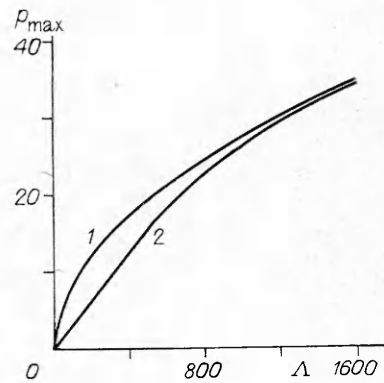


Р и с. 3



Р и с. 4

$h = 2 \cdot 10^{-6}$  м, радиусом сфер  $R = 9 \cdot 10^{-3}$  м,  $\kappa = 1$  (изотермическое течение),  $\alpha = 30^\circ 41'$ , глубиной канавок в профилированной части  $\Delta h = 4 \cdot 10^{-6}$  м, относительной шириной канавки 0,603,  $x_i^2 = 0,1455$ ,  $x_s^2 = 0,6344$ ,  $x_0^2 = 1,44$ . Кривые 1–5 соответствуют  $\Lambda = 13,7; 41; 136; 957; 1777$ , штриховые линии — предельное решение на гладком участке. Кривые 4, 5 на этом участке практически совпадают с предельной кривой и на рисунке отсутствуют.

Как следует из (3.2), при  $h = \text{const}$  на гладкой части  $p = \Lambda^{1/2} \times \left[ \frac{\sin 2\alpha}{\text{ch}^2 x_i^2} \left( \langle h \rangle - \frac{\langle h^{-2} \rangle}{\langle h^{-3} \rangle} \right) \right]_{x^2=x_i^2}^{1/2} \frac{\sqrt{x_0^2 - x^2}}{h^{3/2}}$ . Видно, что давление, а следовательно, и несущая способность максимальны при  $\alpha = 45^\circ$ . Из формулы также следует, что давление  $p$  достигает наибольшего значения  $p_{\text{max}}$  при  $x^2 = x_s^2$ .

На рис. 4 показаны две зависимости  $p_{\text{max}}(\Lambda)$  (1 — приведенное асимптотическое решение, 2 — результат решения на ЭВМ задачи в полной постановке).

Авторы выражают благодарность М. А. Галахову за обсуждение некоторых результатов работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бурмистров А. Н., Ковалев В. П. Асимптотические методы в теории смазки: Теоретическое и экспериментальное исследование движений жидкости и газа // Межведомственный сборник. — М.: МФТИ, 1985.
2. Elrod H. G. Thin-film lubrication theory for newtonian fluids with surfaces processing striated roughness or grooving // Trans. ASME. Ser. F. J. Lubric. Technol. — 1973. — V. 95, N 4. Рус. пер. Элрод. Теория тонкого смазочного слоя для ньютоновской жидкости на поверхностях с бороздчатыми шероховатостями или канавками // Проблемы трения и смазки. — 1973. — № 4.
3. Котляр Я. М. Асимптотическое решение уравнений Рейнольдса // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1976. — № 5.
4. Julian D. Cole. Perturbation methods in applied mathematics. — Toronto; London: Blaisdel Publ. Company, 1968. Рус. пер. Коул Дж. Методы возмущений в прикладной математике. — М.: Мир, 1972.

Поступила 18/V 1987 г.

УДК 539.374 + 624.131

### СТРУКТУРА УДАРНЫХ ВОЛН В ПОРИСТОМ ЖЕЛЕЗЕ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

В. Н. Аптуков, П. К. Николаев, В. И. Романченко  
(Пермь)

Интерес к изучению поведения пористых материалов при ударном нагружении обусловлен практическим их применением при взрывном компактировании деталей [1], использованием в различных демпферах ударно-волнового воздействия [2], воз-

возможностью реализации расширенного спектра термодинамических состояний веществ [3, 4].

Область высоких давлений ударного сжатия свыше 10 ГПа традиционно более исследована, что связано с интенсивным развитием физики ударных волн в послевоенные годы. Объем информации в области низких давлений, где наиболее существенны механические эффекты прочности и пластического затекания материала в поры, относительно мал и ограничен отдельными материалами и пористостями, а результаты подчас противоречивы [2].

Известные модели механического поведения пористых материалов делятся на две основные группы: равновесные модели с явной зависимостью  $p \sim \rho$  [5, 6] и неравновесные, отражающие кинетику схлопывания пор [7—10].

В настоящей работе на основе термомеханических принципов сплошной среды с внутренними параметрами состояния предлагается модель поведения пористых тел при импульсных нагрузках. Результаты математического моделирования сравниваются с проведенными нами экспериментальными измерениями профиля волн сжатия в пористом железе различной начальной пористости (10—40 %) датчиками давления.

**1. Описание модели.** Механика деформируемого пористого тела основывается на ряде гипотез, главными из которых являются гипотеза сплошности и постулат макроскопической определенности [11].

Общая система уравнений термомеханического поведения поврежденной неупругой среды имеет вид [12—14]

$$(1.1) \quad \frac{1}{\rho} \dot{\rho} + \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad \operatorname{div} \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{F} = \rho \dot{\mathbf{v}},$$

$$z = z(\boldsymbol{\sigma}, \Theta, \boldsymbol{\varepsilon}^p, \boldsymbol{\varepsilon}^N), \quad \boldsymbol{\varepsilon} = -\rho \partial z / \partial \boldsymbol{\sigma}, \quad \eta = -\partial z / \partial \Theta,$$

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \Phi(\boldsymbol{\sigma}, \Theta, \boldsymbol{\varepsilon}^p, \boldsymbol{\varepsilon}^N), \quad \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^N = \Psi(\boldsymbol{\sigma}, \Theta, \boldsymbol{\varepsilon}^p, \boldsymbol{\varepsilon}^N),$$

$$\Theta \rho \dot{\eta} = \nabla \cdot (\boldsymbol{\kappa} \cdot \nabla \Theta) + r^* \rho - \rho \frac{\partial z}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}^p} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p - \rho \frac{\partial z}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}^N} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^N, \quad -\rho \frac{\partial z}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}^p} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p - \rho \frac{\partial z}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}^N} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^N \geq 0,$$

где  $\boldsymbol{\sigma}$ ,  $\boldsymbol{\varepsilon}$ ,  $\boldsymbol{\varepsilon}^p$ ,  $\boldsymbol{\varepsilon}^N$  — тензоры напряжений и деформаций (полной, вязкопластической и обусловленной поврежденностью);  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{F}$  — векторы скорости и массовых сил;  $\rho$  — плотность;  $\Theta$  — температура;  $\eta$  — энтропия;  $z$  — свободная энтальпия;  $r^*$  — плотность внутренних источников тепла;  $\boldsymbol{\kappa}$  — матрица коэффициентов теплопроводности.

Для применения системы (1.1) к решению конкретных задач необходимо задать функции  $z$ ,  $\Phi$ ,  $\Psi$ , начальные и граничные условия. В системе (1.1) тензоры  $\boldsymbol{\varepsilon}^p$  и  $\boldsymbol{\varepsilon}^N$  имеют смысл внутренних параметров состояния среды, обусловленных вязкопластическими деформациями матрицы и деформациями, связанными с изменением поврежденности тела. В настоящей работе система уравнений (1.1) использована для вывода определяющих соотношений исходно-пористых тел.

Рассмотрим изотропную пористую среду с относительным объемом пор  $V^N = \bar{V}^N / \bar{V}_0$  ( $\bar{V}^N$  — объем пор в некотором малом объеме  $\bar{V} = \bar{V}^N + \bar{V}^m$ ,  $\bar{V}^m$  — объем матрицы,  $\bar{V}_0 = (\bar{V})_{t=0}$ ). Определим среднюю плотность пористого материала как  $\rho = \rho^m \bar{V}^m / \bar{V} = \rho^m V^m / (V^N + V^m)$ ,  $V^m = \bar{V}^m / \bar{V}_0$ ,  $\rho^m$  — текущая плотность матрицы. Если в ходе нагружения  $V^N \rightarrow 0$ , то  $\rho \rightarrow \rho^m$ . В начальный момент времени  $V^N = V_0^N$ ,  $V_0^m + V_0^N = 1$ , и поэтому  $\rho_0 = \rho_0^m (1 - V_0^N)$ ,  $\rho_0^m$  — начальная плотность матрицы материала (в данном случае плотность непористого железа). Объемная деформация от изменения пористости связана с относительным объемом пор как  $\boldsymbol{\varepsilon}^N = V^N - V_0^N$ .

Предположим, что функция  $z$  имеет вид, аналогичный непористому термоупруговязкопластическому материалу [13], но с параметрами среды, зависящими от относительного объема пор  $V^N$ :

$$(1.2) \quad -\rho z = \frac{1}{2} \left( \frac{p^2}{\kappa(\Theta, V^N)} + \frac{\mathbf{S} : \mathbf{S}}{2G(\Theta, V^N)} \right) + \rho c'_\Theta(\Theta, V^N) \Theta (\ln \Theta - 1) +$$

$$+ 3\alpha(\Theta, V^N) \Theta p + \mathbf{S} : \boldsymbol{\varepsilon}^p + 3p \boldsymbol{\varepsilon}^N.$$

Здесь  $p = (1/3)\sigma : \mathbf{I}$ ;  $\mathbf{S} = \boldsymbol{\sigma} - p\mathbf{I}$ ;  $\mathbf{I}$  — единичный тензор;  $\mathbf{e}^p$  — девиатор тензора вязкопластических деформаций. В соотношении (1.2) матрица пористого материала полагается пластически несжимаемой  $\boldsymbol{\varepsilon}^p = \mathbf{e}^p$ , последнее слагаемое характеризует работу среднего давления на объемной деформации, обусловленной изменением пористости.

В соответствии с выражением  $\boldsymbol{\varepsilon} = -\rho \partial z / \partial \boldsymbol{\sigma}$  (см. (1.1)) с помощью (1.2) получим физические уравнения для пористого материала:

$$(1.3) \quad \boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{3} \frac{p}{K(\Theta, V^N)} + \alpha(\Theta, V^N) \Theta + \boldsymbol{\varepsilon}^N, \quad \mathbf{e} = \frac{1}{2} \frac{\mathbf{S}}{G(\Theta, V^N)} + \mathbf{e}^p.$$

Таким образом, полная объемная деформация материала определяется объемной упругой деформацией матрицы, температурной и деформацией, обусловленной изменением относительного объема пор.

Подставив выражение (1.2) в термодинамическое неравенство (1.1), имеем в приближении незначительного изменения плотности

$$(1.4) \quad \mathbf{S} : \dot{\mathbf{e}}^p + 3p' \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^N \geq 0, \quad p' = p - p^*;$$

$$(1.5) \quad p^* = -\frac{1}{2} \left( \frac{\partial K}{\partial V^N} \frac{p^2}{K^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial G}{\partial V^N} \frac{\mathbf{S} : \mathbf{S}}{G^2} \right) - 3\Theta \frac{\partial \alpha'}{\partial V^N} p - \rho \frac{\partial c'}{\partial V^N} \Theta (\ln \Theta - 1).$$

Эволюционное уравнение для вязкопластической деформации примем в форме [15]

$$(1.6) \quad \dot{\mathbf{e}}^p = \Phi \left\langle \frac{\sigma_u}{\sigma_s} - 1 \right\rangle \frac{\mathbf{S}}{\sigma_u},$$

где  $\Phi \langle \dots \rangle = \Phi(\langle \dots \rangle > 0)$  ( $0(\langle \dots \rangle \leq 0)$ );  $\sigma_s = \sigma_s(\Theta, e_u^p, V^N)$  — равновесный предел текучести, зависящий от температуры, интенсивности пластических деформаций  $e_u^p$  и пористости;  $\sigma_u$  — интенсивность напряжений. Эволюционное уравнение для изменения объемной деформации, обусловленной пористостью, сформулируем в виде, аналогичном (1.6):  $\boldsymbol{\varepsilon}^N = \Psi \langle p'/p^* - 1 \rangle$  ( $p^*$  — пороговый параметр, зависящий от  $V^N$  и  $\Theta$ ).

Для выполнения термодинамического неравенства (1.4) необходимо выполнение требований  $\Phi \langle \dots \rangle \mathbf{S} : \mathbf{S} / \sigma_u + 3p' \Psi \langle \dots \rangle \geq 0$ . Неравенство выполняется в силу определения функции  $\Phi$ , а также при условиях

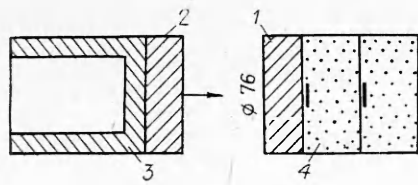
$$\Psi \langle \dots \rangle = \begin{cases} \Psi > 0, & \text{если } p' > p_+^* > 0, \\ \Psi < 0, & \text{если } p' < p_-^* < 0, \\ 0, & \text{если } p_-^* \leq p' \leq p_+^*. \end{cases}$$

Уравнение для изменения температуры в адиабатическом приближении получим с помощью (1.1), (1.2):  $\rho c_\Theta \dot{\Theta} = r^* \rho - 3\Theta \alpha p' + \mathbf{S} : \dot{\mathbf{e}}^p + (p' + \Theta \partial p^* / \partial \Theta) \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^N$ . Выражая  $p$  из уравнения (1.3) и дифференцируя по времени, находим

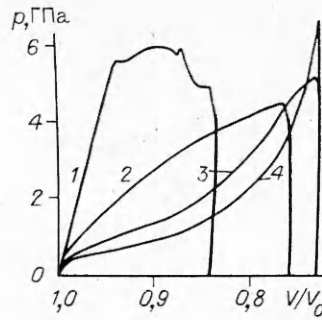
$$\dot{p} = 3K(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \alpha \dot{\Theta} - \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^N) + 3 \frac{\partial K}{\partial V^N} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^N (\boldsymbol{\varepsilon} - \alpha \Theta - \boldsymbol{\varepsilon}^N) \approx 3K(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \alpha \dot{\Theta} - \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^N).$$

Последнее соотношение отражает явление потери жесткости пористого материала при прогрессирующем схлопывании пор [2], механизм которого состоит в интенсивном затекании поровых пространств (развитое микропластическое течение) при малых макродеформациях матрицы. Таким образом, при малом изменении давления объемная деформация пористого материала значительна за счет интенсивного изменения пористости, что на экспериментальных диаграммах  $p \sim \rho$  соответствует резкому уменьшению наклона адиабаты.

**2. Описание эксперимента.** Динамическое нагружение образцов осуществляли на баллистическом ускорителе, который обеспечивал плоское



Р и с. 1



Р и с. 2

соударение поверхностей ударника и мишени (рис. 1). По стальному экрану 1 толщиной 8 мм производили удар стальной пластиной 2 толщиной 10 ... 12 мм, установленной на алюминиевом ударнике 3, разгоняемом в ускорителе. За экраном установили 2—3 диска из пористого железа (порошок марки ПЖ4 МЗ), между которыми располагали датчики давления 4 для регистрации профиля проходящей ударной волны. Техника измерений аналогична описанной в [16] для непористых образцов. Как показали эксперименты, ударная волна в пористом железе имеет двухволновую конфигурацию подобно упругопластической.

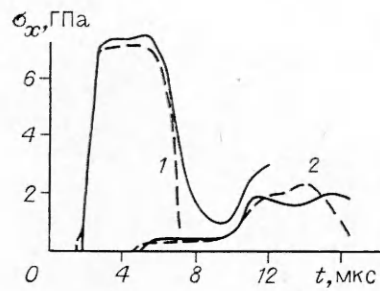
С большей скоростью распространяется волна малой амплитуды, связанная, по-видимому, с прочностью частиц порошка [17]. Давление в ней зависит от скорости удара. За первой волной следует вторая, в которой происходит интенсивное пластическое затекание материала в поры. Давление во второй волне интенсивно затухает с расстоянием, так что при малых скоростях удара второй датчик регистрирует только первую волну. Синхронная запись давления двумя датчиками в разных точках позволила измерить средние скорости первой и второй волн по толщине диска и затухание амплитуды второй волны при распространении.

В таблице приведены некоторые результаты измерения параметров ударных волн в пористом железе.

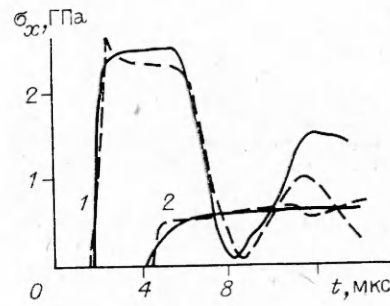
**3. Результаты.** Численные расчеты с учетом температуры показали, что нагрев материала при малой интенсивности нагружающего импульса локализуется вблизи поверхности нагружения и практически не влияет на процесс затухания волны сжатия. Так, при соударении стального ударника с пластиной из пористого железа (начальная пористость 20 %) при скорости удара 200 м/с нагрев лицевого слоя мишени составил 40 °С, а при 500 м/с — 130 °С. Поэтому в дальнейшем апробировался простейший вариант модели, не учитывающий нагрев материала в процессе ударного сжатия. Численный эксперимент соответствовал условиям опыта: стальная пластина-ударник соударялась со слоистой пластиной-мишенью, состоящей из тонкого лицевого слоя и пористого железа.

Номер опыта	Начальная скорость, м/с	Начальная пористость $V_0$	Амплитуда импульса, ГПа		Отличие расчетных и экспериментальных данных, %		Скорость волн, км/с		Отличие расчетных и экспериментальных данных, %	
			Датчик 1	Датчик 2	Датчик 1	Датчик 2	Первая волна	Вторая волна	Первая волна	Вторая волна
1	145	0,1	1,50	0,625 *	10	3,2	5,08	—	2,4	—
2	239	0,1	2,50	0,625 *	6	3,2	5,08	—	6,6	—
3	644	0,1	9,05	6,7	0	13,9	5,08	2,69	3,1	3,2
4	163	0,2	1,1	0,37 *	1,6	10,2	4,4	—	3,2	—
5	642	0,2	7,5	1,9	2,7	13,1	4	1,55	3,0	2,7
6	635	0,3	5,6	1,65	3,7	11,8	3,95	1,27	4,4	1,5
7	486	0,4	3,25	0,8	9,4	2,5	2,9	0,85	14,4	4,3

\* Зарегистрирована только первая волна.



Р и с. 3



Р и с. 4

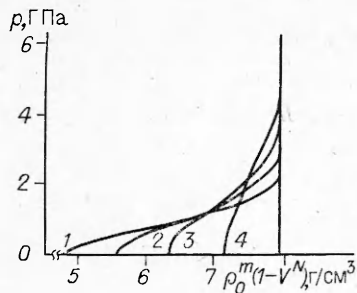
Функция  $\check{\Psi}$ , определяющая кинетику схлопывания пор, задавалась в форме  $\dot{\epsilon}^N = \Psi \equiv \frac{V^{iN}}{\tau} \left( \frac{p}{p^*} - 1 \right)^n$  ( $\tau, n$  — параметры модели). Зависимость барьерного давления  $p^*$  от уровня текущей пористости  $V^N$  принималась в виде [9], удовлетворительно описывающем статические экспериментальные данные:  $p^* = \frac{1}{3} \sigma_s^0 \ln V^N$ . Влияние уровня пористости  $V^N$  на модули  $K$  и  $G$  аппроксимировалось зависимостями  $K = K_0(1 - V^N)^k$ ,  $G = G_0(1 - V^N)^m$ .

Функция  $\Phi$  в эволюционном уравнении для вязкопластической деформации матрицы (1.5) выбиралась на основе известных данных по вязкости металлов при высоких скоростях деформирования в соответствии с методикой [14]. Таким образом, в данной частной формулировке модели учет пористости и кинетики ее изменения приводит к появлению четырех дополнительных констант;  $\tau, n, k, m$ . Параметры модели  $\tau$  и  $n$  могут подбираться при сравнении расчетов с экспериментами по затуханию амплитуды волны, остаточной пористости испытанных образцов, временной зависимости давления или массовой скорости на различном расстоянии от поверхности нагружения. Параметры  $k$  и  $m$  подбираются из условия соответствия опытной и расчетной скоростей объемных и сдвиговых волн в пористом материале.

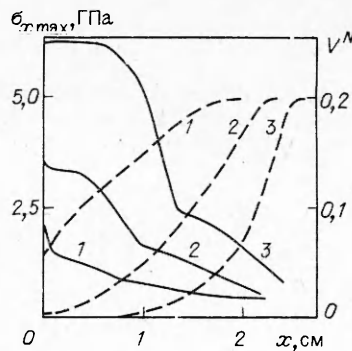
Расчеты с различными параметрами  $\tau$  и  $n$  показали, что модель качественно описывает поведение разных пористых сред. На рис. 2 видно, как влияет параметр  $n$  на расчетную диаграмму сжатия пористого материала ( $V_0^N = 0,3$ ). Кривые 1—4 относятся к  $n = 0,5; 1; 2; 3$ . При  $n \leq 1$  расчетные кривые  $p \sim V$  подобны аналогичным экспериментальным зависимостям для грунтов и сыпучих сред, а при  $n > 1$  — отвечают пластическому затеканию пор в пористых металлах.

Рис. 3, 4 иллюстрируют экспериментальные (штриховые линии) и расчетные (сплошные) профили напряжения, соответствующие датчикам 1 и 2 (см. рис. 1), для опыта 5 (см. таблицу). Из наилучшего совпадения расчетных и экспериментальных кривых получены параметры модели  $n = 2, \tau = 4$  мкс,  $k = 2, m = 4$ . Все остальные эксперименты были рассчитаны с неизменными параметрами модели и дали достаточно хорошее совпадение (рис. 4 для опыта 2).

Эксперимент показывает сильное затухание амплитуды волн сжатия при распространении в пористом железе. Фронт пластической волны даже при сравнительно небольших амплитудах ударный, что объясняется характерным видом расчетных кривых ударного сжатия  $p \sim \rho_s^m (i - V^N)$ , приведенных на рис. 5 (кривые 1—4 отвечают  $V_0^N = 0,4; 0,3; 0,2; 0,1$ ). Неравновесность процесса проявляется здесь в отсутствии единой диаграммы  $p \sim \rho$ . Плотность сжимаемого материала зависит не только от давления; механизм затухания импульса в значительной степени контролируется соотношением скоростей волн нагрузки и разгрузки, которые определяются уровнем текущей пористости и кинетикой ее изменения.



Р и с. 5



Р и с. 6

Отметим также сильную нелинейную зависимость скорости пластической волны от амплитуды импульса сжатия. При уменьшении амплитуды пластической волны до упругой скорость ее уменьшается практически до нуля.

На рис. 6 показано затухание амплитуды ударных волн (сплошные линии) и распределение остаточной пористости (штриховые) по толщине образца из пористого железа ( $V_0^N = 0,2$ ) при скоростях удара 200, 400 и 600 м/с (кривые 1—3). Большая часть энергии расходуется на уплотнение лицевой части пластины. В тыльную область проникают лишь упругие волны или волны малой амплитуды, которые не приводят к значительному уменьшению пористости. Иными словами, пористый образец нагружается ударной волной существенно более неравномерно, чем сплошной.

В таблице показано отличие экспериментальных и расчетных амплитуд и скоростей волн. Отметим удовлетворительное совпадение по амплитудам волны на датчиках 1 и 2 в расчете и эксперименте. Отличия по скорости и форме упругого предвестника связаны, по-видимому, с неучетом упругого изменения пористости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Романов О. В., Нестеренко В. Ф., Пикус И. М. Влияние размера частиц порошка на процесс взрывного прессования // ФГВ.— 1979.— № 5.
2. Херрманн В. Определяющие уравнения уплотняющихся пористых материалов // Проблемы теории пластичности/Механика. Новое в зарубежной науке.— М.: Мир, 1976.— Вып. 7.
3. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
4. Корнер С. Б., Фунтиков А. И. и др. Динамическое сжатие пористых металлов // ЖЭТФ.— 1962.— Т. 42, вып. 3.
5. Григорян С. С. Об основных представлениях динамики грунтов // ПММ.— 1960.— Т. 24, вып. 6.
6. Дунин С. З., Сироткин В. К., Сурков В. В. О распространении пластических волн в пористых телах // Изв. АН СССР. МТТ.— 1978.— № 3.
7. Ляхов Г. М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах.— М.: Наука, 1982.
8. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1982.
9. Овчинников А. Ф., Пусев В. И., Гусаров А. П. Поведение пористых металлов при уплотнении // Механика импульсных процессов.— М.: МВТУ, 1983.
10. Carroll M. M., Holt A. C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys.— 1972.— V. 43, N 4.
11. Ильюшин А. А. Механика сплошной среды.— М.: Изд-во МГУ, 1978.
12. Аптуков В. Н. Определяющие уравнения термомеханического поведения и разрушения твердых тел при малых деформациях // О термодинамике деформирования и разрушения твердых тел с микротрещинами.— Свердловск: УНЦ АН СССР, 1982.
13. Аптуков В. Н., Клигман Т. И. Нелинейные эффекты упругой среды с повреждениями // Краевые задачи упругих и неупругих систем.— Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.
14. Аптуков В. Н. Модель термоупруговязкопластической поврежденной среды: приложение к откольному разрушению // ФГВ.— 1986.— № 2.
15. Новацкий В. Н. Волновые задачи теории пластичности.— М.: Мир, 1978.

16. Романченко В. И., Степанов Г. В. Зависимость критических напряжений от временных параметров нагрузки при отколе в меди, алюминии и стали // ПМТФ.— 1980.— № 4.
17. Ставер А. М., Фомин В. М., Ческидов П. А. Структура сильных ударных волн в порошках // Тр. VIII Всесоюз. конф. по числ. методам решения задач теории упругости и пластичности.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1984.

Поступила 25/III 1987 г.

УДК 539.217.1

## ОСТАТОЧНАЯ ПОРИСТОСТЬ СРЕДЫ ПОСЛЕ ПРОВЕДЕНИЯ КАМУФЛЕТНОГО ВЗРЫВА

А. А. Зверев, А. М. Масленников, В. К. Сироткин,  
Е. В. Сумин, В. С. Фетисов  
(Москва)

Среди различных практических применений камуфлетного взрыва особое место занимает использование взрыва для изменения проницаемости и пористости среды в его окрестности. В связи с этим возникает необходимость теоретического вычисления остаточной пористости среды после проведения в ней камуфлетного взрыва. Интерес представляют как пространственное распределение остаточной пористости, так и полный объем пор, возникающих при воздействии взрыва.

Можно выделить три основные причины, приводящие к изменению пористости среды под воздействием взрыва: 1) уплотнение среды на фронте ударной волны; 2) разрыхление (или уплотнение) раздробленной среды при ее движении (эффект дилатансии); 3) деформации под действием поля остаточных напряжений. Кроме того, в зоне радиальных трещин новая пористость возникает за счет их раскрытия. Цель данной работы — анализ остаточной пористости в зоне разрушения, где главную роль играют указанные три механизма.

Теоретическое вычисление остаточной пористости проведено в [1, 2] в предположении постоянного уплотнения на фронте, постоянной скорости дилатансии и пренебрежении упругими деформациями. В настоящей работе проводится анализ изменения пористости под действием взрыва в различных средах.

1. Рассмотрим [модель деформирования зернистой цементированной влаго- или газонасыщенной среды. Считается, что первоначальная среда состоит из твердых цементированных между собой зерен, поровое пространство между которыми заполнено флюидом (газ, жидкость). В качестве внутреннего параметра модели вводится структурная пористость  $m_0$  — пористость среды без нагрузки. Упругие деформации носят ярко выраженный нелинейный характер, обусловленный контактным взаимодействием зерен (задача Герца). Зависимость текущей пористости  $m$  от структурной  $m_0$  берется в виде

$$(1.1) \quad m = m_0 / (1 + c\tilde{p}^n), \quad \tilde{p} = (p_T - p_\Phi) / K_T,$$

где  $K_T$  — модуль объемного сжатия твердой фазы;  $p_T$  и  $p_\Phi$  — давление в твердой фазе и флюиде. Из уравнения (1.1) можно получить выражение для объемной деформации  $\varepsilon_d$  ненасыщенной хрупкой среды

$$(1.2) \quad -\varepsilon_d = \frac{m_0 c \tilde{p}^n}{1 + c \tilde{p}^n - m_0} + \frac{1 - m_0}{1 + c \tilde{p}^n - m_0} (1 - m_0) \tilde{p}, \quad \tilde{p} = \frac{p_T}{K_T}.$$

Постоянная  $c = 50$  была определена из обработки экспериментальных кривых  $\varepsilon_d(p)$  для сухих горных пород с различными начальными пористостями ( $0 < m_0 \leq 35\%$ ) [3]. Показатель нелинейности  $n = 2/3$  вытекает из решения задачи Герца [4].

В зоне упругих деформаций изменения напряжений связаны со скоростями деформаций законом Гука для насыщенной нелинейно-упругой хрупкой среды:

$$(1.3) \quad \frac{d\tau}{dt} = G(\tilde{p}, m_0) \left( \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right), \quad \frac{dp}{dt} = -K(\tilde{p}, m_0) \left( \frac{\partial u}{\partial r} + 2 \frac{u}{r} \right)$$