

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА В ВОЗДУШНОЙ ПОЛОСТИ

П. З. Луговой, В. П. Мукоид

Институт механики им. С. П. Тимошенко НАН Украины, 252057 Киев

Предложен эффективный численный алгоритм на основе метода С. К. Годунова, позволяющий качественно и количественно рассчитывать гидродинамические течения, возникающие в результате детонации зарядов взрывчатых веществ в воздушной полости. Расчеты проведены по разностной схеме с использованием подвижных разностных сеток, причем в качестве подвижных границ используются контактные поверхности: продукты детонации — воздух, воздух — вода и фронт ударной волны. Достоверность расчетов подтверждается экспериментальными данными.

Введение. Экспериментальное и теоретическое изучение закономерностей распространения в воздухе и воде ударных волн, вызванных детонацией зарядов конденсированных взрывчатых веществ (ВВ), проводилось многими авторами. Результаты экспериментальных исследований изложены в многочисленных публикациях, прежде всего в работах [1–3]. По мере развития вычислительной техники и численных методов наблюдается тенденция к преобладанию работ по теоретическому анализу взрывных явлений [4–6]. Как правило, расчеты проводились методами, допускающими сквозной счет с введением в разностные уравнения искусственной вязкости. При этом фронт ударной волны размывается на несколько счетных интервалов, а пиковые значения гидродинамических параметров фронта существенно занижаются. Применение уравнений движения в форме Лагранжа приводит к сильной деформации расчетной сетки и увеличению времени расчета. Использование уравнений в переменных Эйлера требует решения проблемы определения местоположения контактной границы. Предложенные для этой цели в работах [7, 8] алгоритмы являются весьма громоздкими и приближенными.

Результаты экспериментов и анализ характера затухания гидроударных волн при взрыве зарядов ВВ, помещенных в центр сферических полостей с воздухом, изложены в [9]. Наличие дополнительных контактных границ усложняет волновую картину процесса и не везде позволяет измерить исследуемые параметры. В настоящей работе предложен эффективный численный алгоритм, основанный на методе распада разрывов С. К. Годунова [10] и позволяющий детально моделировать подводный взрыв в воздушной полости. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными и подтверждают правильность и эффективность используемой методики.

1. Постановка задачи. Предположим, что в безграничном пространстве, заполненном водой с давлением $p = p_1$ и плотностью $\rho = \rho_1$, находится сферическая полость с воздухом радиуса $r = R$ с давлением $p = p_1$ и плотностью $\rho = \rho_1^*$. В центре последней расположена оболочка радиуса $r = r_0$, в которой содержатся продукты детонации (ПД), представляющие собой сильно нагретый сжатый газ. В момент времени $t = 0$ оболочка исчезает. Необходимо рассчитать движения ПД, воздуха и воды.

Нестационарное динамическое поведение продуктов детонации и внешней среды опи-

шем системой уравнений газовой динамики в переменных Эйлера [10]

$$\frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial r} = \frac{2}{r}(\mathbf{f} - \mathbf{b}); \quad (1.1)$$

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho(e + u^2/2) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{b} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho u(e + u^2/2) + pu \end{pmatrix}, \quad \mathbf{f} = \begin{pmatrix} 0 \\ p \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.2)$$

Здесь e — внутренняя энергия единицы массы газа (жидкости); u — скорость в направлении оси r .

К уравнениям (1.1), (1.2) добавляются уравнения состояния:

а) воздуха и продуктов детонации $e = p/(\kappa - 1)\rho$, причем показатель адиабаты воздуха $\kappa = 1,4$, для продуктов детонации $\kappa = \kappa(\rho)$, формулы для показателя κ ВВ типа тротила приведены в работе [4];

б) воды $e = (p + \kappa p_0)/(\kappa - 1)\rho + c_0^2/(\kappa - 1)$, причем

$$\kappa = 7,15, \quad p_0 = 3045 \cdot 10^5 \text{ Па}, \quad \text{если } p \leq 3 \cdot 10^9 \text{ Па};$$

$$\kappa = 6,29, \quad p_0 = 4250 \cdot 10^5 \text{ Па}, \quad \text{если } p > 3 \cdot 10^9 \text{ Па};$$

$c_0 = \sqrt{(\kappa p_0)/\rho_0}$ — скорость звука в воде при естественных условиях.

Использована модель реальной волновой детонации. Начальное распределение термодинамических параметров газа в области, занятой продуктами взрыва, соответствующее моменту выхода детонационной волны на поверхность заряда, для сферического случая и ВВ типа тротила задается аппроксимирующими выражениями [4].

Начальное распределение параметров внешней среды (воздуха и воды) задается с учетом гидростатического давления жидкости при известной глубине расположения заряда.

2. Метод численного решения. Принимаем традиционные для метода распада разрывов С. К. Годунова обозначения [10]. Разностную схему, аппроксимирующую систему дифференциальных уравнений (1.1), (1.2), для случая подвижной разностной сетки можно записать в виде

$$\mathbf{a}^{j-1/2} \Delta r^{j-1/2} = \mathbf{a}_{j-1/2} \Delta r_{j-1/2} - \tau \left[(\mathbf{B}_j - \mathbf{B}_{j-1}) + \frac{2(\Delta r^{j-1/2} + \Delta r_{j-1/2})}{r^{j-1/2} + r_{j-1/2}} (\mathbf{f} - \mathbf{b})_{j-1/2} \right] \\ (j = 0, 1, \dots, J),$$

где

$$\mathbf{B}_j = \begin{pmatrix} R(U - W) \\ RU(U - W) + P \\ R(U - W)(E + U^2/2) + PU \end{pmatrix}_j, \quad \Delta r^{j-1/2} = r^j - r^{j-1},$$

$$\Delta r_{j-1/2} = r_j - r_{j-1}, \quad r^{j-1/2} = 0,5(r^j + r^{j-1}), \quad r_{j-1/2} = 0,5(r_j + r_{j-1}),$$

причем нижние индексы соответствуют моменту времени $t = t_0$, верхние — $t = t_0 + \tau$; P , R , U , E — значения параметров гидродинамического потока p , ρ , u , e в узлах разностной сетки, вычисленные в результате решения задачи о распаде разрыва [10]; W — скорость движения узла.

Допустимая величина шага интегрирования по времени τ определяется по формуле

$$\tau = \nu \min_j \frac{\Delta r_{j-1/2}}{\max(D_{j-1}^2 - W_j; -D_j^2 + W_{j-1})},$$

в которой D_{i-1}^2 и D_j^1 — скорости правой и левой волн при распаде разрыва в узле разностной сетки; ν — коэффициент запаса, $0 < \nu \leq 1$.

Универсальный алгоритм программы для ЭВМ построен на следующих положениях:

а) задача решается в подвижных сетках; в качестве подвижных границ выбраны контактные поверхности ПД — воздух, воздух — вода и фронт ударной волны; промежуточные узлы разностной сетки движутся по тому или иному закону в зависимости от режима течения и вида среды;

б) в момент выхода детонационной (ударной) волны на контактную поверхность во внешней среде берется одна счетная ячейка; крайний правый узел сетки при этом идентифицируется с фронтом ударной волны; по мере повышения давления в ячейке ударная волна удаляется от контактной границы, что приводит к увеличению размера ячейки; в этом случае предусмотрено введение промежуточных узлов сетки (деление ячейки, размер которой становится больше наперед заданной величины);

в) при $R = r_0$ рассчитывается чисто подводный взрыв, а при $R = \infty$ — взрыв заряда ВВ в воздухе.

Таким образом, всюду, за исключением узких зон вблизи контактных поверхностей, расчет ведется с выделением фронта ударной волны. Это обеспечивает более достоверный расчет задачи по сравнению с методами сквозного счета с введением искусственной вязкости.

3. Анализ результатов расчетов. Масса зарядов ВВ варьировалась в пределах $m = (0,42 \div 2,4) \cdot 10^{-3}$ кг, а радиус полости $R = (1,5 \div 15) \cdot 10^{-2}$ м, отношение радиуса полости к радиусу заряда находилось в пределах $3,75 < R/r_0 < 37,5$.

Следуя [9], взрыв в воде будем называть нормальным взрывом. На рис. 1 показана зависимость давления на фронте ударной волны от приведенного расстояния $\bar{r} = r/m^{1/3}$. Штрихпунктирная кривая соответствует экспериментальным данным [1], сплошная верхняя кривая отвечает нормальному взрыву, нижняя — взрыву заряда в воздухе, промежуточные — взрывам в воздушной полости при различных значениях массы заряда m и радиуса полости R .

Начало резкого роста давления (промежуточные кривые) соответствует местоположению (приведенной координате) контактной поверхности воздух — вода. В частности,

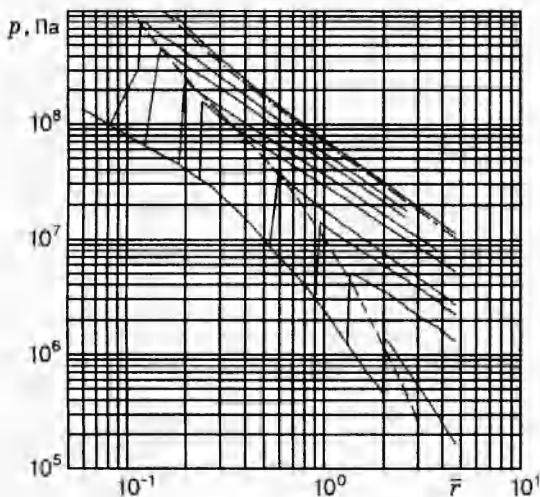


Рис. 1

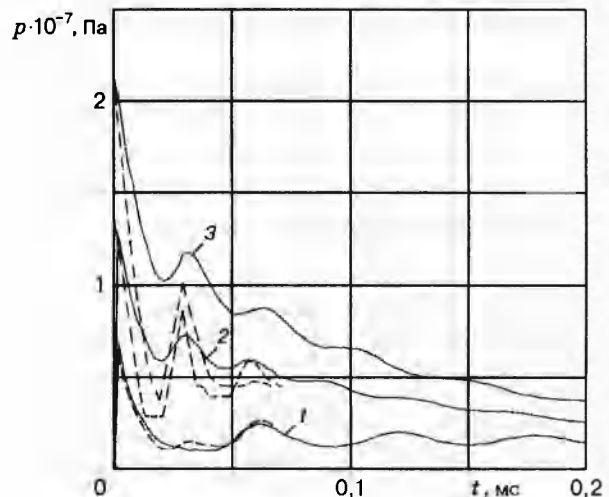


Рис. 2

крайняя левая кривая соответствует значениям $m = 2,4 \cdot 10^{-3}$ кг и $R = 1,5 \cdot 10^{-2}$ м. Характерный излом участка возрастания объясняется дополнительным динамическим напором, создаваемым продуктами взрыва, которые для таких значений m и R следуют почти вплотную за фронтом воздушной ударной волны. Штриховой кривой обозначено начальное давление на границе полости, вычисленное в [9] на основе экспериментальных данных, кривая лежит вблизи угловых точек на промежуточных кривых. Эти точки соответствуют значениям давления на фронте гидроударной волны справа от контактной поверхности. Наблюдается удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных результатов.

На рис. 2 показано изменение давления во времени на расстоянии $r = 0,15$ м от центра источника для различных значений радиуса полости R и массы заряда m : $4,37 \cdot 10^{-2}$ м и $0,42 \cdot 10^{-3}$ кг; $1,75 \cdot 10^{-2}$ м и $0,42 \cdot 10^{-3}$ кг; $1,75 \cdot 10^{-2}$ м и $0,84 \cdot 10^{-3}$ кг (соответственно кривые 1–3). Сплошные линии построены по расчетным данным, штриховые — осциллограммы ударной волны [9]. Каждая кривая представляет собой цуг волн убывающей интенсивности, возникающий при многократном отражении воздушной ударной волны от контактной поверхности и центра симметрии. Амплитуды распространяющихся и моменты прихода отраженных волн на экспериментальных и расчетных кривых находятся в хорошем согласии.

Зависимость давления на фронте ударной волны от расстояния при $m = 0,42 \cdot 10^{-3}$ кг и различных значениях R показана на рис. 3. Верхняя кривая соответствует нормальному взрыву, нижняя — взрыву в воздухе. Вертикальные участки на промежуточных кривых отвечают координате радиуса полости. С увеличением радиуса полости максимальное значение давления на фронте гидроударной волны уменьшается и становится существенно ниже, чем давление в волне при нормальном взрыве.

Влияние величины противодействия при расчете взрывов в воздушной полости на характер затухания гидроударных волн видно из рис. 4. Рассчитывался заряд массы $m = 0,42 \cdot 10^{-3}$ кг при $R = 1,75 \cdot 10^{-2}$ и $4,37 \cdot 10^{-2}$ м. Дискретные кривые соответствуют $p_1 = 10^5$ Па, сплошные — $p_1 = 3 \cdot 10^5$ Па. Следует отметить, что на малых расстояниях от контактной поверхности наблюдается существенное различие в результатах, полученных при различных значениях противодействия. Это объясняется тем, что при повышении давления в воздушной полости увеличивается плотность воздуха и изменяется характер формирования и затухания воздушной ударной волны. В нашем случае, в частности, максимальная амплитуда воздушной ударной волны p , генерируемой выходящей на контакт-

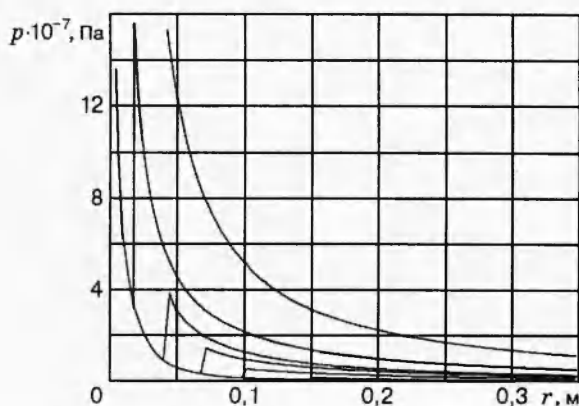


Рис. 3

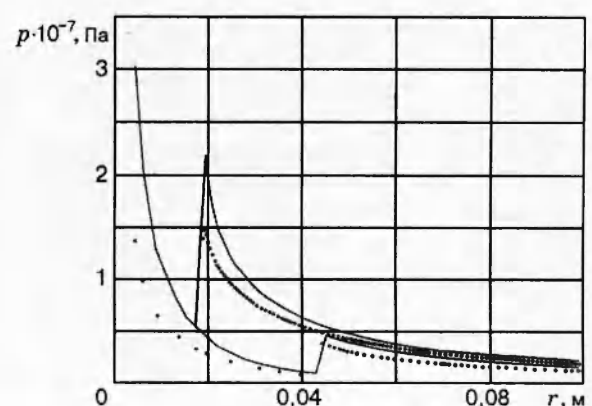


Рис. 4

ную поверхность детонационной волной, возрастает с $1,36 \cdot 10^8$ до $3 \cdot 10^8$ Па.

Практика многочисленных расчетов, проведенных авторами, показала, что коэффициент запаса ν принимает минимальные значения в моменты отражения ударной волны от центра заряда и контактной поверхности воздух — вода, а также при введении промежуточных узлов разностной сетки, причем значение $\nu = 0,25$ всегда обеспечивает устойчивость счета.

Таким образом, предложенный в настоящей работе численный алгоритм, основанный на методе распада разрывов С. К. Годунова, позволяет качественно и количественно исследовать закономерности и особенности гидродинамического потока при взрыве зарядов ВВ в воздушной полости. Достоверность алгоритма подтверждается адекватностью получаемых численных результатов экспериментальным данным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Украинского научно-технологического центра (код проекта 177).

ЛИТЕРАТУРА

1. Коул Р. Подводные взрывы. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
2. Христофоров В. Д. Параметры ударной волны и газового пузыря при подводном взрыве зарядов разной плотности из тена и азида свинца // ПМТФ. 1961. № 4. С. 118–127.
3. Христофоров В. Д. Параметры фронта ударной волны в воздухе при взрыве зарядов из тена и азида свинца разной плотности // ПМТФ. 1961. № 6. С. 175–182.
4. Фонарев А. С., Чернявский С. Ю. Расчет ударных волн при взрыве сферических зарядов взрывчатых веществ в воздухе // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1968. № 5. С. 168–174.
5. Шуршалов Л. В. Расчет мощных подводных взрывов // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1971. № 5. С. 36–40.
6. Подводные и подземные взрывы: Сб. статей. М.: Мир, 1974.
7. Абузьяров М. Х., Кочетков А. В. О решении одномерных задач гидродинамики взрыва в эйлеровых переменных с выделением контактных границ // Прикл. проблемы прочности и пластичности: Всесоюз. межвуз. сб. / Горький: Изд-во Горьк. ун-та, 1985. С. 66–70.
8. Котов А. И., Матвеев С. К., Симоненко М. М. Численный расчет методом Годунова нестационарных течений с контактным разрывом. Л., 1985 (Деп. в ВИНТИ 11.04.1985. № 2426–85).
9. Христофоров В. Д. Подводный взрыв в воздушной полости // ПМТФ. 1962. № 6. С. 128–132.
10. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.

Поступила в редакцию 10/XI 1996 г.