{Bn}. \quad (23)$$

Используя (22) и (23), уравнение (20) запишем в виде

$$\Delta p = \Delta p_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^\alpha \left( \frac{p_0}{B} + 1 \right)^{\frac{\nu - \alpha}{\nu}}. \quad (24)$$

Полученное соотношение (24) при известном значении коэффициен-

та  $\alpha$  затухания пикового давления полностью решает вопрос о влиянии  $\rho_0$  на  $\Delta p$ .

Учитывая полученные данные о влиянии  $\rho_0$  на  $\Delta p$  при  $R=R_0$ , представляется возможным определить из соотношения (24) значение  $\frac{\nu-\alpha}{\nu}$  и определить значение  $\alpha$  в непосредственной близости от заряда. Получаемые значения  $\alpha$  для различных ВВ с  $\rho_{\text{ВВ}}=1,6 \text{ г/см}^3$ ,  $D=7000 \text{ м/сек}$  очень близки и равны:

$$\alpha=2,58 \quad \text{для } \nu=3,$$

$$\alpha=1,72 \quad \text{для } \nu=2,$$

$$\alpha=0,861 \quad \text{для } \nu=1.$$

### ЗАВИСИМОСТЬ ИМПУЛЬСА ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА ОТ $\rho_0$

Согласно теории детонации для потока импульса, проходящего через единицу площади на расстоянии радиуса заряда, верна формула [3]:

$$i = \frac{16}{27} \cdot \frac{\sqrt{M_{\text{ВВ}} E_{\text{ВВ}}}}{4\pi R_0^2}. \quad (25)$$

Так как при заданной энергии взрыва импульс возрастает пропорционально корню квадратному из массы, вовлеченной в движение, то на расстоянии  $r$  от заряда

$$i = \frac{MD}{27\pi r^2} \sqrt{1 + \frac{M_g}{M_{\text{ВВ}}}},$$

или

$$i = \frac{4}{81} \rho_{\text{ВВ}} D^2 R_0 \left(\frac{R_0}{r}\right)^2 \sqrt{1 + \frac{M_g}{M_{\text{ВВ}}}}. \quad (26)$$

Выражая значения масс воды и ВВ через их объемы и плотности, получим:

в интервале  $R_0 \leq r \leq R_M$

$$i = \frac{4}{81} \rho_{\text{ВВ}} D R_0 \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \sqrt{1 - \frac{\rho_0}{\rho_{\text{ВВ}}} + \frac{\rho_0}{\rho_{\text{ВВ}}} \left(\frac{r}{R_0}\right)^3}, \quad (27)$$

в интервале  $r \geq R$

$$i = \frac{4}{81} \rho_{\text{ВВ}} D R_0 \left(\frac{R_0}{r}\right)^2 \sqrt{1 + \frac{\rho_0}{\rho_{\text{ВВ}}} \left(\frac{R_M}{R_0}\right)^3 \left[ r \left(\frac{r}{R_M}\right)^2 - 3 \left(\frac{r}{R_M}\right) + 1 \right]}. \quad (28)$$

Изменение импульса с расстоянием для  $\rho_0=1 \text{ кг/см}^2$  и  $\rho_0=1000 \text{ кг/см}^2$  показано на рис. 2.

Из формулы (28) на расстояниях  $R \gg R_M$

$$i = \frac{4}{81} D \rho_{\text{ВВ}} R_0 \sqrt{\frac{3\rho_0}{\rho_{\text{ВВ}}} \left(\frac{R_M}{R_0}\right)^{1/2} \left(\frac{R_0}{r}\right)}. \quad (29)$$

Так как  $R_M \sim \frac{1}{\rho_0^{1/3}}$ , то

$$i \sim \frac{1}{\rho_0^{1/6}}. \quad (30)$$

Таким образом, по мере удаления от заряда  $\rho_0$  оказывает все большее влияние на импульс взрыва.

#### ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ $\rho_0$

Зависимость  $R_M = f(\rho_0)$  позволяет определить влияние  $\rho_0$  на энергию УВ.

Составим баланс энергии ВВ:

$$E_{ВВ} = E_{УВ} + E_{П} + A_{\rho_0} + E_{ост}, \quad (31)$$

где  $E_{УВ}$  — энергия УВ;  $E_{П}$  — энергия расходящегося потока воды,  $A_{\rho_0}$  — работа по преодолению  $\rho_0$ ;  $E_{ост}$  — остаточная энергия в ПВ.

При  $R = R_M$  имеем:

$$E_{П} = 0,$$

$$A_{\rho_0} = \frac{4}{\pi} (R_M^3 - R_0^3) \rho_0,$$

$$E_{ост} = \frac{4}{3} \pi R_M^3 \frac{p(R_M)}{\gamma - 1},$$

где  $p(R_M)$  — давление в ПВ при  $R = R_M$ .

Подставляя эти соотношения в (31) и используя выражение для  $R_M$ , получим:

$$\frac{E_{УВ}}{E_{ВВ}} = 1 - \frac{\rho_0}{\rho_{ВВ} Q_{ВВ}} \left\{ \left( \frac{p_{П}}{p_k} \right)^{1/3} \left( \frac{5p_k}{2\rho_0} \right)^{3/5} \left[ \left( \frac{5p_k}{2\rho_0} \right)^{2/5} + 1 \right] - 1 \right\}. \quad (32)$$

На рис. 3 представлена эта зависимость для ТЭНа с  $Q = 1450$  ккал/кг,  $\rho_{ВВ} = 1,67$  г/см<sup>3</sup> (данное ВВ использовалось в опытах, результаты которых приводятся ниже).

Как видно из рис. 3, при  $\rho_0 = 1500$  кг/см<sup>2</sup> по сравнению с  $\rho_0 = 1$  атм энергия УВ уменьшается на 25%.

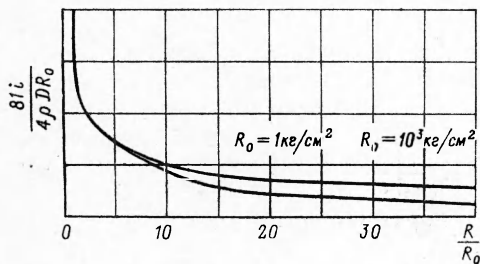


Рис. 2.

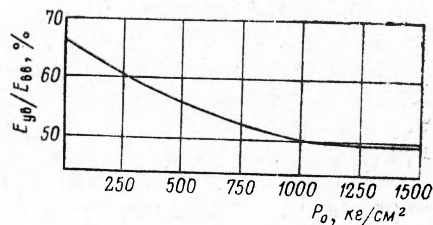


Рис. 3.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ $p_0$ НА ПАРАМЕТРЫ ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА

Опыты проводились в установке высокого давления (автоклаве) с внутренним диаметром 350 мм. Автоклав имел два оптических ввода диаметром 50 мм, выполненных в виде цилиндров из органического стекла. Автоклав заполнялся водопроводной водой, причем сверху оставлялась «воздушная подушка» толщиной 50—100 мм. Давление до 400 атм создавалось воздушным компрессором.

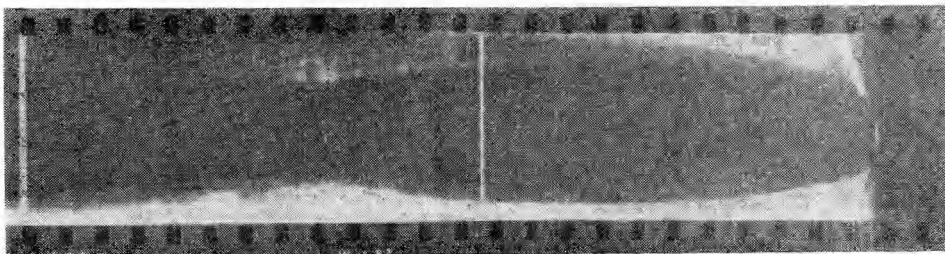


Рис. 4.

Заряды сферической и цилиндрической формы помещались в центре автоклава напротив окон с расчетом, чтобы при фотографировании удалось зафиксировать полный радиус пульсации пузыря. Заряды изготовлялись из ТЭНа прессованием до плотности 1,67 г/см<sup>3</sup>. С целью герметизации они покрывались слоем эпоксидной смолы. Сферический заряд имел вес 0,72 Г и диаметр 10 мм, цилиндрический соответственно — 1,7 Г и 6 мм, причем длина его была равна 6 диаметрам заряда.

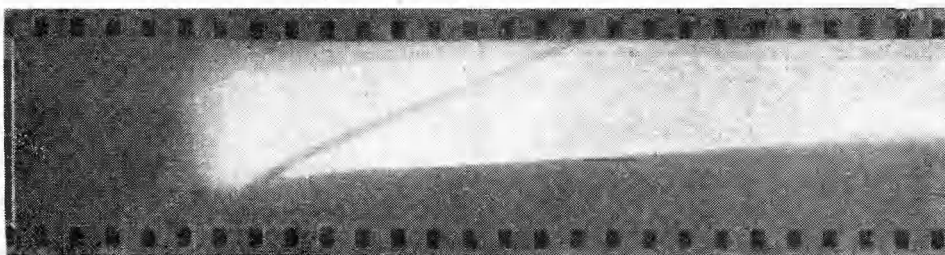


Рис. 5.

В качестве детонатора были использованы навески азиды свинца весом 5—7% от полного веса заряда и небольшое количество порошкообразного ТЭНа.

Фотографирование процесса осуществлялось на установке СФР на скоростях 7500 об/мин при исследовании пульсации газового пузыря и соответственно 45000 об/мин при записи УВ. Ниже приводятся фотографии с разверткой пузыря (при  $p_0=400$  атм) при взрыве сферического заряда (рис. 4) и с записью следа ударной волны (при  $p_0=100$  атм) при взрыве цилиндрического заряда (рис. 5).

На рис. 6 представлена схема синхронизации моментов подрыва зарядов и вспышки импульсной лампы.

Высоковольтный импульс с пульта управления СФР одновременно направлялся на поджиг импульсной лампы и разрядник «р»,

через который емкость  $C_1$  разряжалась на сопротивление нити детонатора. Длительность подсветки выбиралась в зависимости от периода пульсации газового пузыря. Регулировка длительности осуществлялась величиной батареи емкостей  $C_2$ . Опыты проводились в воде до гидростатического давления  $p_0=400 \text{ атм}$  через каждые  $100 \text{ атм}$ .

На рис. 7 и 8 представлены графики зависимости  $R(t)$  при взрывах цилиндрического и сферического зарядов для  $p_0=100, 200, 300, 400 \text{ атм}$ .

Как видно из рис. 9, зависимость  $\log \frac{R_M}{R_0}$  от  $\log p_0$  соответствует прямой с углом наклона  $\alpha=1/3$ , причем как для сферического, так и для цилиндрического зарядов.

Последнее объясняется тем, что для цилиндрических зарядов с  $H/d=6$  ( $H$  — высота заряда,  $d$  — диаметр заряда) время максимального расширения газового пузыря настолько велико, что за это время фронт разлета ПВ практически успевает приобрести сферическую форму.

Зависимость  $\frac{R_M}{R_0} = f(p_0)$  описывается формулой:

$$\frac{R_M}{R_0} = \frac{A}{p_0^{1/3}}, \quad (33)$$

где  $A=36,3$  для сферического заряда и  $A=51,1$  для цилиндрического заряда ( $p_0$  подставляется в  $\text{кг/см}^2$ ).

Теоретическое значение  $A$  для сферического взрыва, подсчитанное по (10), равно 37,2. Согласно О. Е. Власову [4], значения  $A$  соответственно равны 45 и 20,2.

Зависимость  $\log T$  от  $\log p_0$  соответствует прямой с углом наклона  $\alpha = \frac{5}{6}$  (рис. 10).

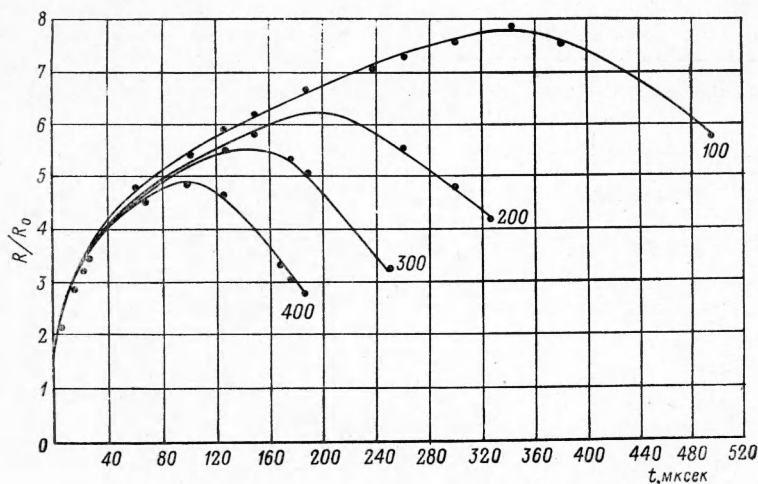


Рис. 7.

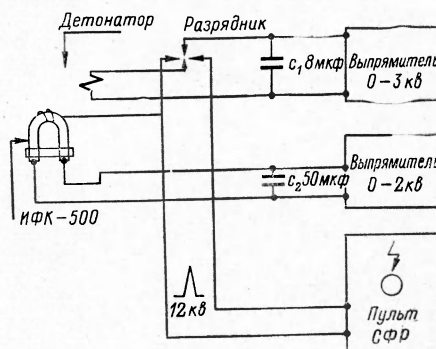


Рис. 6.



Зависимость  $T=f(p_0)$  описывается формулой:

$$T = \frac{B}{p_0^{3/8}}, \quad (34)$$

где  $B=15,4$  мсек для сферического взрыва;  $B=18$  мсек. для цилиндрического взрыва.

Теоретическое значение  $B$  для сферического взрыва, согласно (12), равно  $16,6$  мсек, по Власову [4]  $B=24,1$  мсек.

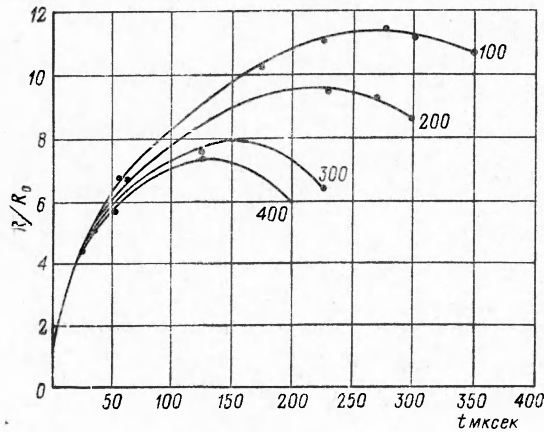


Рис. 8.

Эта зависимость позволяла переходить [5] к зависимости скорости распространения фронта УВ от  $r/R_0$ , а затем по ударной адиабате для воды [1, 3, 6] к зависимости давления на фронте УВ от расстояния

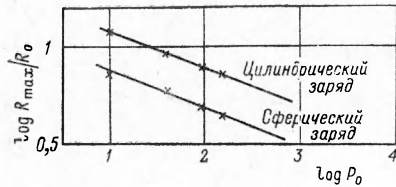


Рис. 9.



Рис. 10.

$\Delta p \left( \frac{r}{R_0} \right)$ . Эта зависимость с достаточной точностью описывается степенными функциями с показателями степени, различными в различных интервалах.

Для сферического заряда

$$\Delta p = 125 \cdot 10^3 \left( \frac{R_0}{r} \right)^{2,55} \text{ (кг/см}^2\text{)} \quad (35)$$

при  $1 < \frac{r}{R_0} < 2$ ,

$$\Delta p = 85,5 \cdot 10^3 \left( \frac{R_0}{r} \right)^2 \quad (36)$$

при  $2 < \frac{r}{R_0} < 7$ .

Для цилиндрического заряда

$$\Delta p = 125 \cdot 10^8 \left( \frac{R_0}{r} \right)^{1,7} \quad (37)$$

при  $1 < \frac{r}{R_0} < 3$ ,

$$\Delta p = 72,5 \cdot 10^8 \left( \frac{R_0}{r} \right)^{1,2} \quad (38)$$

при  $3 < \frac{r}{R_0} < 15$ .

Из формул (35) и (36) явствует, что экспериментально установленные (для очень близких расстояний от точки взрыва) значения пока-

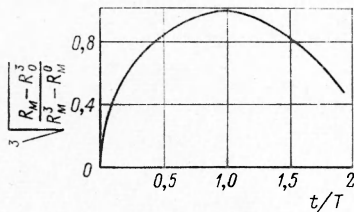


Рис. 11.

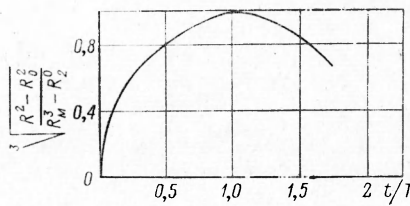


Рис. 12.

зателя  $\alpha_{\text{экс}}$  хорошо согласуются с его расчетными значениями, вытекающими из (24).

Сферический взрыв:  $\alpha_{\text{экс}} = 2,55$ ;  $\alpha_{\text{рас}} = 2,58$ ;  
цилиндрический взрыв:  $\alpha_{\text{экс}} = 1,70$ ;  $\alpha_{\text{рас}} = 1,72$ .

В исследованных интервалах изменения  $\frac{r}{R_0}$  гидростатическое давление  $p_0$  до 400 атм практически не оказывает влияния на давление во фронте, а вернее, это влияние, согласно (24), настолько мало, что лежит в пределах ошибки экспериментов.

## ВЫВОДЫ

1. Гидростатическое давление  $p_0$  существенным образом влияет на максимальные радиус и время расширения газовой полости:

$$R_M \sim \frac{1}{p_0^{1/3}},$$

$$t_M \sim \frac{1}{p_0^{1/6}}.$$

2. Начальные параметры ударной волны, излучаемой в воду при подводном взрыве в условиях повышенных гидростатических давлений слабо зависят от  $p_0$ .

3. Выведено соотношение (24) по влиянию  $p_0$  на  $\Delta p$ , согласно которому это влияние становится сильнее по мере удаления от заряда.

4. Показана возможность теоретического вычисления коэффициента затухания  $\alpha$  от расстояния в непосредственной близости от заряда.

5. Согласно (32), (27) и (28) с увеличением гидростатического давления  $p_0$  уменьшаются доля энергии ВВ, уходящая в УВ, и общий удельный импульс подводного взрыва. Влияние  $p_0$  на импульс с увеличением расстояния  $r \gg R_{\text{в}}$  стремится к зависимости

$$i \sim \frac{1}{p_0^{1/6}},$$

что при повышенных гидростатических давлениях порядка 1000 атм приводит к уменьшению импульса в три раза и более.

Поступила в редакцию  
10/IV 1965

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Коул. Подводные взрывы. ИЛ, 1950.
2. Л. И. Седов. Методы подобия и размерностей в механике. М., Гостехиздат, 1957.
3. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. Я. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
4. О. Е. Власов. Основы теории действия взрыва. Изд-во ВИА, 1957.
5. Б. Д. Христофоров, Э. А. Широкова. ПМТФ, 1962, 5.
6. Р. Шаль. Ж. «Механика», 1952, № 3.