

ПРИБЛИЖЕННАЯ ОЦЕНКА ПОЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТИ С ГАЗОВЫМИ ПОЛОСТЯМИ

Чемодуров В.Т., Литвинова Э.В.

Институт «Агротехнологическая академия» (структурное подразделение)
Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Крымский
федеральный университет имени В.И. Вернадского»,
295492, Российская Федерация, Республика Крым, г. Симферополь, п. Аграрное
Chens_mu1@mail.ru, EllaLit@mail.ru

Аннотация. Изучаются вопросы защиты подводных объектов при помощи воздушных полостей цилиндрической формы. В ряде задач принципиально важно иметь не только распределение поля давления в жидкости в результате движения границ деформируемой системы, но и параметры движения самой жидкости. В этом случае параметры движения жидкости оказывают существенное влияние на условия крепления газовых полостей. Ударная волна, распространяясь в воде с газовыми включениями, претерпевает значительную деформацию. Предварительные эксперименты, проведенные по определению параметров ПУВ в воде с воздушными полостями, показали возможность управления пиками давления и, следовательно, создания условий для безопасности подводной конструкции. Анализируя теоретические исследования видно, что внутри жидкой области с газовыми полостями происходит дисперсия волнового процесса. Начальный пик давления резко уменьшается. В районе защищаемого объекта он уменьшается практически на два порядка по сравнению с максимальным давлением в исходной ударной волне. Давление в основном определяется пульсацией газовых полостей, сгенерированных взрывом ВВ. Время действия нагрузки при наличии газовых полостей резко возрастает.

Предмет исследования. Определение нагрузок от взрыва в воде с газовыми полостями. Организация защиты объекта по конкретным параметрам самого объекта и предполагаемым мощностям диверсионных взрывов.

Материалы и методы. С целью прогнозирования нагрузок на подводный объект в воде с газовыми включениями разработана математическая модель деформации ударной волны, проходящей через систему газовых полостей.

Результаты. Под влиянием воздушной полости цилиндрической формы давление во фронте ударной волны снижается примерно в 3,5 раза. При этом фронт волны несколько растягивается. Чистая ударная волна подводного взрыва через газовую полость не проходит. Основным параметром, определяющим нестационарное поле давления на глубине защищаемого объекта, является полный импульс давления, а не само быстро меняющееся во времени давление в падающей волне.

Выводы. Предложено одно из приближений уравнений гидродинамики, позволяющее производить на простых моделях прогноз качественных закономерностей протекающих процессов в жидкости в условиях наличия в ней системы газовых полостей, аппроксимируемых цилиндрами. Предложена методика физического моделирования процессов взаимодействия подводной ударной волны с защищаемым объектом.

Ключевые слова: воздушные полости цилиндрической формы, математическая модель деформации ударной волны, инерционность системы «жидкость – газовые полости», масса модельных зарядов.

ВВЕДЕНИЕ

Газовые полости в воде существенно изменяют ее динамические свойства. Ударные волны отражаются от поверхностей газовых полостей в виде волн разряжения, что приводит к срезанию прямой ударной волны. Колебания газовых полостей, вызванные их взаимодействием с ударными волнами, приводят к пульсации давления в окружающей среде, затухающей во времени. Величина полного импульса давления в падающей волне слабо зависит от наличия в воде газовых полостей. Этот вывод непосредственно следует из закона сохранения количества движения, если считать, что после завершения переходных процессов в жидкой среде, длящихся в течение весьма малого промежутка времени, картина газовых включений в воде не успевает существенно измениться. Однако динамические свойства воды с газовыми полостями меняются таким образом, что это изменение приводит к резкому увеличению продолжительности действия импульса и

существенному снижению пика давления. При этом нагрузка на находящийся в зоне прохождения ударных волн объект становится более «мягкой».

АНАЛИЗ ПУБЛИКАЦИЙ

В работах [1-13] на основе разработанных аналитических моделей деформации ударной волны, проходящей через систему газовых пузырей сферической и цилиндрической формы, показаны возможности снижения пиковых значений подводной ударной волны. На практике наибольший интерес, с точки зрения защиты подводных объектов, представляют газовые пузыри цилиндрической формы.

Описанная в работе [1] модель динамики газовой полости цилиндрической формы представляет определенную сложность в процессе ее исследования, связанную с вычислением несобственных интегралов на каждом этапе численного интегрирования дифференциальных уравнений. Малая пригодность модели в

наибольшей степени проявляется при исследовании взаимодействий системы газовых полостей в виду своей громоздкости. Имея в виду последующие приложения теории вопроса, существует настоятельная необходимость в проведении упрощений уравнений модели гидродинамики, используя аналогию с известным точным решением динамики сферического газового пузыря и руководствуясь здравым смыслом.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Приведем основные уравнения нелинейной модели гидродинамики газовых полостей цилиндрической формы [14]:

$$\left. \begin{aligned} \bar{m}^* \left(\ddot{R} + \frac{3\dot{R}^2}{2R} \right) + \left(\frac{2v\dot{R}}{L} - \frac{\dot{R}^2}{R} \right) B &= \frac{\Delta p}{\rho}, \\ \frac{\Delta p^-}{\rho} &= (\ddot{R}R + \dot{R}^2)A + \left(\dot{R}v - \frac{\dot{R}^2 L}{R} \right) \frac{\partial A}{\partial l} - \frac{\dot{R}^2 r}{R} \frac{\partial A}{\partial \bar{r}} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial A}{\partial \bar{r}} \right)^2; \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$A = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{K_0(\omega \bar{r})}{K_1(\omega)} \cdot \frac{\text{Sin}(\omega l)}{\omega^2} d\omega, \quad B = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{K_0(\omega)}{K_1(\omega)} \cdot \frac{\text{Sin}(2\omega l)}{\omega^2} d\omega. \quad (2)$$

Прежде всего, как показали исследования, коэффициент присоединенных масс жидкости при колебании в ней деформируемой системы зависит от ее удлинения l и хорошо аппроксимируется зависимостью $\bar{m}^* = \sqrt{l}$. Ошибка такого приближения в расчете \bar{m}^* не превышает 2% в пределах $l \leq 7$. Причем, при $l = 1$ осуществляется полное совпадение \bar{m}^* и \sqrt{l} .

Рассмотрим далее известное выражение для гидродинамического давления, генерируемого колебанием газовой сферы (задача Ламба) [15-16]

$$\frac{\Delta p^-}{\rho} = (\ddot{R}R + 2\dot{R}^2) \frac{R}{r} - \frac{R^4}{2r^4} \dot{R}^2. \quad (3)$$

Сравнение первых членов уравнений (3) и (1) приводит к гипотезе

$$A = \frac{R}{r} \bar{m}^* = \frac{\bar{m}^*}{\bar{r}}. \quad (4)$$

Проведем ряд преобразований

$$A \approx \frac{l}{\bar{r}} = \frac{L}{R}; \quad \frac{\partial A}{\partial l} = \frac{1}{\bar{r}} = \frac{R}{r}; \quad \frac{\partial A}{\partial \bar{r}} = -\frac{l}{\bar{r}^2} = -\frac{LR}{r^2}.$$

Тогда, с учетом допущения $\bar{m}^* = \sqrt{l}$, получим

$$A = \frac{\sqrt{l}}{\bar{r}}; \quad \frac{\partial A}{\partial l} = \frac{1}{2\bar{r}\sqrt{l}}; \quad \frac{\partial A}{\partial \bar{r}} = -\frac{\sqrt{l}}{\bar{r}^2}. \quad (5)$$

Используя выведенные ранее уравнения для частных производных

$$\frac{\partial \bar{m}^*}{\partial t} = \frac{\partial \bar{m}^*}{\partial R} \left(v - \frac{\dot{R}L}{R} \right); \quad \frac{\partial \bar{m}^*}{\partial R} = -\frac{L}{R^2} \frac{\partial \bar{m}^*}{\partial l},$$

уравнение (3) перепишем в следующем виде

$$\ddot{R} + \frac{\dot{R}^2}{R} + \frac{\dot{R}v}{L} + \frac{1}{\bar{m}^*} \cdot \frac{\partial \bar{m}^*}{\partial l} \left(v\dot{R} - \frac{\dot{R}^2 L}{2R} \right) = \frac{\Delta p}{\rho R \bar{m}^*}. \quad (6)$$

С учетом принятого допущения $\partial \bar{m}^* / \partial l = 1 / (2\sqrt{l})$ окончательно будем иметь

$$\ddot{R} + \frac{3\dot{R}^2}{4R} + \frac{3\dot{R}v}{2L} = \frac{\Delta p}{\rho \sqrt{LR}}. \quad (7)$$

Далее переходим к второму уравнению (1). Запишем его с учетом выражений (5)

$$\frac{\Delta p^-}{\rho} = (\ddot{R}R + \dot{R}^2) \frac{\sqrt{l}}{\bar{r}} + \left(\dot{R}v - \frac{\dot{R}^2 L}{R} \right) \frac{1}{2\bar{r}\sqrt{l}} + \frac{\dot{R}^2 r}{R} + \frac{1}{2} \frac{l}{\bar{r}} \dot{R}^2. \quad (8)$$

После несложных преобразований, с учетом того, что $l = L/R$ и $\bar{r} = r/R$, получим

$$\frac{\Delta p^-}{\rho} = \frac{\sqrt{LR}}{r} \left(\ddot{R}R + \frac{3}{2} \dot{R}^2 + \frac{\dot{R}vR}{2L} \right) - \frac{LR^3}{2r^4} \dot{R}^2, \quad (9)$$

Либо

$$\frac{\Delta p^-}{\rho} = \frac{L}{r} \left(\ddot{R}R + \dot{R}^2 + \frac{\dot{R}vR}{2L} \right) - \frac{L^2 R^2}{2r^4} \dot{R}^2.$$

В ряде задач принципиально важно иметь не только распределение поля давления в жидкости (9) в результате движения границ деформируемой системы, но и параметры движения самой жидкости: скорости частиц на расстоянии r от оси цилиндра $v_r(t)$ и их ускорений $\dot{v}_r(t)$. В этом случае параметры движения жидкости оказывают существенное влияние на условия крепления газовых полостей. Выражения для $v_r(t)$ и $\dot{v}_r(t)$ легко получить из уравнения

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \bar{r}} = v = -\dot{R} \frac{\partial A}{\partial \bar{r}}; \quad v_r(t) = \dot{R} \frac{R^2}{r^2} \sqrt{\frac{L}{R}}; \quad (10)$$

$$\dot{v}_r(t) = v_r(t) \left(\frac{\ddot{R}}{\dot{R}} + \frac{3\dot{R}}{2R} + \frac{v}{2L} \right). \quad (11)$$

Законченное решение задачи гидродинамики цилиндрической полости в виде модели (7), (9)-(11) не представляет трудностей для численного интегрирования. При этом принципиально несложно построить решения с целью прогнозирования качественных закономерностей протекающих процессов в условиях взаимного влияния системы газовых полостей, имеющих место в ряде важных практических задач.

Определим нагрузки от взрыва в воде с газовыми полостями.

Взрыв ВВ с целью разрушения подводного объекта является источником ударной волны, параметры которой в чистой воде способны привести к значительному ущербу. Однако, как уже отмечалось, ударная волна, распространяясь в воде с газовыми включениями, претерпевает значительную деформацию. Предварительные эксперименты, проведенные по определению параметров ПУВ в воде с воздушными полостями, показали возможность управления пиками давления и, следовательно, создания условий для безопасности подводной конструкции.

С целью прогнозирования нагрузок на подводный объект в воде с газовыми включениями разработана математическая модель деформации ударной волны, проходящей через систему газовых полостей. При этом приняты следующие допущения.

1. Жидкость принимается несжимаемой. Это допущение обосновывается следующим обстоятельством. Нестационарное поле давления в жидкости в значительной мере формируется пульсацией газовых полостей, на параметры которого сжимаемость жидкости, как известно, оказывает несущественное влияние. Существенная податливость газовых пузырей позволяет заключить (исходя из общих положений гидроупругости), что процесс распространения волн давления в области с газовыми пузырями, вне непосредственной близости к заряду ВВ, практически не зависит от сжимаемости жидкости.

2. Процесс сжатия (расширения) газа в газовых полостях принят адиабатическим.

Предварительно рассмотрим прохождение ударной волны подводного взрыва через один газовый пузырь цилиндрической формы (рисунок 1). Математическая модель процесса представлена уравнениями (7) и (9). Эти зависимости можно использовать для оценки снижения давления нагрузки от подводного взрыва при прохождении ударной волны через газовый пузырь. Необходимо иметь в виду то обстоятельство, что оболочка газового пузыря изготавливается из легко обжимаемого материала, который существенно сопротивляется силам растяжения. Поэтому можно считать, то длина цилиндрического пузыря $L = Const$, что приводит к упрощению математической модели гидродинамики процесса. Под действием ударной волны, в которой давление изменяется по закону $p_b(t)$, движение поверхности пузыря подчиняется уравнению

$$\ddot{R} + \frac{3\dot{R}^2}{4R} = \frac{\Delta p}{\rho\sqrt{LR}} \quad (12)$$

Здесь избыточное давление в пузыре определяется следующим образом

$$\Delta p = p_g - p_0 - p_b \quad (13)$$

где p_g – давление газа внутри пузыря, p_0 – давление в окружающей среде на глубине центральной плоскости пузыря, p_b – давление в ударной волне в заданный момент времени в районе центральной плоскости пузыря.

Наконец, формула (9) примет вид

$$\frac{\Delta p^-}{\rho} = \frac{L}{r} (\ddot{R}R + \dot{R}^2) - \frac{L^2 R^2}{2r^4} \dot{R}^2 \quad (14)$$

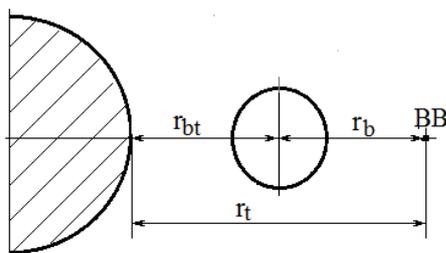


Рис. 1. Схема защиты объекта с одной воздушной цилиндрической полостью
Fig. 1. Protection diagram of an object with one air cylindrical cavity

Рассмотрим пример расчета полей давления представленной схемы на рисунке 1 для следующих значений параметров. Масса взрывчатого вещества $m_{bb} = 10$ кг. Размеры воздушного цилиндра $2L = 3$ м, $R_0 = 1$ м. Расположение точки взрыва, защищаемого тела и воздушного пузыря характеризуются следующими размерами $r_b = 3$ м, $r_t = 6$ м, $r_{bt} = 3$ м.

Результаты численного решения математической модели (12)-(14) представлены на графиках рисунка 2. Анализ полученных результатов показывает, что под влиянием воздушной полости цилиндрической формы давление во фронте ударной волны снижается примерно в 3,5 раза. При этом фронт волны несколько растягивается.

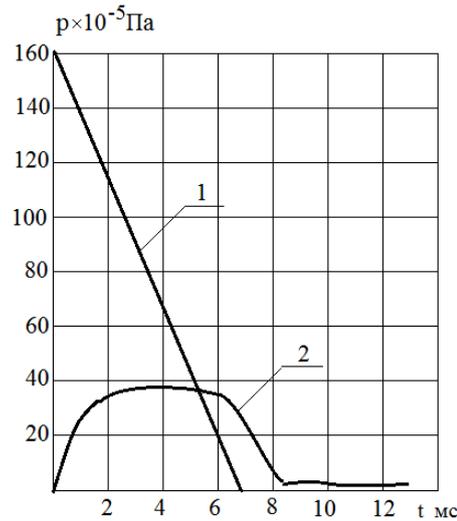


Рис. 2. Давление на защищаемом теле: 1 – в чистой воде; 2 – при наличии одного газового пузыря
Fig. 2. Pressure on the protected body: 1 – in clean water; 2 – in the presence of one gas bubble

Итак, чистая ударная волна подводного взрыва через газовую полость не проходит. Через газовую полость на объект проходит лишь доля импульса ударной волны J_c , которая определяется суммированием положительного импульса от взрыва ВВ

$$J^+ = \left(5880 \frac{m_{\text{ВВ}}^{0,63}}{r_{\text{га}}^{0,89}} \right) \quad (15)$$

и отрицательного импульса, возникающего за счет податливости газовой полости

$$J^- = \rho \frac{R_0^2}{r_{bt}} \dot{R}_0. \quad (16)$$

Таким образом,

$$J_c = J^+ + J^-. \quad (17)$$

Результаты расчетов (таблица 1) показали, что на величину суммарного импульса, проникающего к защищаемому объекту, наибольшее влияние оказывает радиус газового цилиндра. В расчетах длина цилиндра принималась постоянной ($L = 1,5$ м).

Таблица 1. Доля проникающего ударного импульса к защищаемому объекту
Table 1. Fraction of penetrating shock pulse to the protected object

R (м)	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2	1,3
W (м ³)	12,06	15,27	18,85	22,81	27,14	31,86
J^+ (Пас)	5090	5090	5090	5090	5090	5090
J^- (Пас)	-2520	-2830	-3140	-3460	-3770	-4090
J_c (Пас)	2580	2260	1950	1630	1320	1000
Δ (%)	50,7	44,4	38,3	32,0	25,9	19,6

Имея предварительные результаты исследований можно приступить к организации защиты объекта по конкретным параметрам самого объекта и предполагаемым мощностям диверсионных взрывов.

Рассмотрим систему защиты объекта, показанную на рисунке 3. В данном случае аналитическая модель расчета усложняется. Колебание каждой полости вычисляется по формуле (с учетом того, что принято $L = Const$)

$$\ddot{R}_i = \frac{1}{\rho \sqrt{LR_i}} \left(\Delta p_i - \sum_{j \neq i} \Delta p_{ji}^- \right) - \frac{3\dot{R}_i^2}{4R_i}. \quad (18)$$

Здесь

$$\Delta p_i = p_0 \left[\left(\frac{R_0}{R_i} \right)^{2k} - 1 \right] - p_{bi} \quad (19)$$

давление на границы газовой полости с учетом внутреннего давления в ней (при адиабатическом сжатии газа) и давления в ударной волне в области полости на данный момент времени. Давление p_{bi} принимается со знаком минус в связи с выбранным направлением движения границ полости при ее сжатии.

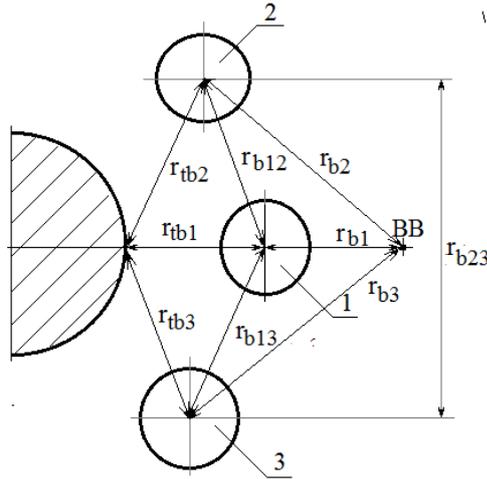


Рис. 3. Схема защиты объекта с тремя воздушными цилиндрическими полостями
Fig. 3. Protection diagram of an object with three cylindrical air cavities

Реакция колебания соседних полостей на исходную определяется в зависимости от движения их границ

$$\Delta p_{ji}^- = \frac{\rho L}{r_{ji}} (\ddot{R}_j R_j + \dot{R}_j^2) - \frac{\rho L^2 R_j^2}{2 r_{ji}^4} \dot{R}_j^2. \quad (20)$$

Второй член в формуле (20) в виду второго порядка малости по сравнению с первым можно не учитывать r_{ji} – расстояние между соответствующими полостями. Суммарное давление, приходящее на защищаемый объект определяется как сумма давлений от взрыва ВВ и давлений, которые генерируются окружающими полостями

$$p_t = p_0 + p_{bt} + \sum_i \Delta p_{ti}^-, \quad (21)$$

где

$$\Delta p_{ti}^- = \frac{\rho L}{r_{bti}} (\ddot{R}_i R_i + \dot{R}_i^2) - \frac{\rho L^2 R_i^2}{2 r_{bti}^4} \dot{R}_i^2, \quad (22)$$

r_{bti} – расстояние от объекта до соответствующей полости.

Предварительный анализ дает основание считать, что основным параметром, определяющим нестационарное поле давления на глубине защищаемого объекта, является полный импульс давления, а не само быстро меняющееся во времени давление в падающей волне. Это связано со значительной инерционностью системы «жидкость – газовые полости», при которой время достижения максимального давления в полостях значительно больше продолжительности действия самой волны давления. При использовании модели (20) – (23) в качестве начальных условий берутся не нулевые условия, а значение

$$\dot{R}_{0i} = -\frac{J_{bi}}{\rho R_{0i}}. \quad (23)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

Методика экспериментальных исследований защиты подводных объектов от взрывов ВВ

Эксперимент – важнейший инструмент подтверждения истинности теоретических исследований. Достоверность его зависит от методики моделирования, учитывающей наиболее важные стороны процесса. Ниже даются основные закономерности проведения модельного эксперимента объекта исследования. Как хорошо известно, при моделировании движения жидкости, вызванного взрывом, масштаб линейных размеров должен быть одинаков с масштабом времени ($M_l = M_t$). При этом параметры неустановившегося движения в модели и в натуре одинаковы, то есть $M_p = 1$. Если выбрать за основные физические величины с независимой размерностью: плотность воды ρ , линейный характерный размер l и давление p , то можно показать, что масштаб импульса давления равен линейному ($M_j = M_l$). Этот закон справедлив для сплошных сред. Однако он нарушается при насыщении слоя воды газом, который существенно изменяет ее динамические свойства. Ударные волны отражаются от газовых полостей в виде волн разряжения, что приводит к срезанию пиков давления ударных волн. Колебания газовых полостей, вызванные их взаимодействием с ударными волнами, приводят к вторичным пульсациям давления в окружающую среду, затухающих со временем.

Для подобия динамических свойств модельной среды натуре необходимо, чтобы масштаб периодов колебаний пузырей M_t равнялся бы линейному M_l . Это возможно, если масштаб гидростатического давления в любой точке по высоте столба жидкости с газовыми пузырями равнялся бы единице ($M_p = 1$). Это условие практически невозможно обеспечить одновременно во всем диапазоне глубин защищаемого объекта $M_l > 1$. Это может быть обеспечено лишь при одном значении глубины.

Таким образом, полностью смоделировать нестационарные колебания давления в жидкости с газовыми полостями оказывается невозможным. Однако с помощью эксперимента удастся спрогнозировать параметры первой положительной фазы волны давления, оказывающие основное влияние на поведение конструкции (максимальное давление в падающей волне, продолжительность действия первой положительной фазы и полный импульс ее давления).

Как отмечалось ранее, если продолжительность действия волны давления (включая ее пульсации) значительно меньше периодов колебания элементов конструкции, подверженных действию волны, то действие давления в основном представляет местный импульсивный удар по этим элементам, которые затем приходят в движение, определенное импульсом волны. Есть основание считать, что величина полного импульса давления в падающей волне слабо зависит от наличия газовых включений. Этот вывод непосредственно следует из закона сохранения количества движения, если считать, что после завершения переходных процессов в жидкой среде, длящихся в течение весьма малого промежутка времени, картина газовых включений в воде не успевает существенно измениться. Однако динамические свойства среды при включении в нее газовых полостей изменяются таким образом, что это изменение приводит к резкому увеличению продолжительности действия импульса и существенному снижению давления (нагрузка делается более «мягкой»). Можно утверждать, что невозможность обеспечить масштаб давления $M_p = 1$ во всем диапазоне глубин при наличии газовых включений практически не отразится на величине импульса давления в падающей волне. Если при этом в модели обеспечивается подобие в расположении, форме и размерах газовых полостей до взрыва заряда ВВ, то модельный эксперимент дает достаточную информацию о параметрах первой положительной фазы давления в падающей волне. А условие $M_p = 1$ можно обеспечить путем наддува, если эксперимент проводится в специальном бассейне.

Для определения правила расчета массы модельных зарядов используется формула [17-18]

$$J = 5880 \frac{m_{\text{ВВ}}^{0,63}}{r^{0,89}}. \quad (24)$$

Откуда

$$M_J = \frac{M_{\text{мв}}^{0,63}}{M_l^{0,89}}. \quad (25)$$

Приравнивая правые части уравнений (24) и (25), будем иметь

$$M_{\text{мв}} = M_l^{3,79}. \quad (26)$$

В рассматриваемой задаче должны соблюдаться геометрическое и динамическое подобия. Масштабы определяющих величин:

$$M_m = M_l^3; \quad M_t = \sqrt{M_l}; \quad M_{p0} = M_l; \\ M_{bb} = M_l^{3,79}. \quad (27)$$

Масштабы определяемых величин:

$$M_J = \sqrt{M_l^3}; \quad M_{pm} = M_l. \quad (28)$$

Если при эксперименте невозможно обеспечить условие $M_{p0} = M_l$, то нарушается одно из условий однозначности – обеспечение в сходственных точках среды единого масштаба гидростатического давления. Однако, и в этом случае имеется возможность смоделировать процессы взаимодействия ударной волны с защищаемым объектом, правильно выбрав в эксперименте величину импульса давления в падающей волне J_M и зафиксировав давление на уровне исследуемой точки объекта p_0 . Из условия проведения эксперимента известен его масштаб $M_{p0} = p_{0н}/p_{0м}$. В качестве основных физических величин с независимой размерностью выбраны ρ, l, p_0 . В этом случае безразмерные величины импульса давления и времени примут следующие значения:

$$\bar{J} = \frac{J}{l\sqrt{p_0\rho}}; \quad \bar{t} = \frac{t}{l} \sqrt{\frac{p_0}{\rho}}. \quad (29)$$

Следовательно

$$M_J = \sqrt{M_{p0}}M_l; \quad M_t = \frac{M_l}{\sqrt{M_{p0}}}. \quad (30)$$

Приравнивая правые части уравнений (25) и (30), получим выражение для масштаба модельной массы заряда

$$M_{\text{мв}} = M_l^3 M_{p0}^{0,79}. \quad (31)$$

Масштабные коэффициенты остальных величин имеют вид:

$$M_m = M_l^3; \quad M_t = \frac{M_l}{\sqrt{M_{p0}}}; \quad M_{pm} = M_{p0}. \quad (32)$$

Подводя итог изложенной методики моделирования нагружения объекта исследования необходимо сделать вывод: процесс взаимодействия ударных волн от взрыва зарядов ВВ с газовыми полостями можно моделировать, если правильно выбрать величину импульса давления в падающей волне.

ВЫВОДЫ

1. Газовые полости в воде оказывают существенное влияние на характеристики нестационарного поля давления в окрестности защищаемого объекта. Анализируя теоретические исследования видно, что внутри жидкой области с газовыми полостями происходит дисперсия волнового процесса. Начальный пик давления резко уменьшается. В районе защищаемого объекта он

уменьшается практически на два порядка по сравнению с максимальным давлением в исходной ударной волне. Давление в основном определяется пульсацией газовых полостей, сгенерированных взрывом ВВ. Время действия нагрузки при наличии газовых полостей резко возрастает.

2. Используя точное решение задачи гидродинамики, полученное в работе [16], предложено одно из приближений уравнений гидродинамики, позволяющее производить на простых моделях прогноз качественных закономерностей протекающих процессов в жидкости в условиях наличия в ней системы газовых полостей, аппроксимируемых цилиндрами.

3. Предложена методика физического моделирования процессов взаимодействия подводной ударной волны с защищаемым объектом. Используя выведенные законы моделирования (как при масштабе давлений равно единице, так и при несоблюдении этого масштаба) на физической модели имеется возможность предсказать протекание процессов гидродинамики исследуемого явления и подтвердить теоретические выводы, полученные в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коул Р. Подводные взрывы. – М.: Иностранная литература, 1950. – 495 с.
2. Коробейников В.П., Христофоров Б.Д. Подводный взрыв // Итоги науки и техники. Сер. Гидромеханика. 1976. – Т. 9. – С. 54–119.
3. Фортон В.Е. Мощные ударные волны и экстремальное состояние вещества // УФН. 2007. – Т. 177. – № 4. – С. 347–368.
4. Сидняев Н.И. Теоретические исследования гидродинамики при подводном взрыве точечного источника // Инженерный журнал: наука и инновации. 2013. – Вып. 2. – С. 1–21. <http://engjournal.ru/catalog/appmath/hidden/614.html>.
5. Igolkin Sergey I., Melker Alexander I. Structure of shock waves arising in underwater explosion // Materials Physics and Mechanics. 2014. – Vol. 20. – Pp. 142–147.
6. Сидняев Н.И., Шипилова О.А. Воздействие подводного взрыва на гидродинамику и характер распространения возмущений // Инженерный журнал: наука и инновации. 2017. – Вып. 11. – 9 с. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2017-11-1705>.
7. Шарфарец Б.П. О динамике ударных волн в жидкости. Обзор // Научное приборостроение. 2016. – Том 26. – № 4. – С. 43–54.
8. Федоров А.В., Федорова Н.Н., Фомин П.А., Вальгер С.А. Распространение взрывных процессов в неоднородных средах. – Новосибирск: Параллель, 2016. – 258 с.
9. Кобылкин И.Ф., Селиванов В.В., Соловьев В.С., Сысоев Н.Н. Ударные и детонационные волны. Методы исследования. – М.: Физматлит, 2004. – 376 с.
10. Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва. Эксперимент и модели. – Новосибирск: Изд-во СО

РАН, 2000. – 435 с.

11. Коробейников В.П., Христофоров Б.Д. Подводный взрыв // Итоги науки и техники. Сер. Гидромеханика. 1976. – Т. 9. – С. 54–119.
12. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. – М.: Мир, 1980. – 616 с.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
14. Крайнов В.П. Нелинейные задачи гидродинамики. – М.: МФТИ, 1996. – 92 с.
15. Ламб Г. Гидродинамика. – М.: ОГИЗ, 1947. – 929 с.
16. Яковлев Ю.С. Гидродинамика взрыва. – Ленинград: Судпромгиз, 1961. – 313 с.
17. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Часть 2. Учебник. – Под ред. И.А. Кибеля. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Физматгиз, 1963. – 728 с.
18. Замышляев Б.В., Яковлев Ю.С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. – Ленинград: Судостроение, 1967. – 194 с.

REFERENCES

1. Cole R. Underwater explosions. – Moscow: Foreign Literature Publ., 1950. – 495 p. (In Russ.)
2. Korobejnikov V.P., Hristoforov B.D. Underwater explosion // Itoginaukiitekhniki. Ser. Gidromekhanika. 1976. – Vol. 9. – Pp. 54–119. (In Russ.)
3. Fortov V.E. Powerful shock waves and extreme state of matter // UFN. 2007. – Vol. 177 (4). – Pp. 347–368. (In Russ.)
4. Sidnyaev N.I. Theoretical studies of hydrodynamics in the underwater explosion of a point source // Inzhenernyjzhurnal: nauka i innovacii. 2013. – Vol. 2. – Pp. 1–21. <http://engjournal.ru/catalog/appmath/hidden/614.html> (In Russ.)
5. Igolkin Sergey I., Melker Alexander I. Structure of shock waves arising in underwater explosion // Materials Physics and Mechanics. 2014. – Vol. 20. – Pp. 142–147.
6. Sidnyaev N.I., Shipilova O.A. Effect of underwater explosions on hydrodynamics and the nature of perturbation propagation // Inzhenernyjzhurnal: nauka i innovacii. 2017. – Vol. 11. – 9 p. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2017-11-1705> (In Russ.)
7. Sharfarets B.P. On the dynamics of shock waves in the liquid. Overview // Nauchnoepriborostroenie. 2016. – Vol. 26. – № 4. – Pp. 43–54. (In Russ.)
8. Fedorov A.V., Fedorova N.N., Fomin P.A., Val'ger S.A. Propagation of explosive processes in inhomogeneous media. – Novosibirsk: Parallel'Publ., 2016. – 258 p. (In Russ.)
9. Kobylkin I.F., Selivanov V.V., Solov'ev V.S., Sysoev N.N. Shock and detonation waves. Research methods. – М.: FizmatlitPubl., 2004. – 376 p. (In Russ.)
10. Kedrinskij V.K. Hydrodynamics of explosion. Experiment and models. – Novosibirsk: Izdatel'stvo SO

RAN Publ., 2000. – 435 p. (In Russ.)

11. Korobejnikov V.P., Hristoforov B.D. Underwater explosion // Itoginaukiitexhniki. Ser. Gidromekhanika. 1976. – Vol. 9. – Pp. 54–119. (In Russ.)

12. Rouch P. Computational hydrodynamics. – M.: Mir Publ., 1980. – 616 p. (In Russ.)

13. Landau L.D., Lifshic E.M. Theoretical physics. Vol. 6. Hydrodynamics. – M.: Nauka Publ., 1986. – 736 p. (In Russ.)

14. Krajnov V.P. Nonlinear problems of hydrodynamics. M.: MFTI Publ.; 1996. (In Russ.)

15. Lamb G. Hydromechanics. Moscow: OGIZ Publ.; 1947. (In Russ.)

16. YAKovlev YU.S. Hydrodynamics of explosion.]. Leningrad: Sudpromgiz Publ.; 1961. (In Russ.)

17. Kochin N.E., Kibel' I.A., Roze N.V. Theoretical hydromechanics. Part 2. Textbook. – Ed. I.A. Kibel'. – 4th ed., rev. and additional. – M.: Fizmatgiz, Publ., 1963. – 728 p. (In Russ.)

18. Zamyshlyaev B.V., YAKovlev YU.S. Dynamic loads during underwater explosion. – Leningrad: Sudostroenie Publ., 1967. – 194 p. (In Russ.)

APPROXIMATE EVALUATION OF PRESSURE FIELDS IN LIQUID WITH GAS CAVITIES

Chemodurov V.T., Litvinova E.V.

Institute «Agrotechnological academy» (Structural Subdivision) of the
«V.I. Vernadsky Crimean Federal University»,
Simferopol, Republic of Crimea, Russian Federation
Chens_mu1@mail.ru, EllaLit@mail.ru

Abstract. The issues of protection of underwater objects using cylindrical air cavities are studied. In a number of tasks, it is fundamentally important to have not only the distribution of the pressure field in the liquid because of the movement of the boundaries of the deformable system, but also the parameters of the movement of the liquid itself. In this case, the parameters of the liquid movement have a significant effect on the fastening conditions of the gas cavities. The shock wave, spreading in water with gas inclusions, undergoes significant deformation. Preliminary experiments conducted to determine the parameters of underwater shock wave in water with air cavities have shown the possibility of controlling pressure peaks and, therefore, creating conditions for the safety of the underwater structure. Analyzing theoretical studies, it can be seen, that a dispersion of the wave process occurs inside the liquid region with gas cavities. The initial pressure peak decreases dramatically. In the area of the protected object, it decreases by almost two orders of magnitude compared to the maximum pressure in the initial shock wave. The pressure is mainly determined by the pulsation of the gas cavities generated by the explosive air wave. The duration of the load in the presence of gas cavities increases sharply.

Subject. Determination of explosion loads in water with gas cavities. The organization of the protection of the object according to the specific parameters of the object itself and the estimated power of sabotage explosions.

Materials and methods. In order to predict the loads on an underwater object in water with gas inclusions, a mathematical model of deformation of a shock wave passing through a system of gas cavities has been developed.

Results. Under the influence of a cylindrical air cavity, the pressure in the shock wave front decreases by about 3.5 times. At the same time, the wave front stretches somewhat. The pure shock wave of an underwater explosion does not pass through the gas cavity. The main parameter determining the unsteady pressure field at the depth of the protected object is the total pressure pulse, and not the pressure itself rapidly changing over time in the incident wave.

Conclusions. One of the approximations of the equations of hydrodynamics is proposed, which makes it possible to predict the qualitative patterns of processes in a liquid using simple models in the presence of a system of gas cavities approximated by cylinders. A method of physical modeling of the processes of interaction of an underwater shock wave with a protected object is proposed.

Key words: cylindrical air cavities, mathematical model of shock wave deformation, inertia of the liquid-gas cavities system, mass of model charges.