



ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ ВЗРЫВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Ю.И. Кудряшов, В.В. Розанов, Н.Н. Сысов, Л.Ф. Усков

Создан пакет прикладных программ для решения задач высокоскоростного взаимодействия сред и тел сложной геометрической формы и с различными физико-механическими свойствами. Расчетная схема построена на основе численной аппроксимации на конечных элементах среды интегральных законов сохранения массы, импульса и энергии и обладает свойством полной консервативности. Проведено численное исследование задач, связанных с применением взрывных технологий:

- метание плоскими цилиндрическими и сферическими детонационными волнами многослойных наборов корпусов и оболочек;
- ударное взаимодействие упругих и упругопластических тел;
- действие подводного взрыва на сложные конструкции;
- задача оптимизации проведения работ по разделке взрывом корпусов военной и гражданской техники.

Технологии, в которых применяются взрывные процессы, связаны, как правило, с повышенной опасностью проведения работ и высоким уровнем загрязнения окружающей среды. С другой стороны, взрывные и импульсные технологии в настоящее время широко используются для создания материалов с новыми свойствами, штамповки многослойных изделий, утилизации корпусов военной и гражданской техники.

Необходимо обеспечить максимальную безопасность и экологичность проведения таких работ. Эти задачи решаются выбором оптимальных технологических параметров (размеров и геометрии корпусов, мощности и места расположения зарядов). Вместе с тем проведение экспериментальных исследований по выбору оптимальных параметров требует больших материально-технических затрат.

Интенсивное развитие вычислительной техники нового поколения позволило моделировать сложные задачи, связанные с ударно-волновыми процессами, что открывает новые возможности для проведения анализа значительного числа параметров с целью оптимизации технологических режимов взрывных работ с точки зрения их безопасности, минимального загрязнения окружающей среды и максимальной экономичности.

Для указанных задач характерным является наличие значительных деформаций, больших скоростей деформаций, протекающие процессы носят ярко выраженный ударно-волновой характер.

С точки зрения математической постановки проблемы необходимо найти решение начально-краевой задачи, когда известны начальные условия в какой-то момент времени и внешние граничные условия как функции от времени.

Параметры сред на границах раздела между ними определяются в ходе счета. Предполагается, что задача хорошо обусловлена, то есть малые изменения в начальных данных приводят к достаточно малым изменениям в решении.

Вследствие больших деформаций и скоростей деформаций, геометрически сложного ударно-волнового характера решений были выбраны численные методы, удовлетворяющие следующим требованиям:

- в расчетах методом «сквозного счета» скачки уплотнения не выделяются;
- в основу математического описания берутся интегральные законы сохранения для разработки консервативных схем;
- схемы строятся на подвижных лагранжевых сетках - конечных элементах (КЭ) среды постоянной массы (в эйлеровых координатах реализовать численную аппроксимацию условий на подвижных границах сред значительно сложнее).

Законы сохранения. При разработке численных схем будем использовать запись законов сохранения массы и импульса в вариационной форме [1-2] для лагранжевого КЭ среды объема V_e с площадью поверхности S_e , плотностью ρ , тензором напряжений σ , скоростью относительно неподвижной декартовой системы координат $\mathbf{u} = d\mathbf{x}/dt$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_e(t)} \rho \delta \rho dv &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_e(t)} \rho \mathbf{u} \delta \mathbf{u} dv + \int_{V_e(t)} \sigma : (\nabla \cdot \delta \mathbf{u}) dv &= \int_{S_e(t)} \mathbf{Y} \delta \mathbf{u} ds, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\delta \rho$, $\delta \mathbf{u}$ - кинематически допустимые вариации плотности и скорости,

$$\mathbf{Y} = \sigma \mathbf{n} \quad (2)$$

- поверхностные силы на границе КЭ S_e с вектором нормали \mathbf{n} , точкой обозначено скалярное умножение векторов, двоеточие - свертка тензоров, $\nabla_i = \partial/\partial x_i$ - оператор пространственного дифференцирования.

Определяющие соотношения для различных сред. При построении схем будем исходить из реологических моделей изотропной температуропроводной упругопластической разрушаемой среды [3-5], используя следующие уравнения.

1. Уравнения течения Прандтля - Рейса при условии текучести Мизеса в виде

$$\begin{aligned} \sigma &= -PI + S, \quad P = P(\rho) + \rho \Gamma U, \\ \frac{\partial S}{\partial t} - \Lambda S &= 2\mu e, \\ \Lambda &= \frac{2\mu}{k^2} S : e H(S : S - k^2). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь P - давление в среде, представленное «холодной» и «горячей» составляющими, Γ - коэффициент Грюнайсена, U - внутренняя энергия среды, k - динамический предел текучести, H - функция Хэвисайда, S - девиатор тензора напряжений, e - тензор скоростей деформации.

2. Уравнение изменения внутренней энергии

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial U}{\partial t} &= \sigma e + (\nabla^T \cdot \mathbf{q}), \\ \mathbf{q} &= \kappa \nabla T, \end{aligned} \quad (4)$$

где κ - коэффициент теплопроводности, T - температура среды. Однако, в рассматриваемых задачах взрывного взаимодействия физические процессы протекают очень быстро, время исследования мало, изменением внутренней энергии за счет теплообмена можно в большинстве задач пренебречь и рассматривать их в адиабатическом приближении.

3. Модель разрушения среды: с некоторого момента расчетного времени согласно выбранному критерию начала разрушения на КЭ формируется трещина, которая в процессе счета уже не «залечивается» (то есть раз образовавшись, во время расчета она уже не исчезает). По нормали к трещине растягивающее напряжение полагается равным нулю. Если в КЭ имеют место напряжения, сжимающие трещину, то разрушенный КЭ не отличается с точки зрения алгоритма счета от неразрушенного. Характеристикой разрушения КЭ является вектор нормали к трещине N_{np} ; $N_{np}=0$, пока на КЭ не будет превышен предел прочности на разрыв - максимально допустимое растягивающее напряжение $\sigma_{кр}$.

Моделирование распространения детонационной волны (ДВ) по взрывчатому веществу (ВВ).

В численных расчетах при моделировании движения ДВ по ВВ будем исходить из следующих основных положений [6]:

- ДВ сферическая (или плоская) распространяется из центра (или плоскости) инициирования с постоянной скоростью D , заданной для данного ВВ;
- ДВ имеет толщину большую, чем размеры лагранжевой сетки Δh_{min} на которую разбито поле ВВ;
- по мере прохождения ДВ узлы сетки ВВ начинают двигаться со скоростью газа $u=D/(\gamma+1)$ за ДВ в точке Чепмена - Жуге; за ДВ ВВ превращается в газ с уравнением состояния

$$\left(\frac{P}{P_{чж}}\right) = \left(\frac{\rho}{\rho_{чж}}\right)^\gamma,$$

$P_{чж} = \rho_0 D^2 / (\gamma + 1)$ и $\rho_{чж} = \rho_0 (\gamma + 1) / \gamma$ - давление и плотность газа за ДВ в точке Чепмена - Жуге, ρ_0 - плотность ВВ, γ - показатель политропы. Аналитические выкладки [6] показали, что при таком моделировании давление сразу за ДВ аппроксимируется с точностью

$$\left(\frac{\Delta P}{P_{чж}}\right) \leq \left(\frac{Cur}{\gamma + 1} \frac{\Delta h_{min}}{\Delta}\right)^\gamma \sim 1\% \quad \text{при } \gamma = 3, \quad Cur < 1, \quad \frac{\Delta h_{min}}{\Delta} \sim 3.$$

Граничные условия. В рассматриваемых задачах могут быть учтены либо при вычислении интегралов по поверхности среды в уравнениях (1), либо заданием параметров в граничных узлах равными определенным для текущего момента времени значениям следующие условия на границе области решения:

- заданы скорости движения границ, на которых отсутствует трение

$$u_n = (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}_{гр}) = U_{гр}(t) \quad (\mathbf{n}_{гр} - \text{нормаль к поверхности границы}); \quad (5)$$

- заданы внешние силы $Y_{гр} = \sigma_{гр} \mathbf{n}_{гр}$;
- на поверхности раздела двух сред скачок нормальной к поверхности составляющей скорости и силы равен нулю

$$\begin{aligned} [\mathbf{u}_{гр} \cdot \mathbf{n}_{гр}] &= 0; \quad [Y_{гр} \cdot \mathbf{n}_{гр}] = 0 \text{ в случае проскальзывания без трения,} \\ [\mathbf{u}_{гр}] &= 0; \quad [Y_{гр}] = 0 \text{ в случае полного «слипания» тел.} \end{aligned}$$

Численные схемы. Наряду с неподвижной декартовой системой координат x введем систему координат, связанную с текущей в момент времени t конфигурацией тела или среды $\mathbf{X} = \mathbf{X}(x, t)$, $\mathbf{X} \in V(t)$, $V(t)$ - область пространства,

занимаемая телом. Будем предполагать, что отображение $X(x,0) \rightarrow X(x,t)$ взаимнооднозначное и достаточно гладкое в исследуемом интервале времени. Градиент отображения L , определяемый как $dx=LdX$, удовлетворяет условию $\det L \neq 0$.

При $t=0$ в связанной системе координат X введем расчетную сетку Ω из элементов среды КЭ. Плотность сетки больше в тех местах области V , где ожидаются высокие градиенты скорости. Сетка Ω задается множеством ω - набором узловых точек X_i ($i=0, \dots, N1$; $N1$ - число узлов) и информационным массивом целых чисел G_{ie} ($i=1, \dots, m$; $e=1, \dots, N2$; $N2$ - число КЭ, m - максимальное число узлов в КЭ), определяющим номера узлов на КЭ. В двумерных задачах выбираются треугольные ($m=3$) или четырехугольные ($m=4$) КЭ, в пространственных задачах - тетраэдры ($m=4$) или параллелепипеды ($m=8$). Часть узлов на границе тел, где заданы кинематические условия (5), обозначим $\omega_{\text{гп}} \in \omega$. В ходе расчета задается также множество Ω_t дискретных моментов времени t^n ($n=0, \dots, \infty$), для которых последовательно, начиная с $t^0=0$, определяется решение задачи на Ω и ω . Значения t^n определяются в ходе счетного эксперимента, исходя из анализа полученного решения для t^i ($i < n$).

Обозначим через u_i^n , δu_i^n и X_i^n ($i \in \omega$), соответственно, скорости, вариации скорости и координаты в декартовой системе координат x для i -го узла в момент времени t^n ; $\delta \rho_e^n$, ρ_e^n , σ_e^n , e_e^n , S_e^n , P_e^n , U_e^n ($e \in \Omega$) - значения вариации плотности, плотности, тензора напряжений, тензора скоростей деформаций, девiatorа напряжений, давления и внутренней энергии в центрах КЭ. Будем использовать симплекс-аппроксимацию координат и скоростей на расчетной сетке [7]. Интегралы в системе вариационных уравнений рассчитываются с помощью квадратурных формул прямоугольников: точки для численного расчета интегралов по КЭ от виртуальных работ сил инерции будем брать в узлах сетки ω , для интегралов от виртуальных работ напряжений и интеграла, выражающего закон сохранения массы - в центрах КЭ на сетке Ω , для интегралов по поверхности - в серединах граничных граней КЭ. Производная по времени аппроксимируется явной одношаговой конечно-разностной схемой. Сокращая после интегрирования на произвольные вариации $\delta \rho_i^n$ и δu_i^n , получим явную консервативную схему [6,8-10]

$$u_i^{n+1} = u_i^n + \frac{1}{M_i} F_i^n \Delta t^n, \quad \Delta t^n = t^{n+1} - t^n, \quad n \in \Omega, \quad i \in \omega \setminus \omega_{\text{гп}},$$

$$M_i = \sum_{e=1}^{N2} \frac{1}{m} M_e \sum_{k=1}^m \hat{H}(i - G_{ke}), \quad F_i = \sum_{e=1}^{N2} \frac{1}{m} F_e \sum_{k=1}^m \hat{H}(i - G_{ke}), \quad u_i^{n+1} = u_{i\text{гп}}(t^{n+1}),$$

$$e \in \Omega, \quad l \in \omega_{\text{гп}},$$

$$S_e^{n+1} = S_e^n (1 + \Lambda_e^n \Delta t) + 2\mu e_e^n \Delta t, \quad \Lambda_e^n = H(S_e^n; S_e^n - (k^2)_e^n) H(S_e^n; e_e^n) S_e^n; e_e^n$$

$$\sigma_e^{n+1} = -P_e^{n+1} I + S_e^{n+1}, \quad P_e^{n+1} = P(\rho_e^{n+1}) + \Gamma \rho_e^{n+1} U_e^{n+1}, \quad \rho_e^{n+1} = \frac{1}{V_e^{n+1}} \rho_e^0 V_e^0 = \frac{M_e}{V_e^{n+1}},$$

$$U_e^{n+1} = U_e^n + \frac{1}{\rho_e^{n+1}} \sigma_e^{n+1} e_e^{n+1} \Delta t, \quad W_{pe}^{n+1} = W_{pe}^n + \Lambda_e^n S_e^{n+1}; e_e^{n+1} \Delta t,$$

$$\sigma_e^{n+1} \Rightarrow \sigma_e^{n+1}_{1,2,3}, \quad \sigma_e^{n+1}_1 = \sigma_e^{n+1} H(W_{pe}^{n+1} - W_{ekp}(t^{n+1})), \quad \sigma_e^{n+1} \Leftarrow \sigma_e^{n+1}_{1,2,3},$$

$$X_i^{n+1} = X_i^n + u_i^{n+1} \Delta t.$$

Здесь функция $\hat{H}(0)=1$ и $\hat{H}(a)=0$, $a \neq 0$, $\hat{H}(a)=1$ при $a > 0$, $\hat{H}(a)=0$ при $a \leq 0$; M_e -

неизменная по времени масса КЭ; \Rightarrow и \Leftarrow операторы перехода для тензора к главным осям и обратно. Тензор скорости деформации определяется через тензор скорости градиента отображения $\dot{L} = \nabla \otimes u$ (\otimes - знак тензорного умножения); $e_e^{n+1} = 0.5[I - (\dot{L}_e^{n+1})^T (\dot{L}_e^{n+1}) - 1]$; F_e^n - вычисленные интегралы (1) по объему и по граничной поверхности КЭ. Для расчета F_e^n и L_e^{n+1} определим дискретный оператор пространственного дифференцирования ∇_e^{n+1} , исходя из формул для естественной аппроксимации производных [8]

$$\nabla_e^{n+1} F V_e^{n+1} = \oint_{S_e} (F \cdot n) ds,$$

где интеграл по поверхности КЭ S_e рассчитывается исходя из симплекс аппроксимации переменной F на КЭ [7].

Численное исследование задач о разгоне многослойных наборов и оболочек

Рассматривается задача о метании плоской, цилиндрической и сферической детонационной волной многослойного набора, состоящего из n слоев одинаковой толщины, зарядом ВВ, массой m , либо при заданной зависимости изменения давления на внутренней поверхности набора. Процесс расширения продуктов детонации (ПД) описывается политропой $P = Ar^3$. Материал слоев считается баротропной жидкостью. Уравнение состояния материала получено с использованием аппроксимации экспериментальных данных по ударному сжатию углеродистых сталей

$$P = 450[(\rho/\rho_0)^4 - 1] \quad \text{для } P < 156 \text{ кбар},$$

$$P = 142.5(\rho/\rho_0)^6 - 67.1 \quad \text{для } P > 156 \text{ кбар},$$

где ρ_0 - начальная плотность материала слоя.

Начальные условия в ПД задаются на основе решения соответствующей автомодельной задачи о распространении детонационных волн. В метаемых слоях начальные условия $U(0, R) = 0$, $P(0, R) = 0$.

Граничные условия: на левой границе системы либо $U = 0$, либо $P = 0$ (плоский случай, истечение в пустоту); на правой границе $P = 0$; на границах контакта «ПД - слой» и «слой - слой» скачки по давлению и по скорости равны нулю $[P] = 0$ и $[U] = 0$. При отделении слоев контактная поверхность распадается на две свободные границы. Условием отделения пластин и, следовательно, смены граничных условий является приход волны разгрузки в контакт «слой - слой». В момент касания слоев при догоне происходит смена граничных условий с $P = 0$ на $[P] = 0$ и $[U] = 0$.

На рис.1 приводятся зависимости средних скоростей слоев от времени $V_i(\bar{t})$ ($\bar{t} = t/(ID)$) в случае плоской симметрии ($N = 0$) при истечении ПД в пустоту для различных значений определяющих параметров $\beta = m/M$, (M - суммарная масса метаемых слоев).

После выхода УВ на свободную поверхность вглубь набора распространяется волна разгрузки, в которой происходит последовательное отделение слоев, причем максимальную скорость приобретает первый слой. К моменту выхода волны на поверхность контакта с ПД все слои движутся отдельно с различными скоростями. Слой, одна из границ которого имеет контакт с ПД, приобретает минимальную скорость, однако, вследствие уменьшения метаемой массы после разделения набора происходит ее интенсивное ускорение, догон и

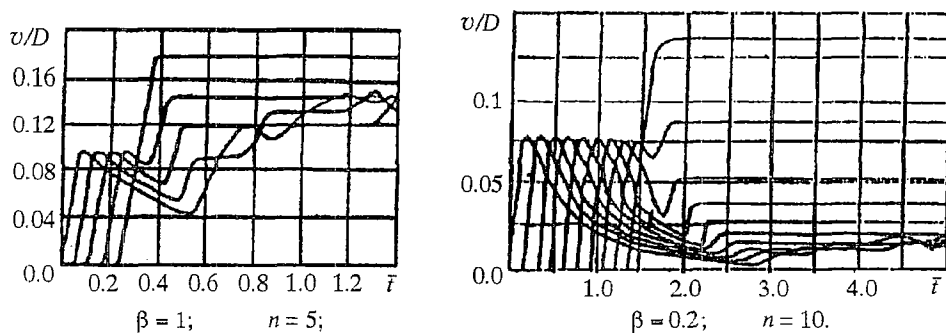


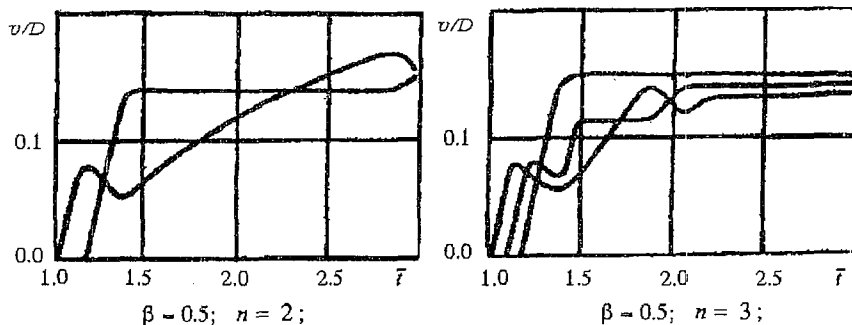
Рис. 1

взаимное соударение слоев. Результатом является образование и распространение от поверхности контакта двух ударных волн. При отражении одной из них от поверхности образуется волна разгрузки. В момент выхода ее на поверхность контакта между слоями происходит отскок одного из слоев, скорость его несколько увеличивается. Если приобретенная скорость становится больше скорости последующего догона и отскока, процессы, аналогичные описанному, повторяются. Интенсивный ударно-волновой процесс догона и последовательного соударения (с увеличением n число взаимодействий увеличивается) приводит к сокращению разницы в скоростях, то есть к более однородному потоку.

Анализ зависимости средней скорости набора от количества составляющих его слоев показал, что средняя скорость набора практически не изменяется с увеличением величины n и близка к скорости метания несжимаемой пластины или оболочки при таком же значении коэффициента нагрузки b и соответствующих моментов времени.

Полученные закономерности справедливы также для цилиндрической ($N=1$) и сферической ($N=2$) симметрий (рис.2).

$N=1$



$N=2$

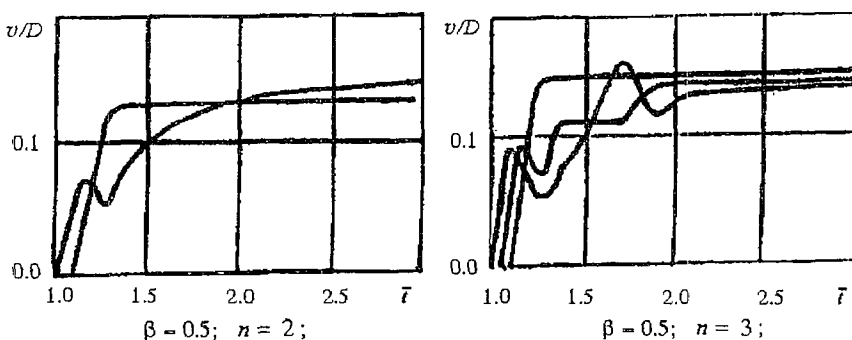


Рис. 2

На графиках представлены законы разгона двух- и трехслойных оболочек. При метании двухслойных оболочек интенсивного ударно-волнового взаимодействия не происходит. После отделения слоев происходит отделение последнего слоя и постепенный догон первого слоя. Применение трехслойных оболочек ведет к увеличению интенсивности взаимодействий, вследствие чего слои оболочки приобретают практически равные скорости.

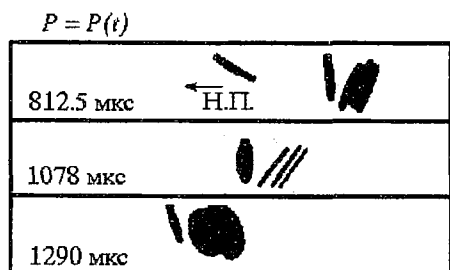


Рис. 3

Таблица

№ слоя	$\beta_0=0.515$			$\beta_0=0.31$		
	$v_{расч.}$ м/с	$v_{эксп.}$ м/с	$\frac{v_{расч.}}{v_{эксп.}}$	$v_{расч.}$ м/с	$v_{эксп.}$ м/с	$\frac{v_{расч.}}{v_{эксп.}}$
1	310	320	0.97	830	800	1.02
2	230	238	0.97	705	755	0.935
3	175	215	0.815	640	734	0.875
4	184	208	0.885	700	723	0.97
5	200	208	0.96	670	705	0.95

Аналогичные зависимости были получены при расчетах разгона многослойных наборов и оболочек по заданному закону изменения давления $P=P(t)$ на контакте ПЛ - слой.

Экспериментальная проверка полученных результатов проводилась с помощью рентгено-импульсной съемки (рис. 3), при метании набора 5 стальных пластин при различных значениях β . Сопоставление экспериментальных и расчетных результатов представлено в таблице. Результаты экспериментального исследования показали удовлетворительное совпадение с расчетом и полное соответствие качественной картины процесса с выбранной моделью.

Численное моделирование взрывного воздействия на конструкции сложной формы: двумерные задачи

На рис. 4, а показана схема расположения зарядов внутри тонкостенной стальной оболочки, залитой водой. Высота оболочки 1 м и толщина от 5 до 25 см. Конструкция закреплена снизу на жесткой плите. В верхней части между зарядами оболочка ослаблена - в этом месте при достижении критического растягивающего

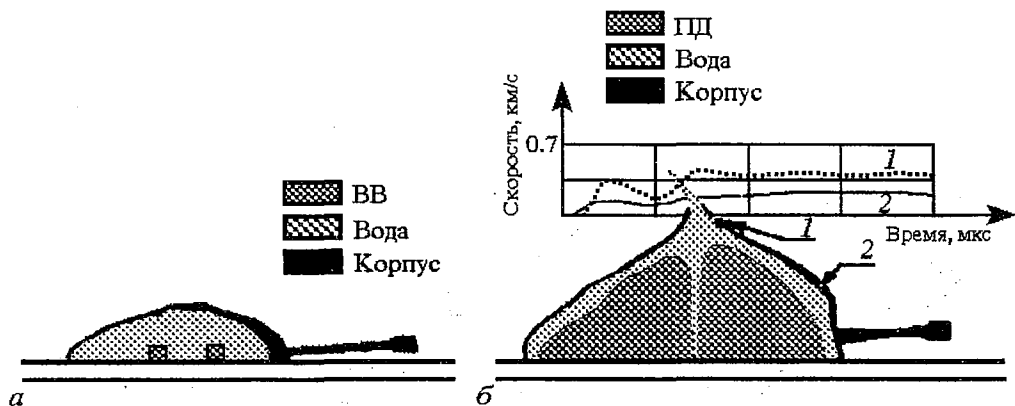


Рис. 4

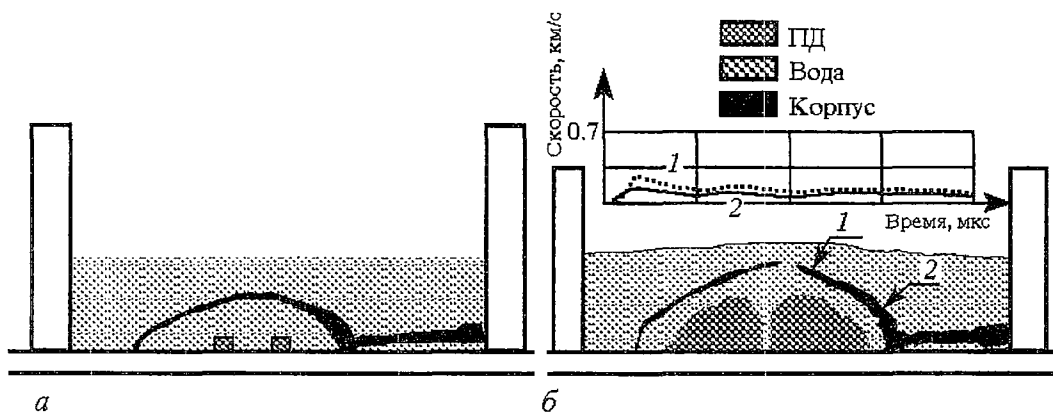


Рис. 5

напряжения происходит ее разрыв. Заряды ВВ разнесены на 1м, имеют размеры 25x25 см, плотность $\rho = 1700 \text{ кг/м}^3$, скорость детонации $D=7000 \text{ м/с}$, показатель политропы для газов - продуктов детонации $\gamma=3$. На рис. 4, б показаны результаты численного эксперимента - раздутая взрывом оболочка через 4 мкс после подрыва. В верхней части рис. 4, б представлены графики скорости оболочки в двух помеченных точках на ее поверхности в зависимости от времени.

График скорости в 1-й точке имеет два максимума: первый связан с приходом ударной волны по воде, второй - с приходом первого импульса от вытесненной газовым пузырем (ПД) воды. Скорость оболочки в 1-ой точке достигает 400 м/с. 2-ая точка, вследствие близости большой присоединенной массы, значительно более инертна - скорость здесь приблизительно вдвое меньше. Скорость разлета оболочки устанавливается через 2 мкс. Если записать уравнение баланса энергии, считая, что вся кинетическая энергия продуктов детонации пошла на разгон оболочки (без присоединенной массы) и воды с некоторой средней скоростью, то получим величину средней скорости равной около 290 м/с. Максимальная скорость оболочки достигается в точке разрыва между зарядами.

На рис. 5 а, б представлена аналогичная задача с той разницей, что вся конструкция погружена в ванну с водой. Скорость оболочки теперь значительно ниже 80-100 м/с.

Расчеты задач со сложной пространственной геометрией: трехмерные задачи

На рис. 6, 7 показаны расположения зарядов ВВ в начальный момент времени в металлическом корпусе, залитым водой. Были рассмотрены два вида корпусов - половина трехосного эллипсоида вращения и оболочка, составленная из плоских разнотолщинных граней. Габариты обоих корпусов: $5 \times 2.5 \times 1 \text{ м}^3$, толщина

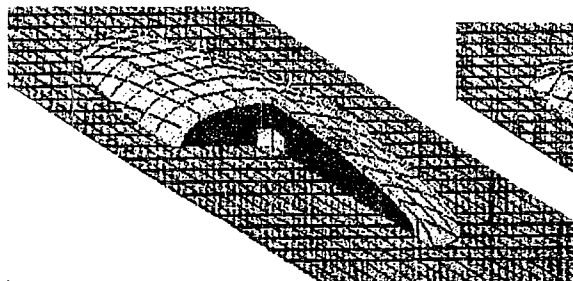


Рис. 6

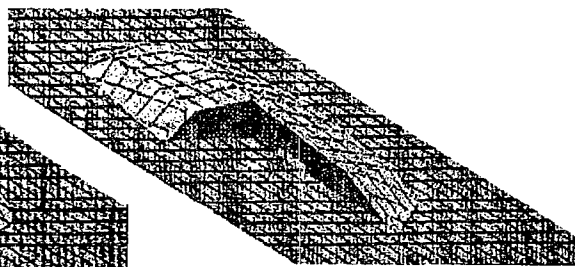


Рис. 7

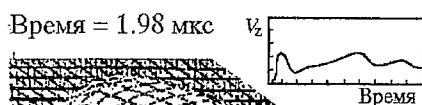


Рис. 8

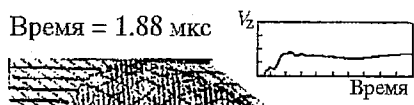


Рис. 9

меняется от 10 см сверху до 30 см по краям. Заряды с параметрами $\rho=1700$ кг/м³ $D=8$ км/с $\gamma=3$, имеют размеры $0.5 \times 0.5 \times 0.5$ м³. В первом случае один заряд расположен в центре внизу корпуса (см. рис.6), во втором - два заряда вдвое меньшей высоты (25 см) разнесены симметрично относительно плоскости $x=0$ на 1.5 м (см. рис.7). Для наглядности на рисунках не показана ближайшая четверть корпуса, воды и заряда и по поверхности проведены через 0.25 м изолинии $u=\text{const}$ и $x=\text{const}$.

Через 2 мкс после подрыва заряда рассчитанная геометрия имеет вид, показанный на рис. 8, 9. В правом верхнем углу рисунков показаны графики зависимости от времени вертикальной составляющей скорости наружной части металлического корпуса на оси z ($x=y=0$). Цена деления по осям графиков: 500 м/с и 0.2 мкс.

Библиографический список

1. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. Т.1-2.
2. Бурого Н.Г. Формулировка уравнений механики сплошной среды в подвижных адаптивных координатах // Численные методы в механике деформируемого твердого тела. М.: ВЦ АН СССР, 1984. С. 38.
3. Иванов В.Д., Кондауров В.И., Петров Б.И., Холодов А.С. Расчет динамического деформирования и разрушения упруго-пластических тел сеточно-характеристическими методами // Математическое моделирование. 1990. Т.2, № 11. С. 11.
4. Селиванов В.В., Соловьев В.С., Сысоев Н.Н. Ударные и детонационные волны // Методы исследования. М.: Изд-во МГУ, 1990. 256 с.
5. Заппаров К.И., Кукуджанов В.Н. Математическое моделирование задач импульсного взаимодействия и разрушения упругопластических тел. Препринт № 280. Москва: ИПМ АН СССР, 1986. 67 с.
6. Кукуджанов В.Н., Кудряшов Ю.И. Решение смешанных задач нестационарного взаимодействия газообразных сред с твердыми деформируемыми телами. Препринт № 472. Москва: ИПМ АН СССР, 1990. 29 с.
7. Образцов И.В., Савельев Л.М., Хазанов Х.С. Метод конечных элементов в задачах строительной механики летательных аппаратов // М.: ВШ, 1985.
8. Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212.
9. Горюнов Д.Г., Кудряшов Ю.И., Кудряшова И.В., Сысоев Н.Н., Трофимов М.М. Методика численного исследования нестационарных пространственных задач. Препринт № 4/193. Вып.1. Москва: МГУ, физ. ф-т, 1993. 12 с.
10. Бурого Н.Г., Кукуджанов В.Н. Решение упругопластических задач методом конечных элементов. Препринт № 326. Москва: ИПМ АН СССР, 1988. 63 с.

Московский государственный
университет

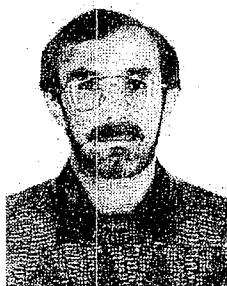
Поступила в редакцию 1.12.94

NUMERICAL INVESTIGATION FOR NON-LINEAR PROBLEMS OF EXPLOSIVE TECHNOLOGIES

Y.I. Kudryashov, V.V. Rozanov, N.N.Sysoev, L.F. Uskov

Applied codes to solve the problems of high velocity medium and bodies interactions were produced. Bodies may be compound geometrical shapes and various physical and mechanical properties. The finite element algorithm is based on numerical approximations of integral laws of mass, momentum and energy conservation. This algorithm is completely conservative. There were carried out numerical investigations of nonlinear problems concerned the explosive technology applications:

- multiply assemblies of frames and shells throwing by plate, cylindrical and spherical detonation waves;
- impact interactions of elastic and plastic bodies;
- underwater explosive actions on compound constructions;
- problems of working operation optimizations for explosive divisions of the military and civil technique frames.



Кудряшов Юрий Иванович - родился в 1955 году в Москве. Окончил Московский физико-технический институт (1978). После окончания МФТИ работал в НИИ ТП (Москва). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в МФТИ (1983) по специальности физика жидкостей, газа и плазмы. Старший научный сотрудник МФТИ, а с 1993 - Центра гидродинамических исследований физического факультета МГУ. В настоящее время занимается вопросами численного моделирования задач высокоскоростного взаимодействия в механике сплошных сред. Соавтор ряда статей по указанной тематике.



Сысоев Николай Николаевич - родился в 1946 году во Владимире, окончил Московское высшее техническое училище им. Н.Э. Баумана (1972). После окончания МВТУ работал на физическом факультете МГУ. Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук в МГУ (1980) в области физической газодинамики. Старший научный сотрудник МГУ, директор Центра гидродинамических исследований физического факультета МГУ. Область научных интересов - физика ударных и детонационных волн. Соавтор монографии «Ударные и детонационные волны. Методы исследования» и учебника «Ударные волны в газах и конденсированных средах». Опубликовал более 70 научных статей по указанной тематике.



Усков Леонид Федосьевич - родился в 1948 году в с. Боговарово Октябрьского района Костромской области. Окончил Московское высшее техническое училище им. Н.Э. Баумана (1972). Защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата технических наук в МВТУ (1975) и доктора технических наук в Военной академии им. Ф.Э. Дзержинского (1993). Профессор кафедры математики в Высшем военном командно-техническом училище ракетных войск. Область интересов - математическое моделирование динамических процессов при взрывном нагружении. Опубликовал множество статей по данной тематике.