

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ MODELING AND OPTIMIZATION

УДК 539.3

Г. Г. Булычев, д-р физ.-мат. наук, проф., e-mail: geo-bulychev@mail.ru,
Московский государственный технический университет
радиоэлектроники и автоматики (МГТУ МИРЭА)

Моделирование динамического разрушения полых тел продуктами детонации

Приведены модель, процесс и результаты численного моделирования динамики и динамического разрушения полых изотропных тел, подверженных действию внутренних импульсных нагрузок, имитирующих взрыв конденсированных взрывчатых веществ внутри этих тел. Моделирование проводили на языке ФОРТРАН FPS-11/2012 с использованием процессора FX8350 и программ авторской графики. Определены области разрушения и предельные нагрузки.

Ключевые слова: численное моделирование, механика деформированного твердого тела, динамика, разрушение, строительные конструкции

Введение

Дальнейшее развитие вычислительных средств, их программного обеспечения, а также алгоритмов метода пространственных характеристик для трехмерных задач динамики и динамического разрушения позволило проводить указанным методом моделирование динамического разрушения изотропных тел, содержащих внутри себя полости. Использование авторской машинной графики дало возможность локализовать области возможного разрушения и подобрать соответствующие критерии. Введение специальных кодовых таблиц в качестве выходных файлов позволило упростить определение характера разрушения в любой точке тела и анализировать движение трещин.

1. Этапы проекта и их краткое содержание

Общая схема проекта представлена на рис. 1. С ее помощью решаются две задачи моделирования.

1. Исследование процесса разрушения полого куба под действием взрывной нагрузки, создаваемой конденсированным взрывчатым веществом (ВВ), активированным в центральной точке внутренней

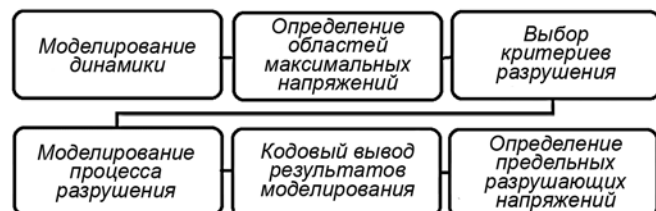


Рис. 1

полости. Взрыв предполагается точечным, действием отраженных волн пренебрегаем.

2. Исследование того же процесса, вызванного подрывом с одного конца тонкого цилиндрического шнура, состоящего из того же ВВ и уложенного по контуру одной из внутренних граней куба.

По результатам моделирования проводят анализ зависимостей напряжений, действующих на стенку куба в момент подхода к ней детонационной волны, от отношения скорости детонационной волны к скорости продольной волны в теле, толщины стенок тела и коэффициента Пуассона материала тела.

На первом этапе проводят моделирование динамики полого куба. Массивы данных, полученные в результате моделирования на этом этапе, используют для графической обработки в целях определения максимальных напряжений и областей их локализации.

На втором этапе проводят указанную обработку. При этом используют примитивы OpenGL и авторские подпрограммы построения контуров и изолиний, разработанные на базе пакета ГРАФОР [1].

На третьем этапе выбирают критерии начала разрушения и условия на трещинах. В качестве критериев начала разрушения используют условия накопления неупругих нормальных или касательных напряжений до заранее заданного значения. Дальнейшее поведение образовавшейся при этом трещины определяется с помощью одной из приведенных ниже табл. 1 и 2.

В этих таблицах знаки плюс и минус соответствуют различным берегам трещины, σ_n^\pm , $\sigma_{\tau 1}^\pm$, $\sigma_{\tau 2}^\pm$ — нормальные и касательные напряжения с обеих сто-

Таблица 1

Условия на трещине отрыва

Трещины нет	Трещина есть		
	сжатие ($\Delta u_n < 0$)		растяжение ($\Delta u_n \geq 0$)
	$\sigma_n < -\sigma^*$	$-\sigma^* \leq \sigma_n \leq 0$	
$\sigma_n^+ = \sigma_n^-$	$\sigma_n^+ = \sigma_n^-$	$\sigma_n^+ = \sigma_n^-$	$\sigma_n^+ = 0$
$\sigma_{\tau 1}^+ = \sigma_{\tau 1}^-$	$\sigma_{\tau 1}^+ = \tau^*$	$\sigma_{\tau 1}^+ = \beta^* \sigma_n^+$	$\sigma_n^- = 0$
$\sigma_{\tau 2}^+ = \sigma_{\tau 2}^-$	$\sigma_{\tau 1}^- = \tau^*$	$\sigma_{\tau 1}^- = \beta^* \sigma_n^-$	$\sigma_{\tau 1}^+ = 0$
$u_n^+ = u_n^-$	$\sigma_{\tau 2}^+ = \tau^*$	$\sigma_{\tau 2}^+ = \beta^* \sigma_n^+$	$\sigma_{\tau 1}^- = 0$
$u_{\tau 1}^+ = u_{\tau 1}^-$	$\sigma_{\tau 2}^- = \tau^*$	$\sigma_{\tau 2}^- = \beta^* \sigma_n^-$	$\sigma_{\tau 2}^+ = 0$
$u_{\tau 2}^+ = u_{\tau 2}^-$	$u_n^+ = u_n^-$	$u_n^+ = u_n^-$	$\sigma_{\tau 2}^- = 0$

Таблица 2

Условия на трещине сдвига

Трещины нет	Трещина есть	
	сжатие ($\Delta u_n < 0$)	растяжение ($\Delta u_n \geq 0$)
$\sigma_n^+ = \sigma_n^-$	$\sigma_n^+ = \sigma_n^-$	$\sigma_n^\pm = 0$
$\sigma_{\tau 1}^+ = \sigma_{\tau 1}^-$	$\sigma_{\tau 1}^\pm = \mp \beta \sigma_n \operatorname{sgn}(V_{\tau 1}^+ - V_{\tau 1}^-)$	$\sigma_{\tau 1}^\pm = 0$
$\sigma_{\tau 2}^+ = \sigma_{\tau 2}^-$	$\sigma_{\tau 2}^\pm = \mp \beta \sigma_n \operatorname{sgn}(V_{\tau 2}^+ - V_{\tau 2}^-)$	$\sigma_{\tau 2}^\pm = 0$
$u_i^+ = u_i^-, i = 1, 2, 3$	$u_n^+ = u_n^-$	

рон трещины; $u_x^\pm, u_y^\pm, u_z^\pm$ — перемещения вдоль соответствующих осей с обеих сторон трещины; σ^*, β^* — опытные константы; $\tau^* = -\beta^* \sigma^*$, где τ^* — прочность материала на сдвиг; $\Delta u_n = u_n^+ - u_n^-$ вычисляются на каждом шаге моделирования по формуле $\Delta u_n = \int_0^h (V_n^+ - V_n^-) dt$, где V^\pm — скорости берегов трещины; h — шаг моделирования по времени. Перед расчетом переменных на следующем шаге по времени локальные условия $\Delta u_n < 0$ корректируются условиями $V_n^+ = V_n^-$ (так как ячейки сетки не могут входить друг в друга).

В табл. 2 показана последовательность условий, реализуемых на трещине сдвига, образовавшейся после выполнения условия $\sigma_{\tau 1} \geq \tau^*$ (или $\sigma_{\tau 2} \geq \tau^*$).

На четвертом этапе проводится моделирование динамического разрушения конструкции при различных нагружающих напряжениях P_f . В качестве критерия полного разрушения конструкции принимается полное разрушение какого-либо ее сечения. Анализ разрушения проводится автоматически,

а выполнение указанного критерия используется для окончания счета. Предполагается также, что разрушение происходит за время, не превышающее 30 времен пробега продольной волны по максимальному размеру куба.

На пятом этапе массивы, полученные в момент полного разрушения конструкции, подвергаются анализу с целью определения областей катастрофического разрушения и характера разрушений в них.

И, наконец, на последнем, шестом, этапе решается задача определения минимальных нагрузок, приводящих к полному разрушению конструкции.

2. Модель и метод

При моделировании используется метод пространственных характеристик, для чего исходная система уравнений динамики приводится (как, например, в работе [2]) к характеристической форме. В безразмерном виде для волн, движущихся вдоль оси x_α , эти уравнения записываются в виде систем:

$$(\partial/\partial\tau \pm \partial/\partial x_\alpha)(\sigma_{\alpha\alpha} \mp V_\alpha) = \partial/\partial x_\beta (v_1 V_\beta \pm \sigma_{\alpha\beta}) + \partial/\partial x_\gamma (v_1 V_\gamma \pm \sigma_{\alpha\gamma}) - F_{\alpha\alpha} - v_1(F_{\beta\beta} + F_{\gamma\gamma}); \quad (1)$$

$$(\partial/\partial\tau \pm \xi \partial/\partial x_\alpha)(\sigma_{\alpha\beta} \mp \xi V_\beta) = \partial/\partial x_\beta (v_2 V_\alpha/2 \pm \xi \sigma_{\beta\beta}) \pm \partial/\partial x_\gamma (\xi \sigma_{\beta\gamma}) - F_{\alpha\beta}; \quad (2)$$

$$(\partial/\partial\tau \pm \xi \partial/\partial x_\alpha)(\sigma_{\alpha\gamma} \mp \xi V_\gamma) = \partial/\partial x_\gamma (v_2 V_\alpha/2 \pm \xi \sigma_{\gamma\gamma}) \pm \partial/\partial x_\beta (\xi \sigma_{\beta\gamma}) - F_{\alpha\gamma}; \quad (3)$$

$$\partial/\partial\tau(\sigma_{\beta\beta} - v_1 \sigma_{\alpha\alpha}) = v_2(1 - v)^{-1}(\partial V_\beta/\partial x_\beta + v \partial V_\gamma/\partial x_\gamma - F_{\beta\beta} - v F_{\gamma\gamma}); \quad (4)$$

$$\partial/\partial\tau(\sigma_{\gamma\gamma} - v_1 \sigma_{\alpha\alpha}) = v_2(1 - v)^{-1}(\partial V_\gamma/\partial x_\gamma + v \partial V_\beta/\partial x_\beta - F_{\gamma\gamma} - v F_{\beta\beta}); \quad (5)$$

$$\partial/\partial\tau \sigma_{\beta\gamma} = v_2[(\partial V_\beta/\partial x_\gamma + v \partial V_\gamma/\partial x_\beta)/2 - F_{\beta\gamma}], \quad (6)$$

где переменные приведены к безразмерному виду с помощью соотношений

$$\tilde{x}_i = x_i/x_0, \tau = c_0 t/x_0, \tilde{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij}/k_s, \tilde{S} = S/k_s, \tilde{V}_i = V_i/V_s, \quad (7)$$

$$k_s = \rho c_0 V_s, c_0 = \sqrt{(2\mu + \lambda)/\rho}, \delta = x_0/(V_s \tau_0),$$

в которых x_i, t — координаты и время; σ_{ij} — напряжения; $\Phi(S - k_s)$ — функция пластичности; $S = \sqrt{s_{ij}s_{ij}/2}$ — интенсивность напряжений в теле; $s_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij}p$ — девиатор напряжений, $p = \sigma_{ii}/3$ — гидростатическое давление; k_s — статический предел текучести материала тела при сдвиге; V_i — скорости частиц тела; μ, λ и ν — параметры Ламе и коэффициент Пуассона; x_0 — нормировочная константа, за которую принята длина грани куба; τ_0 — время

задержки текучести; c_0 — скорость продольной волны в теле; V_s — скорость частиц тела, при которой начинается пластическое течение; $v_1 = v/(1 - v)$, $v_2 = 1 - v_1$, $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq \alpha$, $\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3$, $\xi = c_{\perp}/c_0$ — отношение скорости поперечной волны $c_{\perp} = \sqrt{\mu/\rho}$ к скорости продольной волны c_0 , по повторяющимся латинским индексам проводится суммирование, а по повторяющимся греческим индексам суммирования нет.

Для упруговязкопластического тела функции в правых частях уравнений имеют вид: $F_{\eta\zeta} = \delta \frac{\bar{\Phi}(S-1)}{S} s_{\eta\zeta}$, $\eta, \zeta = \alpha, \beta, \gamma$. Для упрощения вычислений выбираем $\bar{\Phi}(S-1) = \sqrt{S-1}$ при $S > 1$ и $\bar{\Phi}(S-1) = 0$ при $S \leq 1$.

Критерии образования трещин выбираем с учетом накопления повреждений в виде $J_n = A$ или

$$J_{\tau} = B, \text{ где } J_n = \int_{\tau_0}^{\tau} \langle \sigma_n(\tau)/\sqrt{3} - 1 \rangle d\tau, J_{\tau i} = \int_{\tau_1}^{\tau} \langle \sigma_{\tau i}(\tau) - 1 \rangle d\tau,$$

$i = 1, 2$, а константы A и B определяются экспериментально.

Здесь $\langle f \rangle = f$ при $f > 0$ и $\langle f \rangle = 0$ при $f \leq 0$; $A = B = 1$; τ_0 и τ_1 — моменты времени, в которые соответствующие напряжения впервые выходят в пластическую область.

До выполнения критериев разрушения во всех внутренних точках тела предполагается непрерывность скоростей частиц и напряжений. Далее предполагается, что трещина развивается в соответствии с условиями, представленными в табл. 1 и 2.

3. Постановка задач

На рис. 2, 3 представлены схемы нагружения для рассматриваемых задач.

В первой задаче полый куб подвергается импульсному нагружению продуктами точечной детонации

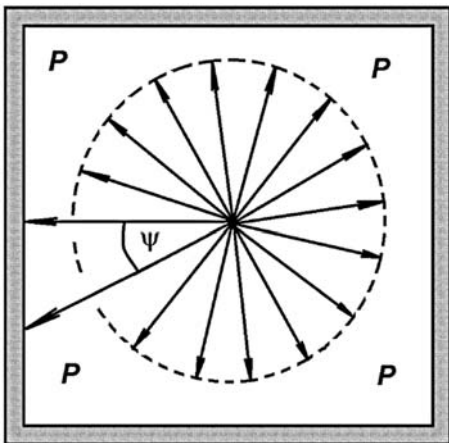


Рис. 2

заряда, расположенного в геометрическом центре куба. Задача исследования разлета продуктов взрыва решается приближенно аналитически [2, с. 581—604] и сводится к определению напряжений на внутренних поверхностях куба. Далее эти напряжения используются в качестве граничных условий при определении нижнего предела P_f разрушения куба. На верхней и боковых внешних гранях куба напряжения отсутствуют; на нижней внешней грани заданы условия жесткой заделки.

Схема нагружения показана на рис. 2. Угол ψ образован лучами, исходящими из точки подрыва в направлении нормали к внутренней границе куба и в произвольную (рассматриваемую) точку.

Задача разлета продуктов детонации сферически симметрична, исходные уравнения имеют следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, p = A\rho^k, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + u \frac{\partial p}{\partial r} + \rho \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2\rho u}{r} = 0, \end{cases} \quad (8)$$

где ρ — плотность газа; p — давление в газе; u — скорость частиц газа; k — показатель изоэнтропы, для конденсированных взрывчатых веществ (ВВ) примерно равный 3.

Решение задачи о точечном взрыве конденсированного ВВ с использованием соотношений (7) позволяет определить асимптотику зависимостей давления p в продуктах детонации от радиуса r и времени t в следующем виде [2, с. 586]:

$$p = Br^{-3}t^{-1,2}. \quad (9)$$

Для определения величины B обратимся к рис. 3. При длине ребра внутренней полости $l_* = l - 2\Delta$ расстояние от точки подрыва до внутренней грани равно $l_*/2$, а до любой точки на этой грани — $r_0 = l_*/2\cos\psi$. Максимальное значение угла ψ легко определить из геометрических соображений, оно равно $\psi_{\max} = \arccos(1/\sqrt{3}) = 60^\circ 48'$.

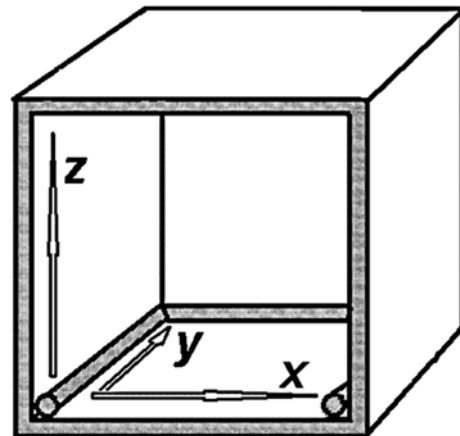


Рис. 3

Рассмотрим регулярное косое отражение волны, распространяющейся из центра взрыва в плоскости, образованной лучами (изображенными на рис. 3), составляющими угол ψ друг с другом, если [2, с. 427, 439]

$$p_{\perp}/p_0 = 2,4 = 1/(1 - \cos\psi_*), \quad (10)$$

где p_0 — напряжение на фронте падающей детонационной волны в точке соприкосновения ее с внутренней поверхностью куба; p_{\perp} — напряжение в отраженной детонационной волне (с $k = 3$), распространяющейся перпендикулярно грани куба; правая часть формулы соответствует косому отражению плоской детонационной волны от стенки и пригодна для углов $\psi \geq \psi_*$.

Формула (9) позволяет определить $\psi_* = \arccos(1 - p_0/p_{\perp}) = 60^{\circ}21'$. Сравнивая ψ_{\max} и ψ_* можно считать, что они совпадают, и записать уравнение (9) в виде

$$p = 2,4p_0 B' r^{-3} t^{-1,2}. \quad (11)$$

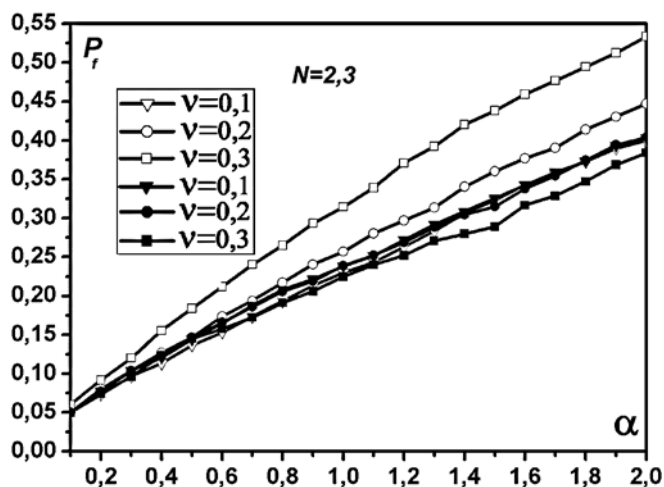


Рис. 4

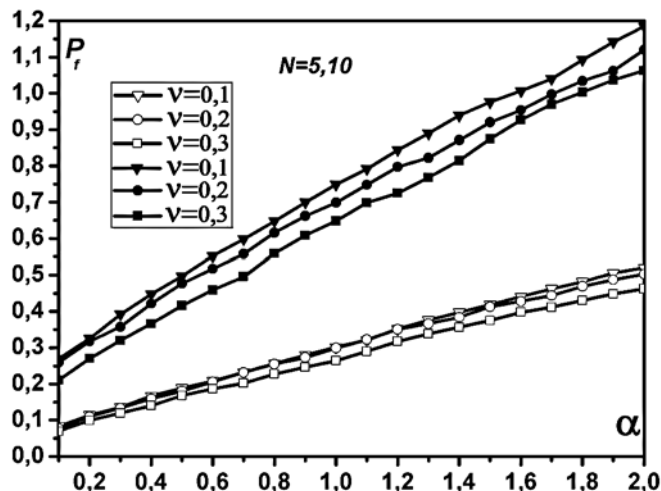


Рис. 5

Считая, что отсчет времени начинается с момента касания падающей волной стенки и что при этом нормальное напряжение на стенке в точке касания равно σ_0 , можно найти B' и записать (10) в следующем виде:

$$p = 2,4\sigma_0 \cos^3\psi (2\alpha\beta\tau + 1)^{-1,2}, \quad (12)$$

где $\alpha = D/c_0$, $\beta = l/l_*$, а σ_0 будет определяться по результатам моделирования из условия $\sigma_0 = P_f$, τ — безразмерное время, определенное в формуле (7).

К разным точкам внутренних поверхностей куба волны подходят не одновременно. Время нарастания "пятна", на котором происходит взаимодействие волны с гранями куба

$$\Delta\tau_{\max} = 2^{-1}\alpha^{-1}\beta^{-1}(\cos^{-1}\psi_{\max} - 1). \quad (13)$$

Радиусы "пятна" при $0 \leq \tau \leq \Delta\tau_{\max}$ будут иметь такой вид:

$$r = l\sqrt{\alpha\beta\tau(1 + \alpha\beta\tau)}. \quad (14)$$

Формулы (1)–(6) и (12)–(14) будем использовать при моделировании разрушения куба продуктами детонации; при этом формула (13) задает граничное условие для нормального напряжения на стенках куба (касательные напряжения будем считать нулевыми). Моделирование начинается в момент подхода детонационной волны к грани куба.

Для тонкостенных кубов ($\delta_* = 0,02$ и $\delta_* = 0,03$) для каждой грани задавались критерии для J_n и J_{τ} . В толстостенных кубах ($\delta_* = 0,05$ и $\delta_* = 0,1$) возникает сложноподвиженное состояние, поэтому для них J_n и J_{τ} и соответствующие им условия на трещинах рассчитывали по всем осям координатной сетки (шесть критериев).

Параметры моделирования. Моделирование проводили на сетке $100 \times 100 \times 100$ ячеек, толщина стенок составляла 2, 3, 5 и 10 ячеек. Отношения $\alpha = D/c_0$ и $\beta = l/l_*$ задавали как параметры. Коэффициент Пуассона задавали равным 0,1, 0,2 и 0,3.

Результаты моделирования. Графики зависимостей $P_f(\alpha)$ при различных толщинах стенок куба (в ячейках) N и коэффициентах Пуассона ν представлены на рис. 4 и 5. Темными маркерами отмечены графики при $N = 3$ и $N = 10$ соответственно. Остальные обозначения приведены на рисунках. Все графики имеют нарастающий характер.

Зафиксируем величины c_0 и ν , связанные с кубом, и рассмотрим формулу (12). Для заданного p с ростом α и β , т. е. скорости детонации и толщины куба, величина σ_0 , определяющая минимальную разрушающую нагрузку, должна возрасти, что и следует из графиков. При этом происходит как бы возрастание и укорочение разрушающего импульса, действующего на куб. При больших N ($N = 10$) в стенках куба возникает сложный процесс трещинообразования; этот процесс наиболее заметен при больших α , когда нагружающий импульс становится

малым и остаточное разрушение происходит именно за счет движения и слияния трещин. Представляет интерес и зависимость P_f от v . Для кубов с тонкими стенками ($N=2$) наибольшие значения P_f достигаются при $v=0,3$. Разрушение происходит в основном за счет растяжения стенок.

С возрастом толщины стенок ($N=3, N=5$) зависимость P_f от v ослабевает и меняется на противоположную для кубов с толстыми стенками ($N=10$). В этом случае процесс разрушения достаточно сложен: трещины могут двигаться как в одном направлении, так и в разных (частично блокируя друг друга); вблизи угловых точек куба может происходить разрушение сдвигом.

Во второй задаче тонкий детонационный шнур круглого сечения размещен по внутреннему периметру того же куба и активирован с одного конца (см. рис. 3). Скорость детонации D , радиус шнура $r \ll l$, детонация происходит в центре сечения шнура, размерами области детонации в шнуре пренебрегаем.

Таким образом, задача определения нагрузок, действующих на куб, сводится к определению давления, создаваемого точечным движущимся источником детонации и волны разгрузки, распространяющейся от него со скоростью $c = D/2$ [2, рис. 72, с. 558], в системе координат, связанной с источником. Скорость частиц в этой волне $V = D - c = D/2$ и направлена в ту же сторону, что и волна, движущаяся по шнуру. Форма этой волны — четверть сферического сектора с вершиной в точке детонации и осью, отстоящей на расстоянии r_0 — радиуса детонационного шнура — от смежных внутренних граней куба. Плотность продуктов детонации в этой волне $\rho = A/R^2$, где R — расстояние от точки детонации до рассматриваемой точки на смежных гранях ($r_0 \leq R \leq Dt/2$), а константа A может быть определена из условия

$$p(R = r_0, \psi = 0) = 2,4AD^2/4R^2 = 2,4\rho_0 D^2/4, \quad (15)$$

откуда $A = \rho_0 r_0^2$, где ρ_0 — плотность взрывчатого вещества; при этом общий вид нормального давления на стенки в этой волне, с учетом (10),

$$p(R, \psi) = \frac{\rho_0 r_0^2 D^2}{4(1 - 7\cos\psi/12)R^2}, \quad (16)$$

а области на левой внутренней и нижней гранях куба, на которые действует это давление, при $0 < t \leq l_*/D$ могут быть заданы системой неравенств

$$R = \sqrt{(Dt - y)^2 + \xi^2}, \quad r_0 \leq R \leq Dt/2, \quad Dt/2 \leq y \leq Dt, \\ r_0 \leq \xi \leq Dt - y, \quad \xi = x, z. \quad (17)$$

При $t = l_*/D$ детонация перейдет на нижнее ребро задней стенки куба и напряжение (17) будет действовать на заднюю и нижнюю стенки, однако

продукты детонации, полученные при $0 < t \leq l_*/D$, будут продолжать двигаться к задней стенке со скоростью V , создавая на ней дополнительное давление

$$p_1 = \rho_1 V^2, \quad (18)$$

где $\rho_1 = A/R^2$, а константа A определяется из условия равенства масс использованного взрывчатого вещества в шнуре и продуктов детонации (образующих четверть сферического сектора) в момент $t = l_*/D$, т. е. условия

$$M = \pi r_0^2 \rho_0 l_* = \frac{\pi}{2} \int_0^{\pi/4} \int_0^{l_*/2} \frac{A}{R^2} R^2 \sin\phi dR d\phi, \quad (19)$$

откуда $A = 13,66\rho_0 r_0^2$ и $p_1 = 3,414\rho_0 r_0^2 D^2/R^2$, где $R^2 = V^2 t_1^2 + x^2 + z^2 \leq l_*^2/4$ и $t_1 = t - l_*/D$. Площадь пятна, на которое действует это давление, определяется следующими условиями: $r_0 \leq R_* = Vt_1$ при

$0 \leq t_1 \leq l_*/\sqrt{2} D$ и $R_* = \sqrt{l_*^2/4 - V^2 t_1^2}$ при $l_*/\sqrt{2} D \leq t_1 \leq l_*/D$. При $t_1 = l_*/D$ оба процесса — движения точки детонации вдоль нижнего ребра задней грани и давления продуктов детонации на эту грань — заканчиваются.

Далее принимаем $t_2 = t_1 - l_*/D$ и рассматриваем эти процессы на правой внутренней грани куба, затем при $t_3 = t_2 - l_*/D$ на ближней к нам боковой грани. Давление на нижнюю грань определяется формулой (16) и сохраняется до окончания процесса детонации. К этому времени средняя плотность продуктов детонации станет $4\pi r_0^2 \rho_0/l_*^2 < 0,002\rho_0$ и ее давлением будем пренебрегать.

Параметры моделирования — те же, что и в предыдущей задаче, радиус шнура r_0 равняется одной ячейке.

Результаты моделирования представлены на рис. 6, 7.

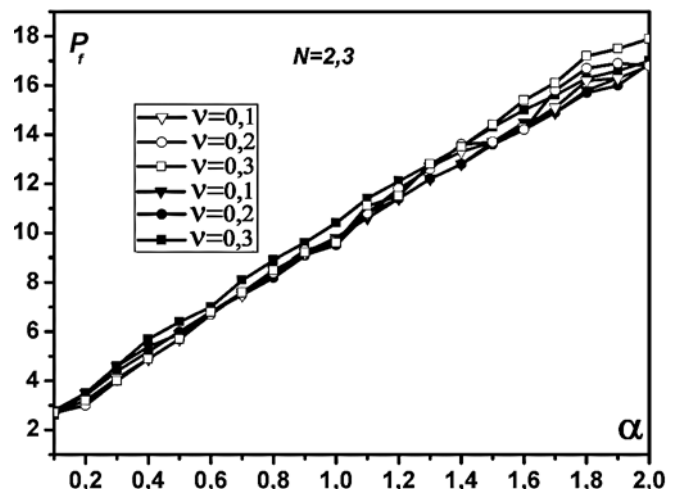


Рис. 6

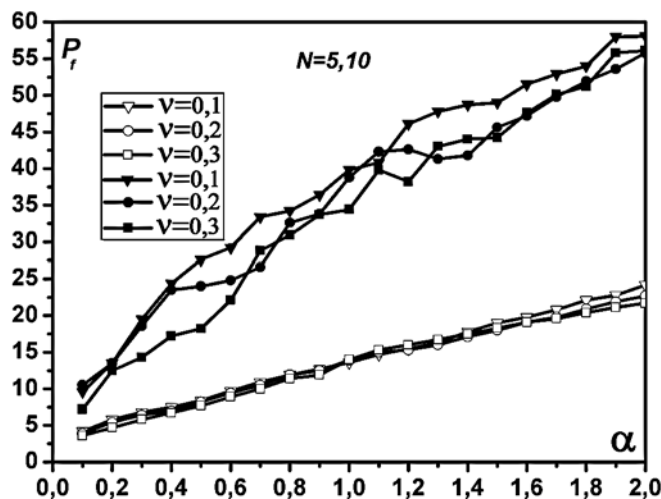


Рис. 7

Рассчитываемой величиной является минимальное давление $P_f(\alpha, v, N)$, определяемое формулой (16), при которой происходит полное разрушение куба в одном из его поперечных сечений. Значение этой величины получаем в результате серии численных экспериментов. Обозначения на рис. 6, 7 те же, что и на рис. 4, 5.

Для определения наиболее эффективного (из двух рассмотренных способов) способа расположения взрывчатого вещества предположим, что сферический заряд, находящийся в центре куба, изготовлен из того же количества ВВ, что и шнур. При этом его радиус $R_s = \sqrt[3]{3r_0^2 l^*}$, а начальное давление, создаваемое им на поверхности куба, определяем из выражения $\sigma_0 = p_H(2R_s/l^*) = (0,002...0,004)p_H$, где

p_H — начальное давление в продуктах детонации. В то же время начальное давление, действующее на боковую стенку куба при детонации шнура, согласно (16) составляет $0,6p_H$, что значительно больше. Таким образом, использование детонационного шнура выгоднее.

Заключение

Использование метода пространственных характеристик позволяет исследовать динамику и динамическое разрушение тел с полостями, в частности, исследовать динамическое разрушение тел прямоугольного сечения при взрывной нагрузке, при этом вновь разработанные алгоритмы оказались достаточно устойчивыми и быстрыми.

Решение задач газовой динамики выполнено приближенно, в соответствии с методиками, изложенными в работе [3]. В данном проекте они носят вспомогательную роль, обеспечивая импульсное нагружение внутренней поверхности разрушаемого тела, в том числе и движущимися нагрузками.

Под действием таких нагрузок исследуемое тело находится в сложнапряженном состоянии, поэтому используются различные критерии разрушения и условия на трещинах.

Список литературы

1. **Баяковский Ю. М., Галактионов В. А., Михайлова Т. Н.** Графор. Графическое расширение Фортрана. М.: Наука, 1985. 288 с.
2. **Бульчев Г. Г.** Построение матричной характеристической формы уравнений динамики анизотропных упруговязкопластических сред // Известия РАН. Механика твердого тела. 1995. № 1. С. 91–95.
3. **Станюкович К. П.** Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.

G. G. Bulychev, Professor, e-mail: geo-bulychev@mail.ru,
Moscow State University of RadioEngineering, Electronics and Automation

Numerical Modeling of Dynamical Destruction Hollow Bodies by Detonation Products

By numerical method of spatial characteristics there is solved the problem of impulsive destruction of thin-walled isotropic body. The impulse is made by point explosion in the center of body or by moving detonation point of explosive cord, located along the perimeter of the inner cavity of the body. Limit of destruction's stress is determined by as function of velocity of detonation, thickness of walls and Poisson's factor of a body material.

Keywords: a numerical simulation, a mechanics of the deformed solid body, dynamics, destruction, thin-walled bodies

References

1. **Bayakonskii Yu. M., Gakaktionov V. A., Mikhailova T. N.** *Графор. Графическое расширение Фортрана.* Moscow: Nauka, 1985. 288 p.

2. **Bulychev G. G.** Postroenie matrichnoi kharakteristicheskoi formi uravnenij dinamiki anizotropnich uprugoplastichnikh sred. *Izvestiya RAN. Mekhanika tverdogo tela.* 1995. N. 1. P. 91–95.

3. **Stanyukovich K. P.** *Neustanovivshiesya dvizheniya sploshnoi sredy.* Moscow: Nauka, 1971. 854 p.