

УДК 622.011.4;622.023

© 1997 г. С.А. АФАНАСЬЕВА, В.Г. ТРУШКОВ

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТЕОРИТНОГО УДАРА ПО ГОРНОЙ ПОРОДЕ И ВОДЕ

Рассматривается задача об ударном взаимодействии высокоскоростного железного метеорита с горной породой и водой с учетом существующих в настоящее время представлений об основных эффектах, влияющих на это явление: упругопластическое течение, разрушение, оплавление и испарение веществ. Прочность горной породы необходимо учитывать при любой скорости удара, так как она определяет, во-первых, скорость затухания ударной волны за счет потерь на деформирование и разрушение материала, и во-вторых, связанный с этим конечный размер кратера. Из-за математической сложности подобные задачи даже при сильных упрощающих предположениях допускают лишь численный анализ [1-4]. Такой подход принят и в настоящей работе.

Для численного решения используется эйлеровская методика [5, 6]. Термодинамические параметры взаимодействующих сред определяются с помощью широкодиапазонного уравнения состояния [7], апробированного к граниту и воде с помощью известных экспериментальных данных [8, 9]. Дан анализ процесса проникания крупного метеорита со скоростью 30 км/с.

1. Постановка задачи. Рассматривается контактное взаимодействие железного метеорита (ударника), имеющего форму шара, с плоским участком полупространства (преградой). В качестве преграды задается в одном случае массив горной породы, основу которой составляет окись кремния SiO_2 , и воды – в другом. Соударение происходит со скоростью u_0 , направленной по нормали к преграде. Упругопластическое поведение взаимодействующих материалов, разрушенных в результате соударения, описывается по схеме, принятой в [5, 6], т.е. принимаются соотношения

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \mathbf{U} d\Omega + \int_{\Gamma} (\mathbf{F} \cdot \mathbf{n}) d\Gamma + \int_{\Omega} \mathbf{H} d\Omega, \quad \mathbf{U} = [\rho, \rho u_r, \rho u_z, E]^T \quad (1.1)$$

$$\mathbf{F} = [\rho \mathbf{u}, \rho u_r \mathbf{u} - \sigma_r, \rho u_z \mathbf{u} - \sigma_z, E \mathbf{u} - (\sigma_r u_r + \sigma_z u_z)]^T$$

$$\mathbf{H} = [0, \sigma_{\varphi\varphi} / r, 0, 0]^T; \quad E = \rho[\epsilon + (u_r^2 + u_z^2) / 2]$$

$$\mathbf{E} = \frac{D}{Dt} \mathbf{S} + \lambda \mathbf{S}, \quad \mathbf{E} = [2\mu l_r, 2\mu l_z, \mu l_{rz}]^T; \quad \mathbf{S} = [S_r, S_z, S_{rz}]^T$$

$$l_r = \frac{\partial u_r}{\partial r} - \theta, \quad l_z = \frac{\partial u_z}{\partial z} - \theta, \quad l_{rz} = \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r}$$

$$\theta = \frac{1}{3} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right]$$

где ρ – плотность; \mathbf{u} – вектор массовой скорости; u_r, u_z – компоненты вектора массовой скорости в направлении координатных осей r и z ; ϵ – удельная внутренняя энергия; σ_r, σ_z – векторы напряжений на площадках, перпендикулярных осям r и z ,

причем $\sigma_{rr} = -p + S_r$, $\sigma_{zz} = -p + S_z$, $\sigma_{rz} = S_{rz}$, $\sigma_{\varphi\varphi} = -p - (S_r + S_z)$; S_r, S_z, S_{rz} – компоненты девиатора тензора напряжений; p – давление; \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности Γ некоторого объема Ω ; l_r, l_z, l_{rz} – компоненты девиатора тензора скоростей деформаций; μ – модуль сдвига. Символ D/Dt – производная в смысле Яуманна, λ определяется с помощью условия текучести Мизеса

$$S_r^2 + S_z^2 + S_{rz}^2 + S_r S_z = \frac{1}{3} \sigma_s^2 \quad (1.2)$$

где σ_s – предел текучести материала.

Для замыкания системы используется уравнение состояния типа Ми-Грюнаизена, в котором давление является функцией ρ , ϵ , и параметра $\alpha = \rho_m/\rho$, называемого пористостью (ρ_m – плотность материала матрицы). Причем если известно уравнение состояния материала матрицы $\rho_m = f(\rho_m, \epsilon)$, то давление в пористой среде определяется как [10] $p = f(\alpha, \rho, \epsilon)/\alpha$, и решается совместно с уравнением, описывающим изменение пористости. Таким уравнением является условие текучести пористого материала [11]:

$$p = p_e \quad (1.3)$$

где p_e – пороговое давление. При сжатии давление не может быть больше $p_e = \frac{2}{3}(\sigma_{sm}/\alpha)\ln(\alpha/\alpha - 1)$, при растяжении оно не может быть меньше $p_e = -(a_s/\alpha)\ln(\alpha/\alpha - 1)$, где a_s – параметр, характеризующий прочность материала на разрыв. В других случаях пористость не меняется.

Значения σ_s и μ связаны с соответствующими характеристиками материала матрицы σ_{sm} и μ_m и зависят от пористости и внутренней энергии следующим образом

$$\sigma_s = \sigma_{sm} K_\epsilon / \alpha, \quad \mu = \mu_m K_\epsilon K_\eta \quad (1.4)$$

$$K_\epsilon = \begin{cases} 1 - \epsilon / \epsilon_f, & \epsilon \leq \epsilon_f \\ 0, & \epsilon > \epsilon_f \end{cases}$$

$$K_\eta = (1 - \eta) \left(1 - \eta \frac{6\rho_{0m}c_{0m}^2 + 12\mu_m}{9\rho_{0m}c_{0m}^2 + 8\mu_m} \right)$$

где $\eta = (\alpha - 1)/\alpha$ – относительный объем пор; ρ_{0m}, c_{0m} – начальная плотность и объемная скорость звука материала матрицы; ϵ_f – энергия плавления.

При моделировании разрушения материала учитываются два механизма повреждения тел – отрывной и сдвиговой [6], суть которых сводится к следующему. Разрушение по типу отрыва рассматривается как процесс роста пор под действием растягивающих напряжений, и при выполнении критерия

$$\eta \geq \eta_* \quad (1.5)$$

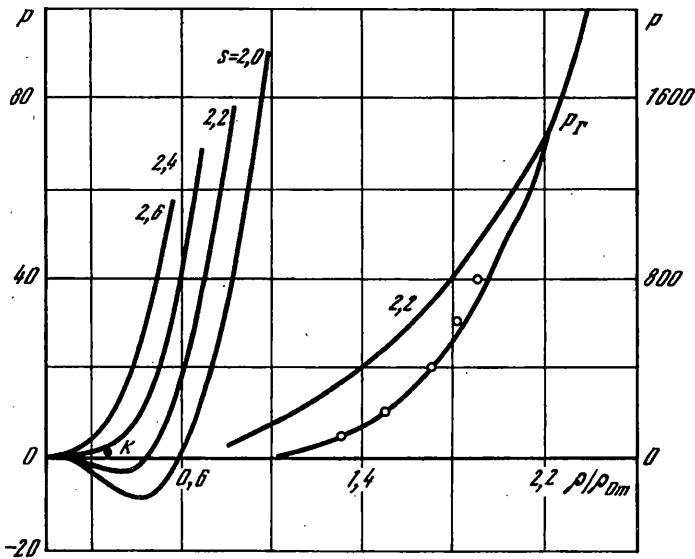
материал считается разрушенным. Причем рост пор начинается, когда величина растягивающих напряжений достигает значения начальной прочности материала на разрыв

$$\sigma_0^p = \frac{a_s}{\alpha_0} \ln \left(\frac{\alpha_0}{\alpha_0 - 1} \right) \quad (1.6)$$

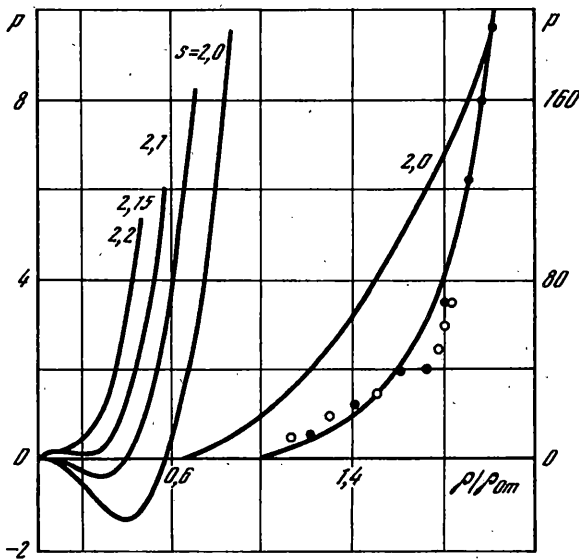
где α_0 – начальная пористость материала. При разрушении материала по сдвигу мерой повреждения является удельная работа сдвиговых пластических A^p . При выполнении критерия

$$A^p \geq A_*^p \quad (1.7)$$

материал считается разрушенным по сдвигу. Приращение работы dA^p имеет место



Фиг. 1



Фиг. 2

при каждом сносе компонент девиатора тензора напряжений на круг текучести Мизеса (1.2) и определяется по формуле [12]:

$$dA^p = \frac{\sigma_s}{3\rho\mu} \left(\sqrt{\frac{3}{2} J_2^I} - \sigma_s \right) \quad (1.8)$$

где J_2^e – второй инвариант нескорректированных компонент девиатора тензора напряжений. При достижении в некоторой точке материала критических значений относительного объема пор η_* или удельной работы сдвиговых пластических деформаций A_*^p прочностные характеристики среды μ , σ_s и a_s скачкообразно умень-

Таблица 1

Параметр	Железо [7]	Гранит	Вода
ρ_{0m} , г/см ³	7,85	2,67	1,0
c_{0m} , м/с	4630	3300	1500
Λ_0 , Мдж/кг	7,65	4,0	1,5
L_1	3,55	3,3	2,45
L_2	3,96	3,15	2,60
γ_0	1,78	1,1	1,3
β	0,489	1,4	0,3
ν	3,0	3,0	3,0
n	1,66	1,66	1,33
k	4,5	4,5	4
T_f , °К	2270	3000	273
ρ_k/ρ_{0m}	0,258	0,3	0,307
ρ_k , ГПа	0,825		0,023
T_k , °К	8970		650
M , г/моль	56	59	18

Таблица 2

Параметр	Железо	Гранит	Вода
μ_m	86,7	25,4	0
σ_{sm}	0,9	1,5 [2]	0
σ_0^p	3,5	0,4	0,04
a_s	0,47	0,058	0,0058
α_0	1,0006	1,001	1,001
η_*	0,3	0,01	0
A_*^p	60	1	0

Таблица 3

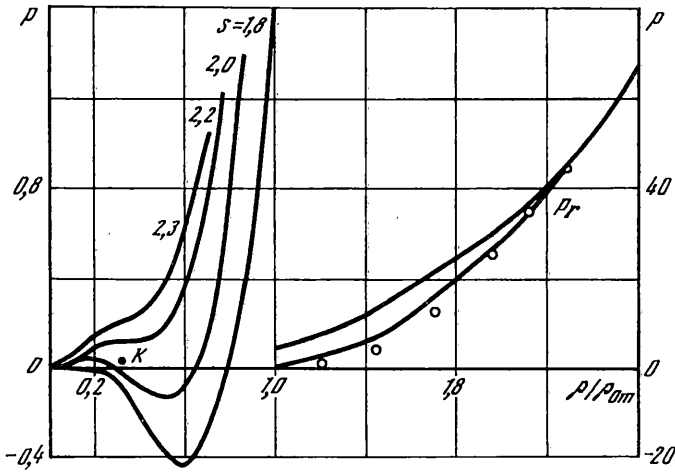
Номер варианта	Параметр Материал	ρ ,	μ ,	ρ/ρ_{0m}	ϵ/Λ_0	$T \cdot 10^{-3}$
1	Железо	1670	19,0	2,29	7,8	47
	Гранит	1670	19,0	2,30	42,5	1000
2	Железо	685	23,6	1,89	2,6	18
	Вода	685	23,6	5,2	180,0	52,5

шаются таким образом, что материал практически прекращает сопротивляться растягивающим и сдвиговым напряжениям. В случае, если вещество находится в расплавленном или газообразном состоянии, т.е. μ и σ_s равны нулю (1.4), то упруго-пластическая модель среды трансформируется в гидродинамическую.

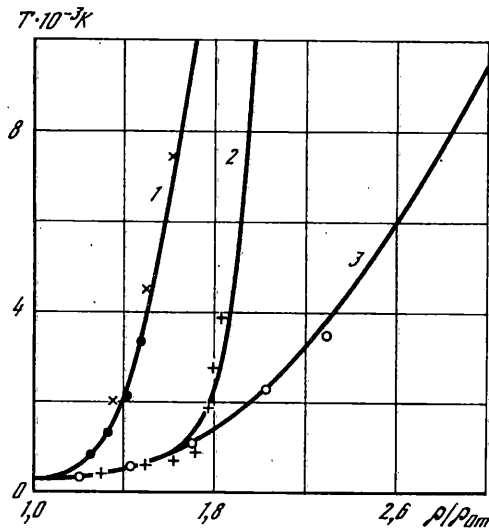
2. Уравнение состояния. В [7] излагается способ построения широкодиапазонного уравнения состояния типа Ми-Грюнайзена

$$p_m(\rho_m, \epsilon) = p_s(\rho_m, \epsilon) + \gamma(\rho_m, \epsilon)\rho_m[\epsilon - \epsilon_s(\rho_m)] \quad (2.1)$$

$$\gamma(\rho_m, \epsilon) = \frac{(n-1)x + \beta y}{x+y} + [\gamma_0 - (n-1)] \frac{x(1+\nu x^2)}{(1+x^2 y)^2}$$



Фиг. 3



Фиг. 4

$$\varepsilon_s(\rho_m) = k \frac{B_{0m}}{\rho_{0m} L^2} \{ \exp[L(1 - x^{2-n})] - 1 \}^2$$

$$p_s(\rho_m) = \rho_{0m}^2 \frac{d\varepsilon_s}{d\rho_m}, \quad L = \begin{cases} L_1, & x \geq 1 \\ L_2, & x < 1 \end{cases}$$

$$x = \rho_{0m} / \rho_m, \quad y = \varepsilon / \Lambda_0, \quad B_{0m} = \rho_{0m} c_{0m}^2$$

где γ_0 – термодинамический коэффициент Грюнайзена; Λ_0 – энергия сублимации; L_1 , L_2 , β , ν , k , n – параметры уравнения. В табл. 1 приведены значения параметров уравнения состояния рассматриваемых материалов. На фиг. 1, 2 и 3 представлены рассчитанные по (2.1) ударные адиабаты (справа) и изэнтропы разгрузки (слева) железа, гранита и воды соответственно в сравнении с экспериментальными данными (данные о железе [8]; темные точки – данные о граните [9], светлые точки – данные о

кристаллическом кварце [8], данные о воде [8]), где обозначено $s = \rho_{\Gamma}/\rho_{0m}$; ρ_{Γ} , p_{Γ} – плотность и давление на ударной адиабате; K – критическая точка.

Для оценки температуры используется зависимость [13]:

$$T = T_0 Q + [\varepsilon + \varepsilon_s(\rho_m)] / c_V$$

$$Q = \exp[\gamma_0(1-x)] \quad (2.2)$$

Значение изэнтропы сжатия $\varepsilon_s(\rho_m)$, проходящей через точку с параметрами $\varepsilon_s(\rho_{0m}) = p = 0$ и $T = T_0 = 293^\circ\text{K}$, определяется из (2.1). Удельная теплоемкость c_V задается для каждого вещества с помощью построенной по экспериментальным данным интерполяционной зависимости для железа

$$c_V = \frac{3R}{M} \left(1 + \frac{y}{x}\right) / (1+y) \quad (2.3)$$

для гранита

$$c_V = \frac{9R}{M} \left(1 + \frac{y}{x}\right) / (1+y) \quad (2.4)$$

для воды

$$c_V = \frac{9R}{M} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{x_k} \right) + 1 \right] \quad (2.5)$$

где R – универсальная газовая постоянная; M – молярная масса вещества; $x_k = \rho_{0m}/\rho_k$ – относительный объем в критической точке. Рассчитанные по формуле (2.2) значения температуры вдоль ударных адиабат железа (кривая 1), гранита (2) и воды (3) приведены на фиг. 4 и иллюстрируют удовлетворительное согласование с экспериментальными данными из [8].

Определение энергии плавления ε_f осуществлялся путем подстановки в (2.2), разрешенной относительно ε , температуры плавления из критерия Линдермана $T_f = T_f(\rho_{0m})x^{2/3}Q$

$$\varepsilon_f = \varepsilon_s(\rho_m) + c_V T_0 Q \left[\frac{1}{T_0} T_f(\rho_{0m}) x^{2/3} Q \right] \quad (2.6)$$

3. Анализ результатов. Система уравнений (1.1), замкнутая уравнением состояния (2.1) совместно с уравнением изменения пористости (1.3), интегрируется при следующих начальных и граничных условиях. Для всех области при $t = 0$:

$$\rho(r, z, 0) = \rho_{0m} / \alpha_0, \quad \alpha(r, z, 0) = \alpha_0 \quad (3.1)$$

$$\varepsilon(r, z, 0) = u_r(r, z, 0) = \sigma_{rr}(r, z, 0) = \sigma_{zz}(r, z, 0) = \sigma_{rz}(r, z, 0) = 0$$

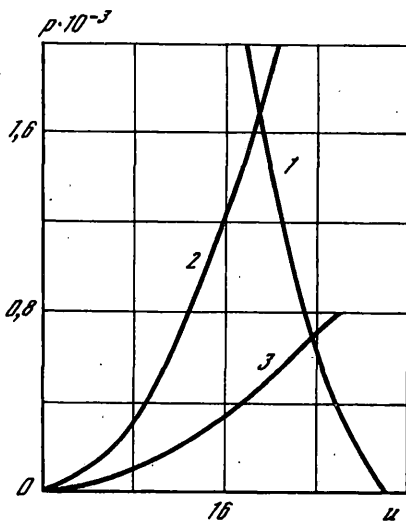
для ударника $u_z(r, z, 0) = v_0$; для преграды $u_z(r, z, 0) = 0$. На свободной поверхности контактирующих тел

$$\sigma_{nn}(r, z, t) = \sigma_{n\tau}(r, z, t) = 0 \quad (3.2)$$

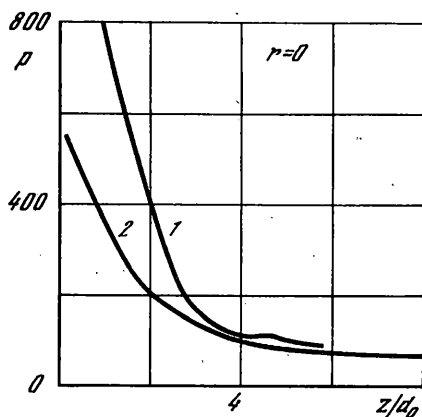
на границах контакта со взаимным скольжением без трения

$$\sigma_{n\tau}(r, z, t) = 0; \quad [u_n(r, z, t)] = [\sigma_{nn}(r, z, t)] = 0 \quad (3.3)$$

Здесь квадратные скобки означают скачок заключенной в них величины при переходе через контактную границу, знаки n и τ соответствуют проекциям векторной величины на нормаль и касательную к контуру границы соответственно. Для чис-



Фиг. 5

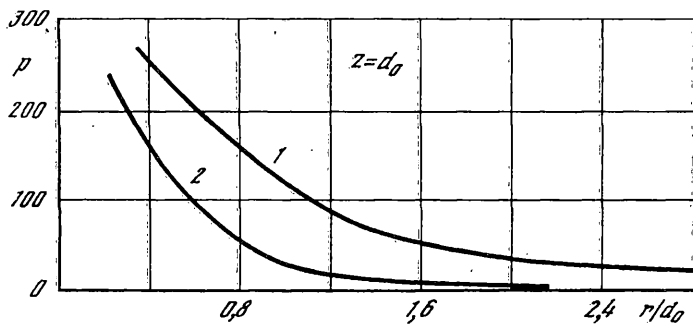


Фиг. 6

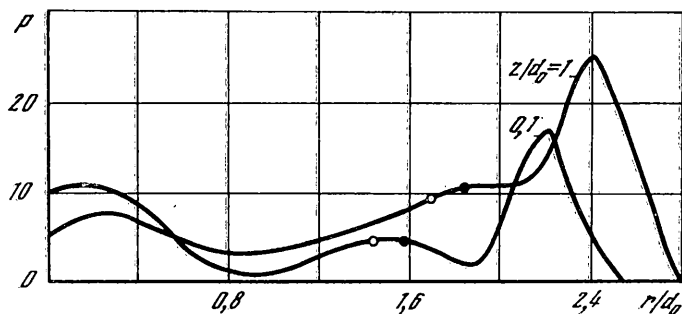
ленного решения используется эйлеровская методика [5], основанная на двухшаговой конечноразностной схеме Мак-Кормака и методе маркеров. Прочностные характеристики взаимодействующих материалов приведены в табл. 2. Первый вариант задачи – удар железного метеорита по граниту, второй вариант – удар железного метеорита по воде. Скорость удара в обоих случаях равна 30 км/с. Диаметр ударника равен 10 м, его масса – $4,1 \cdot 10^6$ кг. Характерное время процесса составляет 1 мс. Влияние масштабного фактора при расчете кинетического процесса разрушения среды, характерное время которого укладывается в микросекундный диапазон, сказывается на том, что "накопление" повреждений происходит относительно 1 мс практически мгновенно.

Для определения диапазона изменения величины в процессе взаимодействия полезным является одномерный анализ распада разрыва методом отражения ударных адиабат. На фиг. 5 представлен графический способ решения этой задачи в координатах давление – массовая скорость. Кривая 1 – это ударная адиабата ударника – железа, построенная из $u = 30$ км/с, кривые 2 и 3 – адиабаты мишени – гранита и воды соответственно. Параметры распада разрыва в точках пересечения адиабат приведены в табл. 3. Они являются максимальными для заданных пар соударяющихся тел при 30 км/с материалов. При разгрузке с этих значений в 1 варианте гранит испаряется полностью, а железный ударник – частично, во 2 варианте вода полностью испаряется, а железный ударник расплавляется.

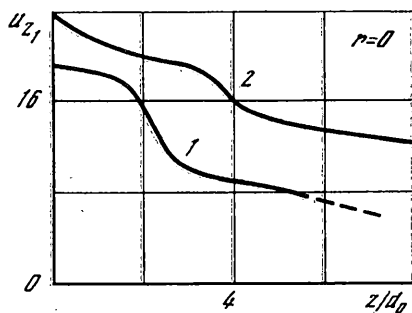
Наблюдаемая в расчете возмущенная зона представляет собой эллипсоид, расширяющийся вглубь полупространства со скоростью ударной волны. Режим деформирования гранита, характеризующегося высоким пределом текучести и значительно меньшей прочностью на разрыв, обусловлен выполнением критериев (1.5), (1.7) при нагрузке 1–2 ГПа. К тому же термодинамическое состояние разрушенного материала такое, что он испаряется и оплавляется. Металл ударника практически по всему объему достиг газообразного состояния и расширяется, не смотря на сильное противодействие со стороны сжатых продуктов гранита. Процесс проникания метеорита может быть разделен на три фазы. В первой фазе происходит образование кратера путем вытеснения массы преграды движущимся ударником. Затем при $t = 1$ мс начинается радиальное движение верхней части боковой поверхности кратера к оси симметрии. Скорость этого движения $\sim 8,2$ км/с. При достижении веществом преграды оси симметрии зарождается мощное кумулятивное движение вдоль нее вниз и вверх со скоростью ~ 20 км/с, причем давление в этой зоне достигает 550 ГПа. К 1,5 мс



Фиг. 7



Фиг. 8



Фиг. 9

фронтальный кумулятивный выброс заполняет полость кратера, чем и заканчивается вторая фаза. Дальнейшее движение метеорита происходит по типу обтекания – третья фаза. В результате лицевого выброса над поверхностью преграды формируется высокотемпературное при $T \sim (10 - 40) \cdot 10^3$, °К облако газообразных продуктов гранита, расширяющееся со скоростью 25–28 км/с. Его термодинамические параметры вблизи свободной поверхности составляют $x = 10-50$; $p = 0,5-2,0$ ГПа; $y = 2,5-4,0$, что соответствует состоянию сильно нагретого газа. Ударник при этом имеет компактную форму и движется со скоростью 8–9 км/с. Его термодинамические параметры к 3 мс имеют следующие значения: $x = 1,2-2,4$; $p = 50-130$ ГПа, $y = 2-4$, $T = (40-50) \cdot 10^3$ °К.

При проникании метеорита в воду наблюдается аналогичная 1 варианту картина. Здесь проникание ударника происходит с меньшим торможением, чем в гранит, и

интенсивность ударной волны тоже ниже. Состояние вещества в возмущенной зоне преграды – это перегретый пар. Верхняя часть этой зоны, движущаяся с $u_z < 0$, выбрасывается над поверхностью воды расширяющимся газообразным облаком. Состояние ударника практически совпадает с 1 вариантом к 3 мс процесса, имея внушительное различие в начальной стадии. Это совпадение объясняют кривые затухания давления в передней точке контактной границы ($r = 0$) от глубины проникания (фиг. 6). В варианте 1 давление затухает интенсивнее, чем во 2 варианте, однако при $z > 3d_0$ кривые сближаются. С этого периода на давление в зоне контактной границы влияет фронтальный кумулятивный поток, вызванный схлопыванием кратера, который дополнительно нагружает ударник. Отход присоединенной ударной волны от головной части контактной границы вперед по течению в граните наблюдается при $t = 1,5$ мс, в воде это происходит позднее и на гораздо большей глубине, $z > 8d_0$. Затухание пикового давления на ударной волне вдоль координаты r на глубине $z = d_0$ приведено на фиг. 7. В исследуемые промежутки времени ударная волна затухает в граните до 20 ГПа, в воде – до 5 ГПа. В граните это еще значительно превышает предел текучести, это говорит о том, что за фронтом возмущений следует фронт сдвигового разрушения. Этот факт иллюстрируется эпюрами давления в граните вдоль координаты r при $z = d_0$ и $z = 0,1d_0$ в 3 мс на фиг. 8; светлыми и темными точками обозначены границы предполагаемой области испарения и плавления соответственно. Для обоих вариантов характерным является сверхзвуковое движение ударника в наблюдаемые промежутки времени. Торможение ударника показано на фиг. 9 зависимостью скоростью точки $r = 0$ на контактной границе от глубины проникания (1 – первый вариант, 2 – второй вариант). Поведение этой скорости u_{z1} [км/с] отражает влияние каждой из трех фаз процесса взаимодействия. В первой фазе скорость ударника монотонно убывает, в период схлопывания кратера происходит резкое торможение, а затем в фазе обтекания вновь устанавливается монотонное движение ударника при сохранении сверхзвуковой скорости движения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-01-00713А).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O'Keefe J.D., Ahrens Th.J. Shock effects from a large impact on the Moon // Proc. 6th Lunar Science Conf. L.: Pergamon Press, 1975. P. 2831–2844.
2. Knowels C.R., Brode H.L. The theory of cratering phenomena an overview // Impact and Explosion Cratering. New York: Pergamon Press, 1977. P. 869–895.
3. Григорян С.С., Евтерев Л.С. О действии сильного взрыва на поверхности скального полупространства // Докл. АН СССР. 1975. Т. 222. № 3. С. 544–547.
4. Афанасьева С.А., Чернышев С.А., Югов Н.Т. Численный анализ наклонного проникания упругопластического тела со звездообразным поперечным сечением в слой сжимаемой жидкости // Докл. АН СССР. 1991. Т. 316. № 3. С. 562–565.
5. Ефремова Л.В., Корнеев А.И., Трушков В.Г. Численное моделирование процесса деформации конической облицовки // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23. № 2. С. 110–115.
6. Толкачев В.Ф., Трушков В.Г. Математическое моделирование сдвиговых и откольных разрушений при ударном взаимодействии упругопластических тел // Хим. физика. 1993. Т. 12. Вып. 2. С. 170–174.
7. Жуков А.В. Интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния металлов в переменных: давление, плотность, энергия // Механика деформируемого твердого тела. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. С. 70–79.
8. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
9. Vitkovich T.R. The gas equation of state for natural materials // Lawrence Radiation Laboratory, Univ. California, Livermore, UCRL – 14729. 1967. 28 p.

10. *Carrol M.M., Holt A.C.* Static and dynamic porecollapse relations of ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. № 4. P. 1626–1635.
11. *Белов Н.Н., Демидов В.Н., Ефремова Л.В. и др.* Компьютерное моделирование динамики высокоскоростного удара и сопутствующих физических явлений // Изв. вузов. Физика. 1992. № 8. С. 5–48.
12. *Майнчен Д., Сак С.* Метод расчета "Тензор" // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 185–211.
13. *Жданов В.А., Жуков А.В.* Термодинамически полные уравнения состояния металлов (твердая фаза) // ПМТФ. 1978. № 5. С. 139–146.

Томск

Поступила в редакцию
25.I.1996