

низ диссипации энергии волны детонации в многокомпонентных средах более эффективен, чем в однокомпонентных системах.

На величину давления ДВ влияют свойства жидкого компонента системы и свойства неактивных газов, которыми разбавляется химически активная газовая смесь в пузырьках. С уменьшением вязкости жидкого компонента системы давление ДВ снижается (влияние вязкости жидкости на скорость распространения волны изучено в [2, 3]). Давление в системе, содержащей в качестве разбавителя He, ниже, чем в случае с Ar. В свою очередь, влияние двухатомного газа (N_2) сильнее, чем одноатомных (Ar, He).

В исследованном диапазоне концентраций газовой фазы ($0,5 \leq \beta_0 \leq 6\%$) давление волны детонации от газосодержания не зависит.

Данные, приведенные на рис. 5, свидетельствуют о том, что энергоподдержание среды является основным фактором, определяющим величину давления волны детонации. Влияние остальных параметров системы оказывается второстепенным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сычев А.И. Волна детонации в системе жидкость — пузырьки газа // ФГВ. — 1985. — 21, № 3. — С. 103—110.
2. Пинаев А.В., Сычев А.И. Структура и свойства детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Там же. — 1986. — 22, № 3. — С. 109—118.
3. Пинаев А.В., Сычев А.И. Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия существования волны детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Там же. — 1987. — 23, № 6. — С. 76—84.
4. Сычев А.И. Детонационные волны в многокомпонентных пузырьковых средах // Там же. — 1993. — 29, № 1. — С. 110—117.

630090, г. Новосибирск,
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию
25/VIII 1993

УДК 539.374 + 624.131

Л.А. Мержиевский, А.В. Тягельский

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО СЖАТИЯ ПОРИСТОГО ЖЕЛЕЗА

Построено соотношение, замыкающее модель пористой среды, которая базируется на максвелловских представлениях о механизмах необратимой деформации. Полученный вариант модели учитывает влияние размера зерен (частиц) на процесс динамического сжатия. Для конкретизации модели использованы экспериментальные данные об однородном сжатии образцов пористого железа. Рассчитаны ударные адиабаты. Результаты сравниваются с данными независимых экспериментов. Проанализирована эволюция импульсов сжатия конечной длительности, распространяющихся по пористому полупространству. Показано влияние размера зерен на ударно-волновые процессы в пористой среде. Установлена возможность проведения оценок напряжения (давления) в затухающей ударной волне по известной массовой скорости и ударной адиабате.

Интерес к изучению поведения пористых материалов при динамических нагрузках связан как с научными задачами, так и с технологическими вопросами, возникающими при прессовании. Важнейшая особенность пористых материалов — высокая способность поглощать энергию. Это позволяет изготавливать из них эффективные устройства для локализации действия взрывных и ударных нагрузок. Другое, весьма важное применение пористых материалов — это их использование в исследованиях, проводимых с целью построения уравнений состояния веществ при высоких плотностях энергии. В данном случае пористые материалы позволяют существенно расширить диапазон достигаемых в экспериментах термодинамических пара-

© Л.А. Мержиевский, А.В. Тягельский, 1994.

метров. Следует также напомнить, что многие среды являются пористыми в своем естественном состоянии (например, грунты, титановая губка и т.д.).

Для априорного анализа процессов, сопровождающих динамическое нагружение пористых сред, необходимы соответствующие модели. Анализ наиболее часто используемых при расчетах моделей проведен в обзоре [1], сохранившим актуальность до настоящего времени. Наибольшее распространение, по-видимому, получил подход Кэрролла — Холта [2]. Их первоначальное построение подвергалось затем разнообразным модификациям, проводившимся рядом исследователей. Примером развития подхода [2] может служить модель [3]. В большинстве из развивавшихся теорий, названных в [1] теориями первого приближения, пренебрегалось влиянием сопротивления сдвигу на поведение среды при необратимом уплотнении и далее, т.е. полагалось, что тензор напряжений является шаровым. В случае ударно-волнового нагружения такая гипотеза может оказаться недостаточно оправданной. В [4] показано, что в окрестности фронта ударной волны нормальные (диагональные) компоненты тензора напряжений не равны между собой, а касательные существенно отличны от нуля. Автор [1] также приходит к выводу о необходимости при дальнейшем развитии моделей включить в рассмотрение сопротивление сдвигу. В данной работе рассматривается более общая модель динамического деформирования пористых сред, в которой тензор напряжений не полагается шаровым. При построении использованы максвелловские представления о релаксации напряжений.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ

Детальный вывод основных соотношений модели приведен в [5]. Отметим некоторые из ее основных положений. Предлагается для описания динамического деформирования пористых сред применить максвелловские представления о механизмах деформирования и принципах их описания. Тогда сформулированная ранее модель вязкоупругого тела [6] обобщается на случай пористой среды, которая дополнительно полагается объемно релаксирующей. Соответствующая система уравнений состоит из законов сохранения массы, импульса и энергии и дифференциальных уравнений, описывающих эволюцию компонент тензора эффективных упругих деформаций. В главных осях тензора деформаций, совпадающих с главными осями тензора напряжений, система имеет вид

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u_i}{\partial r_i} &= 0, \\ \rho \frac{du_i}{dt} - \frac{\partial \sigma_i}{\partial r_i} &= 0, \\ \rho \frac{dE}{dt} - \sum_{i=1}^3 \sigma_i \frac{\partial u_i}{\partial r_i} &= 0, \\ \frac{dh_i}{dt} - \frac{\partial u_i}{\partial r_i} &= -\frac{h_i - (h_1 + h_2 + h_3)/3}{\tau_1} - \frac{(h_1 + h_2 + h_3)/3}{\tau_2}.\end{aligned}$$

Здесь t, r_i — время и пространственные координаты; ρ — плотность материала; u_i — компоненты вектора скорости; $E(h_i, S)$ — удельная плотность внутренней энергии; σ_i — главные значения тензора напряжений; h_i — главные значения тензора деформаций Генки; $\tau_1 = \tau_1(h_i, S)$, $\tau_2 = \tau_2(h_i, S)$ — времена релаксации сдвиговых и объемных деформаций. Система выписана в предположении отсутствия массовых сил, объемных источников и теплопередачи. Основная гипотеза, принятая при формулировании модели, заключается в предположении, что в процессе нагружения (разгрузки) меняется разгрузочная плотность материала ρ_* , которая релаксирует к текущему

значению плотности ρ . При этом сжатие ρ/ρ_0 представляется в виде произведения упругого ρ/ρ_* и необратимого ρ_*/ρ_0 сжатий, $\rho/\rho_0 = \rho/\rho_* \cdot \rho_*/\rho_0$ (ρ_0 — начальная плотность среды).

В данной работе достаточно ограничиться одномерным вариантом приведенной системы в плоском случае:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 - \sigma_1)}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \{ \rho(E + u^2/2) \}}{\partial t} + \frac{\partial \{ \rho u(E + u^2/2) - \sigma_1 u \}}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial \rho h_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho u h_2}{\partial r} &= -\rho \left\{ \frac{d_2}{\tau_1} + \frac{1}{3} \frac{k}{\tau_2} \right\}, \\ \frac{\partial \rho h_3}{\partial t} + \frac{\partial \rho u h_3}{\partial r} &= -\rho \left\{ \frac{d_3}{\tau_1} + \frac{1}{3} \frac{k}{\tau_2} \right\}, \\ \frac{\partial \rho k_0}{\partial t} + \frac{\partial \rho u k_0}{\partial r} &= -\rho \frac{k}{\tau_2}, \\ k_0 &= \ln \frac{\rho_*}{\rho_0}, \quad k = \ln \frac{\rho}{\rho_*}, \quad \rho = \rho_* \exp(-h_1 - h_2 - h_3), \\ d_2 &= h_2 - \frac{1}{3}k, \quad d_3 = h_3 - \frac{1}{3}k. \end{aligned} \quad (1)$$

Система замыкается уравнением для плотности внутренней энергии при нешаровом тензоре деформаций E , формулами Мурнагана

$$\sigma_i = \rho \frac{\partial E}{\partial h_i}$$

и зависимостями для τ_1 и τ_2 . Соотношения для E и τ , приведены в [7, 8]. Предложенная в [5] зависимость для τ_2 носит иллюстративный модельный характер и не может быть применена для проведения конкретных расчетов поведения реального пористого материала. Более реалистичная зависимость для $\tau_2(h_i, S)$, базирующаяся на экспериментальных данных о динамическом и статическом сжатии реальных порошков и общих физических представлениях о механизмах и процессах компактирования, строится ниже.

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ОБЪЕМНЫХ ДЕФОРМАЦИЙ

Время релаксации объемной деформации (гидростатического давления) естественно предположить обратно пропорциональным скорости объемной деформации, которую характеризует удельный объем v :

$$\tau_2 \sim \left(\frac{dv}{dt} \right)^{-1}.$$

Задача определения τ_2 таким образом сводится к установлению зависимости скорости изменения удельного объема от параметров, характеризующих нагружение и текущее состояние среды.

Как и в случае построения τ_1 [8], для установления характерных особенностей зависимости $\tau_2(h_i, S)$ привлечем представления о структурных механизмах необратимой объемной деформации. В отличие от построения τ_1 , когда основным уровнем, на котором релаксируют касательные напряжения, был микроструктурный уровень (эволюция дислокационного ансамбля) [8], релаксация объема осуществляется в основном процессами, проис-

ходящими на мезоструктурном уровне. Определяющим здесь является захлопывание пор при пластическом течении материала зерен и разрушение зерен. Часто предполагается, что время установления равновесного состояния равно времени уплотнения (времени захлопывания пор). В действительности в процессе уплотнения возникают зоны с высокой концентрацией напряжений, выравнивание которых требует своего характерного времени. Вследствие этого возникают «горячие точки», что проявляется в известном из экспериментов гетерогенном разогреве уплотненного материала. Таким образом, время захлопывания пор еще не определяет полностью времени установления термодинамически равновесного состояния уплотненного материала. Сказанное, в частности, показывает, что положения широко распространенной модели Кэрролла — Холта [2] требуют серьезной корректировки при ее использовании для описания динамических и ударно-волновых процессов.

Для характеристики изменения удельного объема удобно ввести величину пористости $\alpha = \frac{v_p}{v_s}$; v_p, v_s — удельные объемы пористого и сплошного материалов. Параметры модельной сферы Кэрролла — Холта [2] связаны с α :

$$b - a = b(1 - \sqrt[3]{1 - 1/\alpha}),$$

где b и a — внешний и внутренний радиусы сферы. Время выравнивания напряжений при сжатии в данном случае пропорционально

$$(b - a) / c \sim R / c.$$

Здесь c — скорость звука в сплошном материале; R — характерный размер зерна (средний размер сплошного участка в пористом материале с каркасом). Введение R в качестве одного из параметров позволяет учесть размеры зерен.

Скорость необратимой деформации для ряда материалов в определенном диапазоне скоростей деформации связана с напряжением соотношением

$$\sigma \sim \ln \dot{\epsilon},$$

где $\dot{\epsilon}$ — скорость деформации. Принимая эту связь и для скорости необратимой объемной деформации, можем написать

$$\frac{dv}{dt} \sim \exp\left(\frac{p}{p_0}\right),$$

p, p_0 — давление; p_0 соответствует началу необратимого уплотнения. В пользу такой качественной зависимости $\frac{dv}{dt}$ от p свидетельствует и известное в теории пластичности уравнение, описывающее равновесие сферической оболочки в пластическом состоянии. Это решение затем обобщено в [2] на динамический случай.

На основе приведенных качественных рассуждений можно записать

$$\tau_2 = \frac{\tau_{20} R (\alpha_0 - 1)^n}{\omega c (\alpha - 1)^{n+1}} \exp\left(-\frac{p}{p_0}\right), \quad (2)$$

где ω — скорость объемной деформации, очевидным образом связанная со скоростью изменения удельного объема, а сомножитель $\frac{(\alpha_0 - 1)^n}{(\alpha - 1)^{n+1}}$ отражает связь времени релаксации с начальным α_0 и текущим значением пористости. Структура зависимости (2) соответствует тому, что после сжатия до монолитного состояния объемная деформация становится упругой. Постоянные τ_{20} и n определяются на основе сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными. Следует отметить, что предложенная форма зависимости для τ_2 носит феноменологический характер, и ее применимость может быть обоснована только сопоставлением расчетных и эксперимен-

тальных данных. При фиксированном размере зерна R/c можно включить в постоянную τ_0 , тогда $\tau_0 = \tau_{20} R/c$.

РАСЧЕТ КРИВЫХ СЖАТИЯ

Для определения неизвестных параметров и проверки применимости (2) воспользуемся экспериментальными данными о динамическом и статическом уплотнении пористого железа [9]. Соответствующая постановке экспериментов начально-краевая задача об одноосной деформации пористого слоя (слой порошка в жесткой обойме) получается из (1). Дополнительно используется условие однородности деформации, вследствие этого все функции в (1) считаются зависящими только от времени, и система преобразуется в систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{dh_1}{dt} = \dot{\epsilon}_1 - \frac{d_1}{\tau_1} - \frac{1}{3} \frac{k}{\tau_2},$$

$$\frac{dh_2}{dt} = -\frac{d_2}{\tau_1} - \frac{1}{3} \frac{k}{\tau_2},$$

$$\frac{dk_0}{dt} = -\frac{k}{\tau_2},$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d_1 \sigma_1 + 2d_2 \sigma_2}{\rho T \tau_1} + \frac{(\sigma_1 + 2\sigma_2)k}{3\rho T \tau_2},$$

$$h_3 = h_2, \sigma_3 = \sigma_2, k_0 = \ln \frac{\rho^*}{\rho_0}, k = \ln \frac{\rho^*}{\rho},$$

$$\rho = \rho^* \exp(-h_1 - h_2 - h_3), \sigma_i = \rho \frac{\partial E}{\partial h_i}, T = \frac{\partial E}{\partial S},$$

$$\tau_1 = \tau_1(h_i, S), \tau_2 = \tau_2(h_i, S), E = E(h_i, S),$$

где $\dot{\epsilon}_i$ — скорость деформации в направлении сжатия, в данном случае равная ω . При заданной скорости объемной деформации система решалась методом Рунге — Кутты четвертого порядка.

На рис. 1 приведены результаты расчета, которые сравниваются с экспериментальными данными. Кривые 4—6 показывают рассчитанные зависимости в случае квазистатического сжатия ($\dot{\epsilon}_1 = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$) при $\alpha_0 = 1,43; 1,25$ и $1,11$ соответственно, кривые 1—3 получены при $\dot{\epsilon}_1 = 10^3 \text{ с}^{-1}$ и тех же значениях α_0 . Точками показаны экспериментальные данные [9]. Расчет проведен в (2) при постоянных $\tau_{20} = 3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $n = 3,5$, выбранных из условия наилучшего описания экспериментальных результатов. В соответствии с [9], во всех расчетах $R = 0,1 \text{ мм}$. Кривые отражают влияние начальной пористости на величину напряжения (давления), при котором упругое деформирование сменяется необратимым уплотнением. При

достижении монолитного состояния опять происходит переход к упругому объемному сжатию. Соответствие расчетных и экспериментальных данных можно признать хорошим. Некоторое отличие кривых динамического сжатия от экспериментальных точек связано с тем, что в расчетах не учтено упрочнение железа, связанное с ростом деформации.

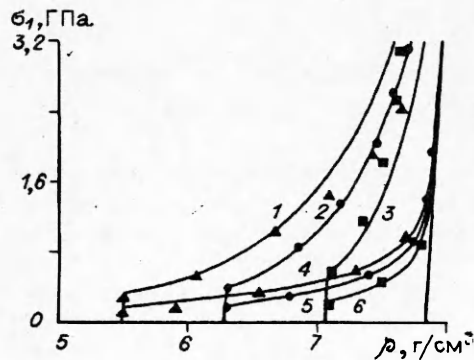


Рис. 1.

На рис. 2 приведены данные расчета с найденными значениями τ_{20} и l кривых однородного сжатия пористого железа в условиях одноосного напряженного состояния (тонкий стержень). Соответствующая сформулированным условиям система уравнений, полученная из (1), имеет вид

$$\begin{aligned}\frac{dh_1}{dt} &= \dot{\epsilon}_1 - \frac{d_1}{\tau_1} - \frac{1}{3} \frac{k}{\tau_2}, \\ \frac{dk_0}{dt} &= -\frac{k}{\tau_2}, \\ \frac{dS}{dt} &= \frac{d_1 \sigma_1}{\rho T \tau_1} + \frac{1}{3} \frac{\sigma_1 k}{\rho T \tau_2}, \\ \sigma_2 &= \sigma_3 = 0, \quad h_2 = h_3, \quad k_0 = \ln \frac{\rho_*}{\rho_0}, \quad k = \ln \frac{\rho_*}{\rho}, \\ \rho &= \rho_* \exp(-h_1 - h_2 - h_3), \quad \sigma_i = \rho \frac{\partial E}{\partial h_i}, \quad T = \frac{\partial E}{\partial S}, \\ \tau_1 &= \tau_1(h_1, S), \quad \tau_2 = \tau_2(h_1, S), \quad E = E(h_1, S),\end{aligned}$$

где $\dot{\epsilon}_1$ — скорость деформации в продольном направлении. Как и в предыдущем случае, система решалась при задаваемых значениях $\dot{\epsilon}_1$ методом Рунге—Кутты. Квазистатические кривые 4—6 ($\alpha_0 = 1,25; 1,66$ и $2,5$) получены при $\dot{\epsilon}_1 = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, динамические 1—3 (при тех же значениях α_0) при $\dot{\epsilon}_1 = 10^3 \text{ с}^{-1}$. В каждом случае рассчитаны также кривые сжатия (без номера) сплошного железа. В отличие от кривых объемного сжатия, приведенных на рис. 1, зависимости на рис. 2 состоят из трех четко выраженных участков: упругое сжатие, необратимое уплотнение, пластическое деформирование в конечном состоянии. Участок упругого деформирования монолита «поглощен» необратимым уплотнением. Отметим также еще одно отличие от случая всестороннего сжатия. На рис. 1 напряжения, при которых начинается необратимое уплотнение, для квазистатического и динамического нагружений существенно различны, хотя и наблюдается тенденция их сближения. На рис. 2 при большом значении пористости эти величины одинаковы, а их различие при малых значениях пористости не так велико. Участок необратимого уплотнения на кривой 1 рис. 2 близок к линейному.

РАСЧЕТ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Расчет ударно-волновых процессов в пористом железе проводился по системе (1) с постановкой соответствующих начально-краевых условий. Для сравнения результатов расчетов с независимыми экспериментальными данными сделан прямой расчет ударных адиабат при различных значениях начальной пористости. Для этого численно решались задачи о распаде разрыва при заданных скачках массовой скорости u . Математически это соответствует решению системы (1) со следующими начально-краевыми условиями:

$$\begin{aligned}h_1 &= h_2 = h_3 = 0, \quad u = 0, \quad \rho_* = \rho_0, \quad S = S_0 \quad \text{при } t = 0, \\ u &= u_0 = \text{const} \quad \text{при } t > 0, \quad r = 0, \\ \sigma_1 &= 0 \quad \text{при } t > 0, \quad r = r_0.\end{aligned}$$

Отметим, что в [10] не указаны размеры зерна материала, использованного в экспериментах. Результаты расчетов (линии) в форме зависимостей скорости ударной волны D от u сравниваются с экспериментальными данными [10] (точки) на рис. 3 (1 — сплошное железо, 2—4 соответствуют

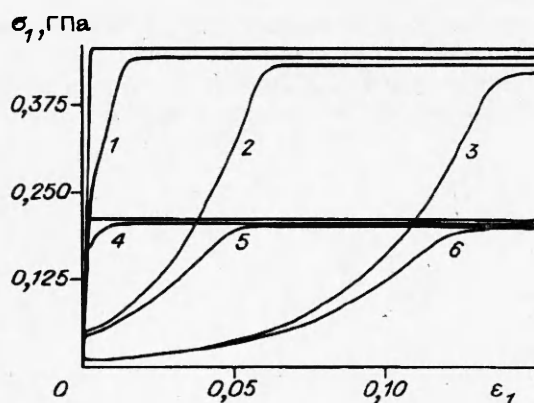


Рис. 2.

$\alpha_0 = 1,12; 1,32$ и $1,67$). Видно, что расчеты хорошо описывают независимые экспериментальные данные.

Из общих рассуждений ясно, что на процесс динамического деформирования оказывает влияние не только начальная пористость, но и размер зерен (частиц порошка). К сожалению, экспериментальные работы, посвященные детальному исследованию

влияния размера зерен на динамику деформирования, практически отсутствуют. Можно указать только [11], в которой определялись ударные адиабаты песка четырех различных фракций. Эти опыты установили отличие ударных адиабат различных фракций в реализованном диапазоне нагрузок ($500 < u < 1500$ м/с).

Сформулированная модель позволяет проанализировать влияние размера зерен на динамику ударно-волновых процессов и конечное состояние материала. На рис. 3 приведена ударная адиабата (3а), рассчитанная, как и зависимость 3, для $\alpha_0 = 1,32$, но в предположении, что величина R на порядок больше. Как показывает расчет, кривые 3 и 3а начинают расходиться со значений $u < 2$ км/с, а при $u < 1$ км/с их различие уже превышает экспериментальный разброс и могло бы быть обнаружено в экспериментах.

Во второй задаче, аналогично [1], рассчитывалась эволюция треугольного импульса сжатия с максимальной амплитудой $\sigma_{10} = 25$ ГПа, приложенного к границе пористого железного полупространства с $\alpha_0 = 1,43$. Соответствующие начальные и краевые условия для системы (1) имеют вид

$$h_1 = h_2 = h_3 = 0, u = 0, \rho_+ = \rho_0, S = S_0 \text{ при } t = 0,$$

$$\sigma_1 = \begin{cases} \sigma_{10}(1 - t/t_0), & 0 < t < t_0, r = 0, \\ 0, & t \geq t_0, r = 0, \\ \sigma_1 = 0, t > 0, & r = r_0. \end{cases}$$

В расчетах $t_0 = 1$ мкс. Результаты приведены на рис. 4 и 5 в виде зависимостей $u(r)$ и $\sigma_1(r)$ на различные моменты времени. На профилях виден слабый упругий предвестник, опережающий фронт ударной волны. Демонстрируется быстрое затухание амплитуды импульса по мере его распространения. Для сравнения на рис. 6 показано распространение такого же

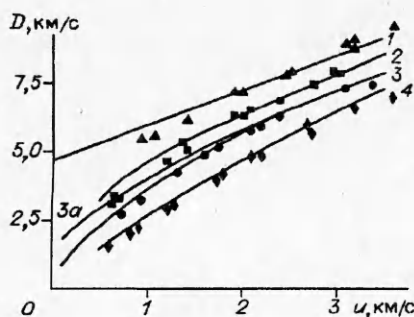


Рис. 3.

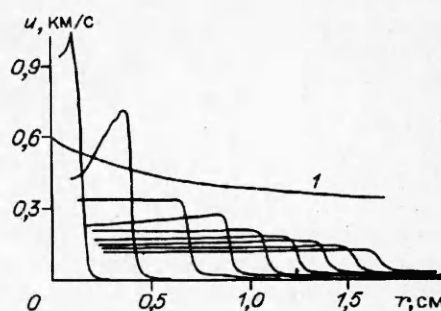


Рис. 4.

Рис. 5.

импульса в сплошном железе. Изменение максимальной амплитуды импульса в сплошном железе показано также на рис. 4 и 5 кривыми 1. Кроме резкого количественного различия в изменениях амплитуды наблюдается существенное качественное различие зависимостей $u(r)$ на рис. 4 и 6. В сплошном железе импульс сохраняет подобие треугольной формы (если пренебречь упругим предвестником перед волной и упругой разгрузкой за ее фронтом). В пористом материале после прохождения волной сжатия некоторого относительно небольшого расстояния за фронтом волны уплотнения устанавливается почти постоянное распределение скорости. Подобный характер изменения формы импульса в пористой среде отмечался также в [1]. В координатах σ_1, r импульс сохраняет треугольную форму, однако его длительность многократно увеличивается.

Профили волн уплотнения различной амплитуды на момент $t = 2$ мкс от начала процесса в пористом железе с $\alpha_0 = 1,43$ и $R = 0,1$ мм показаны на рис. 7. Здесь решалась задача о движении поршня, задаваемом граничным условием:

$$u = u_0 \text{ при } t \geq 0, r = 0.$$

Кривые 1—4 рассчитаны при $u_0 = 15, 30, 50$ и 100 м/с. Зависимость 4 соответствует упругому импульсу, когда вообще не происходит необратимого уплотнения материала. При этом, как и в остальных случаях, вперед убегает сигнал малой амплитуды, скорость передней точки которого равна продольной скорости звука в сплошном материале. В условиях, при которых получены кривые 2 и 3, происходит частичное необратимое уплотнение до различной остаточной пористости, а в случае кривой 1 — уплотнение почти до монолитного состояния. Все волны необратимого сжатия имеют разные скорости распространения и ширину.

С точки зрения возможностей интерпретации результатов экспериментальных исследований представляет интерес вопрос о связи состояний, реализующихся в нестационарной затухающей ударной волне, с термодинамически равновесными состояниями на ударной адиабате. В частности,

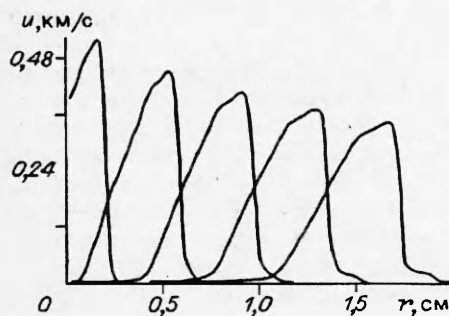


Рис. 6.

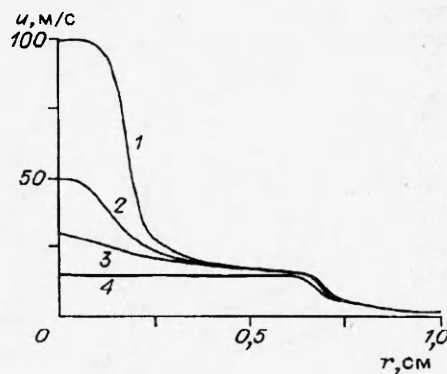


Рис. 7.

u , км/с	σ_1 , ГПа		$\Delta\sigma_1$, %	p , ГПа		Δp , %
	Нестационарное	Стационарное		Нестационарное	Стационарное	
1,05	19,89	20,74	4,3	19,31	20,6	6,7
0,72	10,77	11,36	5,5	10,08	10,73	6,5
0,34	3,34	3,44	2,8	3,05	3,14	4,1
0,28	2,5	2,58	3,4	2,2	2,27	3,7
0,21	1,65	1,72	4,1	1,3	1,4	0,7
0,12	0,85	0,88	3,5	0,56	0,59	5,4

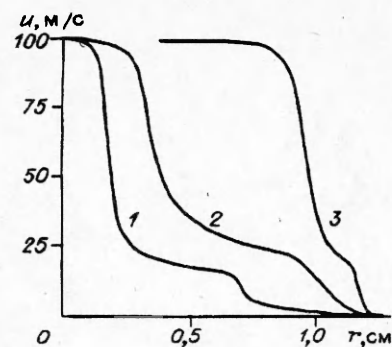
это может быть вопрос о том, возможно ли, используя ударную адиабату, оценить давление (напряжение) на фронте волны сжатия по измеренным значениям массовой скорости. Для ответа на данный вопрос используем то обстоятельство, что, как показано выше, предложенный вариант модели хорошо описывает эксперименты по определению ударных адиабат.

В таблице сравниваются данные рис. 5, дополненные взятыми из этих же расчетов значениями величины гидростатического давления (нестационарные), с результатами решения задачи о распаде разрыва в описанной выше постановке (стационарные). Последняя задача решалась с заданием скачков массовой скорости, соответствующих данным рис. 4. Приведенные в таблице результаты свидетельствуют о том, что в данном диапазоне параметров нагружения и при данной пористости различие σ_1 и p в нестационарном процессе и на ударной адиабате находятся в пределах стандартного экспериментального разброса. Следовательно, в таких условиях с приемлемой для оценок точностью для расчета σ_1 и p можно использовать ударную адиабату и массовую скорость на фронте волны сжатия.

Влияние размера зерен на процесс ударно-волнового сжатия иллюстрируется на рис. 8, где приведены профили волн одинаковой по массовой скорости амплитуды $u = 100$ м/с для пористого железа с $\alpha_0 = 1,43$ (1, 2 соответствуют $R = 0,1$ и 1 мм) и сплошного железа (кривая 3) на момент времени $t = 2$ мкс. Вид кривых, скорости волн, амплитуды напряжений, соответствующих началу необратимого уплотнения пористого материала, а также величины σ_1 и p за фронтом волн во всех трех случаях различны. Все это свидетельствует о важной роли, которую играет размер зерен в процессах динамического деформирования пористых сред.

ВЫВОДЫ

Продемонстрирована возможность замыкания разработанной ранее модели пористой среды на основе экспериментальных данных об однородном сжатии пористых материалов и построено замыкающее соотношение для времени объемной релаксации для пористого железа, учитывающее размер зерна (частиц). Применимость построенного соотношения для описания ударно-волновых процессов подтверждает хорошее согласие рас-



считанных ударных адиабат с данными независимых экспериментов. Проведен сравнительный анализ результатов расчетов затухания треугольного импульса в пористом и сплошном железе. Установлены количественные и качественные различия процессов. Впервые проанализировано влияние размера зерен на ударно-волновые процессы в пористой среде. Установлено, что можно оценивать напряжения (давления) в затухающей ударной волне по изве-

Рис. 8.

стной массовой скорости и ударной адиабате. В целом проведенное исследование является хорошей базой для перехода к расчетам более сложных задач деформирования пористых сред на основе оригинальной модели максвелловского типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Херрман В. Определяющие уравнения уплотняющихся пористых материалов // В. сб. Проблемы теории пластичности. — М.: Мир, 1976. — С. 178—216.
2. Carroll M.M., Holt A.C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. — 1972. — 43, N 4. — P. 1626—1635.
3. Киселев С.П., Фомин В.М. О модели пористого материала с учетом пластической зоны, возникающей в окрестности поры // ПМТФ. — 1993. — № 6. — С. 125—133.
4. Кузьмин Г.Е. О кинематике сжатия порошкообразных материалов ударными волнами // ФГВ. — 1974. — 5, № 5. — С. 746—752.
5. Роменский Е.И. Релаксационная модель для описания деформирования пористых материалов // ПМТФ. — 1988. — № 5. — С. 145—149.
6. Годунов С.К. Элементы механики сплошной среды. — М.: Наука, 1978. — 304 с.
7. Годунов С.К., Козин Н.С., Роменский Е.И. Уравнение состояния упругой энергии металлов при нешаровом тензоре деформаций // ПМТФ. — 1974. — № 2. — С. 123—128.
8. Мерзиевский Л.А., Шамонин С.А. Построение зависимости времени релаксации касательных напряжений от параметров состояния среды // Там же. — 1980. — № 5. — С. 170—179.
9. Степанов Г.В., Зубов В.И. Расчет уплотнения пористого железа при сжатии. Сообщение 3. Динамическое уплотнение пористого железа // Проблемы прочности. — 1993. — № 6. — С. 24—29.
10. Маккуин Р., Марш С., Тейлор Дж. и др. Уравнение состояния твердых тел по результатам исследований ударных волн // В кн.: Высокоскоростные ударные явления. — М.: Мир, 1973. — С. 299—427.
11. Дианов М.Д., Златин Н.А., Мочалов С.М. и др. Ударная сжимаемость сухого и водонасыщенного песка // Письма в ЖТФ. — 1976. — 2, вып. 12. — С. 529—532.

630090, г. Новосибирск,
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию
16/II 1994

УДК 534.222.2

А.В. Аттетков, М.М. Бойко, Н.А. Волдаев,
А.В. Левантовский

ДИНАМИЧЕСКАЯ СЖИМАЕМОСТЬ ПОРОШКООБРАЗНОГО НТФА ПРИ НИЗКОАМПЛИТУДНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Исследована реология волновой деформации порошкообразного термостойкого ВВ НТФА при низкоамплитудных динамических воздействиях. Изучены закономерности эволюции волнового профиля, определены характеристики динамической сжимаемости исследуемого термостойкого ВВ.

Поведение пористых материалов при низкопараметрических динамических воздействиях обладает рядом специфических особенностей, обусловленных структурной неоднородностью исходного состояния вещества. Влияние начальной пористости на динамическую сжимаемость веществ различных классов изучено в настоящее время достаточно подробно. Отмечена [1, 2] нелинейность кривой динамического сжатия в D , u -плоскости, причем отклонение зависимости $D-u$ от линейной тем больше, чем меньше начальная плотность вещества [1]. Аналогичные закономерности в поведении наблюдаются и при низкоамплитудных динамических воздействиях на энергетические материалы насыпной плотности: пороховые составы [3], порошкообразные взрывчатые вещества (ВВ) [4].

© А.В. Аттетков, М.М. Бойко, Н.А. Волдаев, А.В. Левантовский, 1994.