

УДК 532.591

МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ НОМОГРАММ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ДАВЛЕНИЙ ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ В МЕЛКОМ ВОДОЕМЕ

В. В. Драгобецкий, А. А. Юрко, Ю. С. Саленко, Е. А. Наумова

Кременчугский национальный университет имени Михаила Остроградского
ул. Первомайская, 20, г. Кременчуг, 39600, Украина. E-mail: vldrag@kdu.edu.ua

В результате обработки экспериментальных данных по взрыву системы сферических зарядов в цилиндрической оболочке, имитирующей мелкий водоем или преграду, определены значения пиковых давлений по высоте образующей цилиндра. По значению пиковых давлений и времени спада получены асимптотические зависимости пиковых давлений взрыва. Представлена методика построения номограммы, состоящей из двух параллельных шкал по массе заряда и дистанции взрыва и криволинейной шкалы по пиковым давлениям. Номограмма построена с учетом неравномерности шкал по массе заряда и дистанции взрыва.

Ключевые слова: номограмма, преграда, взрыв, вода, водоем, поле давлений.

МЕТОДИКА ПОБУДОВИ НОМОГРАМ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ПОЛЯ ТИСКІВ ПРИ ПІДВОДНОМУ ВИБУХУ У ДРІБНИХ ВОДОЙМАХ

В. В. Драгобецкий, О. А. Юрко, Ю. С. Саленко, О. А. Наумова

Кременчуцький національний університет імені Михайла Остроградського
вул. Першотравнева, 20, м. Кременчук, 39600, Україна. E-mail: vldrag@kdu.edu.ua

У результаті обробки експериментальних даних щодо вибуху системи сферичних зарядів у циліндричній оболонці, яка імітує невеликий водойму або перешкоду, визначено значення пікових тисків по висоті твірної циліндра. За значенням пікових тисків і часу спаду отримані асимптотичні залежності пікових тисків вибуху. Приведена методика побудови номограми, що складається із двох паралельних шкал за масою заряду і дистанції вибуху і криволінійної шкали за піковими тисками. Номограма побудована з урахуванням нерівномірності шкал за масою заряду і дистанції вибуху.

Ключові слова: номограма, перешкода, вибух, вода, водойма, поле тисків.

АКТУАЛЬНОСТЬ РАБОТЫ. Для теории и практики чрезвычайно актуально решение задач нестационарного взаимодействия деформируемых тел с жидкостью. К ним сводятся расчет динамической прочности инженерных сооружений, тонко- и толстостенных конструкций, контактирующих с жидкостью (обшивка судов, трубопроводы, подводные сооружения, котлы электростанций и т.д.), а также теоретическое исследование формоизменения тел, обрабатываемых или обтекаемых жидкостью и поведение грунта дна водоема при проведении дноуглубительных работ. При нестационарных процессах в жидкости и деформируемом теле возникают сложные волновые процессы, часто сопровождающиеся проявлением физически и геометрически нелинейных свойств взаимодействующих сред. Картина взаимодействия неоднородна, поверхность контакта сред деформируется, в результате чего возникают трудности при формулировке на ней условий сопряжения. Сложность учета указанных нелинейных факторов приводит к тому, что задачи взаимодействия до последнего времени решались на основе следующих упрощающих предположений:

- 1) жидкость идеальная, движение ее безвихревое; справедливо акустическое приближение;
- 2) кавитация в жидкости отсутствует;
- 3) материал препятствия следует закону Гука;

4) краевые условия на поверхности контакта сред можно записывать, не учитывая ее деформации или смещения. Из всех возможных нелинейностей в ряде случаев учитывалась геометрическая нелинейность препятствия. В такой постановке решены многие важные для практики задачи взаимодействия подводной волны с препятствиями [1–4]. Однако полученные при этом результаты справедливы в

ограниченной области изменения нагрузки, геометрии и материала деформируемого тела, препятствия, объекта.

В целом в исследованиях, посвященных изучению процессов, происходящих в воде при взрыве, рассматриваются узкоспециализированные вопросы. Во многих случаях решение таких задач сопровождается сложными математическими выкладками. Это затрудняет использование результатов для решения конкретных практических задач.

Цель работы – разработка методики построения номограмм для определения поля давлений при подводном взрыве в мелком водоеме.

МАТЕРИАЛ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ. На практике для проведения расчетов наиболее предпочтительно представление функциональных зависимостей графически. В данном случае при проведении расчетов силовой нагрузки, необходимо знать характер ее распределения по поверхности и объему изучаемого объекта. Поле давлений определяется из экспериментов в дискретных точках. В случаях, когда эти точки не совпадают с шагом разбиения численной модели, возникает необходимость применения непрерывных аппроксимирующих зависимостей, как по пространственной координате, так и по массе заряда взрывчатого вещества (в случае использования зарядов, отличных от применявшихся в экспериментах).

Получив поле давлений (для зарядов 3, 5, 7,5 и 10 г) по высоте преграды с помощью измерительного комплекса (рис. 1), были получены ряд кривых, представленных на рис. 2.

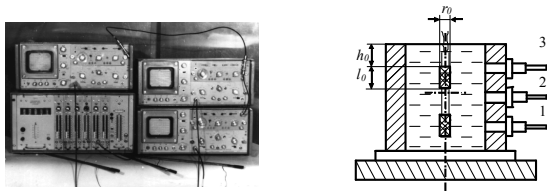


Рисунок 1 – Измерительный комплекс (а) и схема эксперимента (б): 1 – датчик "612"; 2 – датчик "621"; 3 – датчик "611"

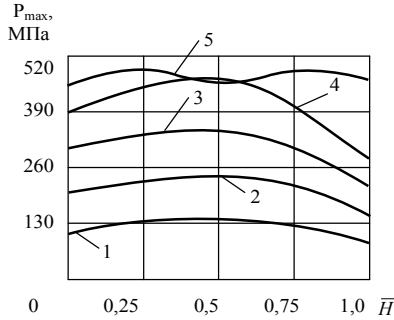


Рисунок 2 – Распределение давления P_{max} по образующей: 1 – заряд 3 г; 2 – заряд 5 г; 3 – заряд 7,5 г; 4 – заряд 10 г; 5 – два заряда по 10 г

Аппроксимируя эти кривые, получим для зарядов различной массы зависимости:

$$\begin{aligned} 1 - 3 \text{ г: } P_m &= -8\bar{H}^2 + 5\bar{H} + 10,8; \\ 2 - 5 \text{ г: } P_m &= -28,6\bar{H}^2 + 23,7\bar{H} + 20; \\ 3 - 7,5 \text{ г: } P_m &= -37\bar{H}^2 + 28,7\bar{H} + 29,9; \\ 4 - 10 \text{ г: } P_m &= -53,4\bar{H}^2 + 42,1\bar{H} + 39. \end{aligned} \quad (1)$$

т.е. в общем виде:

$$P_m = A \cdot \bar{H}^2 + B \cdot \bar{H} + C.$$

Соответственно коэффициенты аппроксимации A , B , C в зависимости от величины заряда можно представить в виде прямых. Аппроксимируя, получим:

$$\begin{aligned} \text{для } A &= -6,096G + 7; \\ \text{для } B &= 4,85G - 6,04; \\ \text{для } C &= 4G. \end{aligned}$$

Тогда для P_m имеем:

$$P_m = (-6,09G + 7) \bar{H}^2 + (4,85G - 6,04) \bar{H} + 4G. \quad (2)$$

После преобразований получим:

$$G(-6,09\bar{H}^2 + 4,85\bar{H} + 4) \bar{H} (7\bar{H} - 6,04) - P_m = 0. \quad (3)$$

Данная зависимость представляется как зависимость функций:

$$f_1 f_3 + f_2 g_3 + h_3 = 0,$$

$$\text{где } f_1 = G; f_3 = -6,09\bar{H}^2 + 4,85\bar{H} + 4; f_2 = \bar{H}; g_3 = 7\bar{H} - 6,04; h_3 = -P_m.$$

Пределы изменения $P_m = (5-50)$ МПа; $\bar{H} = 0-1$; $G = (0-10)$ г.

Тогда уравнения элементов номограмм будут следующие:

$$\begin{aligned} \text{шкала } \beta_1: \quad X &= 0, \quad Y = m(f_1 - a) = 20G; \\ \text{шкала } \beta_2: \quad X &= 150, Y = n(f_2 - b) = 200H; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{шкала } \beta_3: \quad X &= \frac{mHg_3}{nf_3 + mg_3} = \frac{150(7\bar{H} - 6,04)}{-60,9\bar{H}^2 + 55\bar{H} + 33,96}, \\ Y &= \frac{-mn(af_3 + bg_3 + h_3)}{nf_3 + mg_3} = \frac{200P_m}{nf_3 + mg_3}, \quad (4) \end{aligned}$$

принимая, что $a = 0, b = 0, H = 150$.

Составим программу, которая запишется как П1 – \bar{H} ; П6 – P_m ; после $F_{пр}$.

Таблица 1 – Данные программы

ИП1	Fx^2	60,9	I - I	X	П2	ИП1	55,5
X	ИП2	+	33,96	+	П3	ИП1	7
X	6,04	-	150	X	ИП3	-	П4
ИП6	200	X	ИП3	+	П5	СП	

Значения X и Y для шкалы β_3 находятся в ячейках памяти 4 и 5 соответственно. Полученная номограмма представлена на рис. 3.

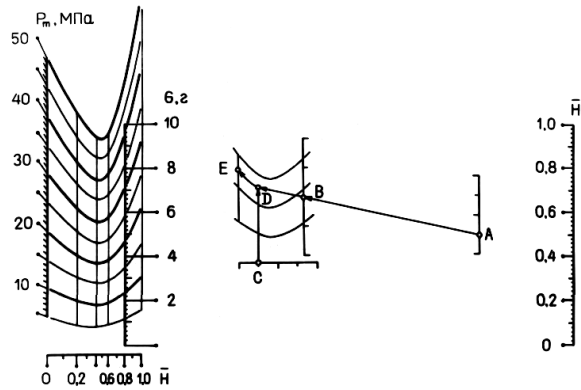


Рисунок 3 – Номограмма для определения P_{max}

Номограмма состоит из двух параллельных шкал: шкала G и шкала \bar{H} и криволинейных шкал P_m . На двух шкалах \bar{H} и G находим точки, соответствующие значениям \bar{H} и G (точки A и B). Проводим прямую линию через точки A и B . Из точки пересечения (точка D) этой прямой и перпендикуляра из дополнительной шкалы \bar{H} , соответствующей значению \bar{H} , проводим кривую, эквидистантно кривой давления, на шкалу P_m (точка E).

Поскольку импульс давления, воздействующий на заготовку, характеризуется не только максимальной амплитудой, но и изменением давления во времени, то по аналогии с зависимостями, применявшимися для штамповки в безграничной жидкости, используем формулу:

$$P = P_m \cdot e^{-\frac{t}{\theta}},$$

где P_m – максимальная амплитуда давления; θ – характеристическое время затухания в исследуемых техпроцессах ($\theta = \frac{J}{P_m}$).

Получив значения θ от \bar{H} и аппроксимируя

кривые в виде кривых второго порядка, получим:

$$\begin{aligned} 1. \theta &= -40\bar{H}^2 + 35\bar{H} + 25; \\ 2. \theta &= -52,6\bar{H}^2 + 46,3\bar{H} + 20,6; \\ 3. \theta &= -59,6\bar{H}^2 + 54\bar{H} + 17,9; \\ 4. \theta &= -61,6\bar{H}^2 + 57,2\bar{H} + 15,3. \end{aligned} \quad (5)$$

Выражения (1)–(4) справедливы соответственно для зарядов 3, 5, 7,5 и 10 г – коэффициенты при \bar{H}^2 , при \bar{H} и свободные числа для каждого заряда после аппроксимации, имеют вид кривой второго порядка.

Если $\theta = A \cdot \bar{H}^2 + B \cdot \bar{H} + C$, то:

$$\begin{aligned} A &= +0,5G^2 - 10,3G - 13,3; \\ B &= -0,45G^2 + 9G + 12,2; \\ C &= +0,11G^2 - 2,8G + 32,2. \end{aligned}$$

Подставим значение коэффициентов в выражение, получим: после преобразований:

$$\begin{aligned} \theta &= (A_1 \cdot G^2 + A_2 \cdot G + A_3) \bar{H}^2 + \\ &+ (B_1 \cdot G^2 + B_2 \cdot G + B_3) \bar{H} + \\ &+ (C_1 \cdot G^2 + C_2 \cdot G + C_3) \end{aligned} \quad (6)$$

$$G(0,5G \cdot \bar{H}^2 - 10,3\bar{H}^2 - 0,45G \cdot \bar{H}^2 + 9\bar{H} + 0,11G - 2,8) + (-13,3\bar{H}^2 + 12,2\bar{H}^2 + 32,2) = 0 \quad (7)$$

Представим данную функцию в виде:

$$f_1 \cdot f_3 + f_2 g_3 + h_3 = 0.$$

При определении элементов номограммы для шкалы β_3 значения координат X и Y одновременно зависят от трех параметров. Построение таких номограмм связано с большим объемом вычислений при определении массива значений координат (X и Y) шкалы β_3 . Поэтому, проводя линейную аппроксимацию для коэффициентов квадратичной зависимости коэффициента θ от высоты \bar{H} , получим:

$$\begin{aligned} A &= -3G - 33; \\ B &= -3G + 30; \\ C &= -1,5G + 29. \end{aligned}$$

Подставив эти значения в зависимость (5), получим:

$$\begin{aligned} G(-3\bar{H}^2 + 3\bar{H} - 1,5) + \\ + \bar{H}(-33\bar{H} + 30 + 2\frac{29}{\bar{H}}) - \theta = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

принимая $a = \epsilon = 0$; $m = 20$; $n = 200$; расстояние между шкалами $H = 150$.

Элементы номограммы будут следующие:

шкала β_1 : $X = 0, Y = 20H$,

шкала β_2 : $X = 150, Y = 200H$,

$$\text{шкала } \beta_3: X = \frac{150(-33\bar{H} + 30 + \frac{29}{\bar{H}})}{-30\bar{H}^2 - 3\bar{H} + 15 + \frac{29}{\bar{H}}}, \quad (9)$$

$$Y = \frac{200 \cdot \theta}{-30\bar{H}^2 - 3\bar{H} + 15 + \frac{29}{\bar{H}}}.$$

Построенная номограмма представлена на рис. 4.

Точка пересечения линии, соединяющей отметки на шкалах G и \bar{H} , соответствующие истинным значениям и вертикали проведенной из дополнительной шкалы H от отметки соответствующей истинному значению, является значением θ , если из нее провести кривую вдоль кривых θ .

Степенная аппроксимация значений θ в общем случае имеет вид:

$$\theta = (A_0 \cdot G^{A_1} + A_2) \bar{H}^{B_0 G^{B_1} + B_2} + (C_0 \cdot G^{C_1} + C_2). \quad (10)$$

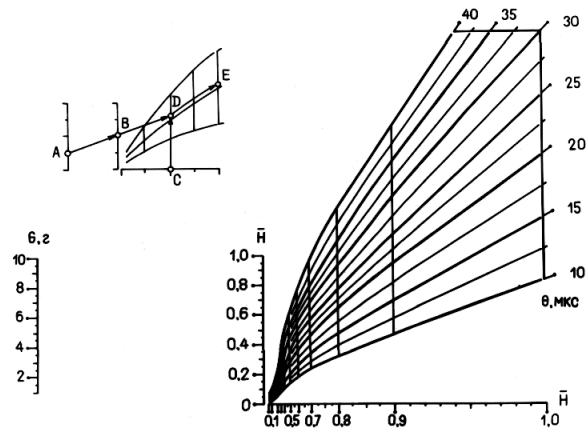


Рисунок 4 – Номограмма для определения θ

Построение номограмм для данных функций весьма затруднительно, потому, что переменная величина G находится и в степени, и как множитель, и входит в состав свободного числа. Поэтому аппроксимацию кривых приводим к виду:

$$\theta = A \cdot \bar{H}^B = A_1 \cdot G^{A_2} \cdot \bar{H}^{B_1 G^{B_2}}. \quad (11)$$

причем участки аппроксимации разбивались на два $\bar{H} = 0 - 0,5$; $\bar{H} = 0,5 - 1,0$.

Известно, что при $y = \epsilon_0 \cdot x^{\epsilon_1}$:

$$\epsilon_1 = \frac{\sum_{i=1}^N \ln x_i \sum_{i=1}^N \ln y_i - N \sum_{i=1}^N \ln x_i \ln y_i}{\left(\sum_{i=1}^N \ln x_i\right)^2 - N \sum_{i=1}^N (\ln x_i)^2}, \quad (12)$$

$$\epsilon_0 = \exp \left[\frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^N \ln y_i - \epsilon_1 \sum_{i=1}^N \ln x_i \right) \right],$$

где N – количество точек; x_i, y_i – значения аргументов и функции.

$$\begin{aligned} \text{Для } \bar{H} = 0 - 0,5: \quad & 1. \theta = 37,6 \bar{H}^{0,047}; \\ & 2. \theta = 26,0 \bar{H}^{0,073}; \\ & 3. \theta = 26,0 \bar{H}^{0,1}; \\ & 4. \theta = 26,3 \bar{H} \bar{H}^{0,154}. \end{aligned}$$

Для $\bar{H} = 0,5 - 1,0$:

1. $\theta = 20,7 \bar{H}^{-0,912}$;
2. $\theta = 37,6 \bar{H}^{-0,906}$;
3. $\theta = 11,9 \bar{H}^{-1,115}$;
4. $\theta = 10,4 \bar{H}^{-1,3}$.

Вирази (1)–(4) применимы соответственно для $G = 3, 5, 7,5$ и 10 г.

Аппроксимируя в виде степенной функции зависимости обоих коэффициентов, получим:

– для $\bar{H} = 0 - 0,5$: $A_1 \cdot G^{A_2} = 0,47G^{-0,28}$;

$$A_1 \cdot G^{A_2} = 0,016G^{0,95}$$

– для $\bar{H} = 0,5 - 1,0$: $A_1 \cdot G^{A_2} = 0,368G^{-0,56}$;

$$B_1 \cdot G^{B_2} = -0,617G^{0,3}$$

Тогда, для $\bar{H} = 0 - 0,5$:

$$A_1 \cdot G^{A_2} \cdot \bar{H}^{B_1/G B_2} = (0,47G^{-0,28}) \bar{H}^{0,016} \cdot G^{0,95}$$

для $\bar{H} = 0,5 - 1,0$:

$$A_1 \cdot G^{A_2} \cdot \bar{H}^{B_1/G B_2} = (0,368G^{-0,56}) \bar{H}^{-0,616} \cdot G^{0,3}$$

Приступая к составлению номограммы, следует учитывать, что шкалы G и H в этом случае будут неравномерными и строятся соответственно для $\bar{H} = 0 - 0,5$ и для $\bar{H} = 0,5 - 1,0$, что представляет некоторую сложность.

Для оценки достоверности полученных результатов экспериментальные данные и аппроксимирующие зависимости в данной работе были сопоставлены с известными эмпирическими формулами, устанавливающими зависимость давления от дистанции взрыва [5].

Для линейного заряда большой длины в воде максимальное давление P_m на фронте ударной волны определится одной из следующих эмпирических формул:

$$P_m = \frac{1,08}{(r_o)^{1,08}} \cdot 10^4, (0,0773 \cdot 10^{-4} \leq r \leq 1,082 \cdot 10^{-4}); \quad (13)$$

$$P_m = \frac{3,38}{(r_o)^{0,71}} \cdot 10^5, (1,082 \cdot 10^{-4} \leq r \leq 15,45 \cdot 10^{-4}), \quad (14)$$

где $r_o = \frac{r}{\sqrt{q}}$ – приведенная дистанция взрыва;

r – дистанция взрыва, м; q – энергия взрыва на единицу длины, Дж/м.

Изменение давления во времени описывается следующей зависимостью:

$$P = P_m \cdot e^{-\frac{\Delta T}{\theta}}, \quad (15)$$

где ΔT – время после прихода ударной волны в данную точку жидкости; θ – характеристическое время, определяющее интенсивность падения давления в данной точке с течением времени.

θ определяется как

$$\theta = 1,35 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{q} (r_o)^{0,43}. \quad (16)$$

При взрыве плоского заряда

$$P_m = 3,97 \cdot 10^7 \left(\frac{S}{r} \right)^{0,36}; \quad (17)$$

$$\theta = 75,3 \cdot 10^{-6} \left(\frac{r}{S} \right)^{0,72}, \quad (18)$$

где S – поверхностный вес заряда, Н/м².

Если при уплотнении многослойной оболочки используется центральный линейный заряд конечной длины, то в расчетах надо учесть, что максимальная амплитуда давления на фронте ударной волны в точках, равноудаленных от концов линейного заряда значительно выше, чем на его оси.

Давление P_m в точках, расположенных на оси линейного заряда, наилучшим образом описывается формулой

$$P_m = 0,1241 \cdot 10^7 \left(\frac{q}{q_0} \right)^{0,572} \cdot r^{-1,144}, \quad (19)$$

где $q_0 = 59200$ Дж/м – энергия взрыва линейного заряда с погонной массой ТЭНа $12 \cdot 10^{-3}$ кг/м (заряда из детонирующего шнура).

Давление P_m в точках, равноудаленных от концов линейного заряда,

$$P_m = 0,1166 \cdot 10^8 \left(\frac{q}{q_0} \right)^{0,4} \cdot r^{-0,805}. \quad (20)$$

Давления P_m , рассчитанные по этой формуле, практически совпадают с результатами расчетов по формуле (17).

Изменение давления в зависимости от расположения точки по фронту ударной волны аппроксимируется зависимостью (для заряда из ДШ длиной 0,2 м и расстояния от свободного конца заряда до ближайшей точки ударного фронта $r = 0,237$ м) зависимостью

$$P_m = (31,14 + 89,89\lambda + 380,69\lambda^2) \cdot 10^5, \quad (21)$$

где λ – длина дуги по фронту ударной волны от заданной точки фронта у свободного конца заряда, отнесенная к длине дуги от оси заряда до точки фронта, равноудаленной от обоих концов.

Как показали экспериментальные исследования, характер изменения пиковых давлений по фронту ударной волны не меняется с изменением величины заряда (при отношении длины заряда к радиусу заряда не более 500), а влиянием общей длины линейного заряда на давление в точках, расположенных на его оси, в инженерных расчетах можно пренебречь.

Исходя из вышесказанного, поле пиковых давлений ударной волны можно описать с достаточной точностью выражением:

$$P_m = 0,1241 \cdot 10^7 \left(\frac{q}{q_0} \right)^{0,572} \cdot r^{-1,144} + \left[0,1166 \cdot 10^8 \cdot \left(\frac{q}{q_0} \right)^{0,4} \cdot r^{-0,805} - 0,1241 \cdot 10^7 \left(\frac{q}{q_0} \right)^{0,572} \cdot r^{-1,144} \right] \cdot \lambda. \quad (22)$$

Помимо знания амплитуды волн давления необходимо знать и форму кривой «давление–время».

Внешнюю нагрузку, движущуюся с постоянной скоростью вдоль образующей, можно представить в виде

$$P = P_m \cdot e^{-\frac{\Delta T}{\theta}} \cdot H(ct - z), \quad (23)$$

где H – функция Хевисайда; c – скорость погружения; t – текущее время; z – криволинейная координата, отсчитываемая от передней кромки оболочки, $z = -x + l$, здесь l – длина образующей оболочки от передней кромки до ее купольной части.

Так как криволинейная координата z отсчитывается от передней кромки оболочки, то давление распределяется в каждый данный момент на участок оболочки.

Границы погрешности зависимостей (13)–(22), пересчитанные для системы сферических зарядов и рассчитанные по дисперсии адекватности, составляют 26–35 % при уровне значимости 0,05 %. Расчет по асимптотическим зависимостям и номограммам дает значительно меньшую погрешность в пределах 12–18 %.

ВЫВОДЫ. Для зарядов различной массы получены аппроксимирующие зависимости, как по пространственной координате, так и по массе (относительной массе) заряда взрывчатого вещества с уче-

том характеристического времени затухания фронта ударной волны.

ЛИТЕРАТУРА

- Berger, B.S. (1976), "The dynamic response of an elastic shell of revolution submerged in an acoustical medium", *Trans. ASME*, E43, no. 3, pp. 514–515.
- Collins, R., Chen, M.H. (1973), "Loading of a submerged structure due to underwater explosions", *Isr. J. Technol.*, no. 5, pp. 329–340.
- Galiev, Sh.U. (1980). Dynamics of the interaction of structural elements with pressure waves in liquid. S. I.: Dep. Navy, Off. Naval Res., USA.
- Meyers M.A. (1994). *Dynamic Behavior of Materials*. USA. California: John Willey & Sons.
- Нарыжный А.Г. Факторы и этапы, определяющие точность импульсной штамповки осесимметричных деталей // Научно-технический журнал «Авиационно-космическая техника и технология». – 2007. – № 11(47). – С. 125–131.

METHOD FOR NOMOGRAPH CONSTRUCTING FOR DETERMINATION THE PRESSURE FIELD AT UNDERWATER EXPLOSION IN SHALLOW WATER RESERVOIR

V. Dragobetsryi, A. Yurko, Yu. Salenko, E. Naumova

Kremenchuk Mykhailo Ostrohradskyi National University

vul. Pershotravneva, 20, Kremenchuk, 39600, Ukraine. E-mail: vldrag@kdu.edu.ua

As a result of the experimental data on the explosion of a number of spherical charges in a cylindrical shell that simulates a shallow pond or a barrier, we obtain the values of peak pressure along on the cylinder height. By the values of peak pressure and decay time the asymptotic dependence of the peak pressure of the explosion are calculated. The technique of constructing a nomograph consisting of two parallel scales by the weight of the charge and distance of the explosion and the curved scale by the pressure peaks is presented. The nomograph is constructed taking into account the uneven scales of the charge weight and distance of the explosion.

Key words: nomograph, obstacle, explosion, water, pond, pressure field.

REFERENCES

- Berger, B.S. (1976), "The dynamic response of an elastic shell of revolution submerged in an acoustical medium", *Trans. ASME*, E43, no. 3, pp. 514–515.
- Collins, R., Chen, M.H. (1973), "Loading of a submerged structure due to underwater explosions", *Isr. J. Technol.*, no. 5, pp. 329–340.
- Galiev, Sh.U. (1980), "Dynamics of the interaction of structural elements with pressure waves in liquid", S.

I.: Dep. Navy, Off. Naval Res., USA.

- Meyers, M.A. (1994), *Dynamic Behavior of Materials*, John Willey & Sons, California, USA.
- Narigniy, A. (2007), "Factors and stages determining the accuracy of impulsive forming of rotationally symmetric details", *Aerospace technique and technology*, no. 11 (47), pp. 125–131.

Стаття надійшла 15.02.2015.