

## УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОРИСТОЙ СМЕСИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ КОМПОНЕНТОВ С ПЕРЕМЕННОЙ ТЕПЛОЕМКОСТЬЮ

В работе учтена зависимость удельных теплоемкостей компонентов от температуры, представлено уравнение состояния для описания термодинамически равновесной пористой смеси нескольких конденсированных компонентов. При описании смеси используется модель взаимопроникающих и взаимодействующих континуумов. Равновесное состояние определяется условиями равенства давлений, температур и скоростей составляющих смеси. В модели учитывается наличие газа в порах. Проведены численные расчеты ударно-волнового нагружения смесей вольфрам-медь и графит-медь. Проведено сравнение расчетных ударных адиабат, полученных в двух приближениях: с постоянными удельными теплоемкостями и с учетом температурной зависимости удельных теплоемкостей. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными. Показано, что предлагаемое уравнение состояния термодинамически равновесной смеси, учитывающее характеристики составляющих и их массовые концентрации, достаточно точно описывает поведение пористой смеси.

*Ключевые слова:* уравнение состояния, пористая смесь, ударная адиабата.

Под действием ударных волн в веществе могут происходить фазовые превращения. Температура оказывает существенное влияние на протекание фазовых переходов, поэтому необходимо использовать при описании смеси известные зависимости параметров составляющих от температуры. Вклад температуры в уравнении состояния определяется физическим процессом. При описании поведения материалов в области взрывных давлений используется уравнение состояния в форме Ми – Грюнайзена, в котором учитываются зависимости давления и энергии от температур.

При описании различных смесей методами механики сплошной среды вводится понятие взаимодействующих и взаимопроникающих континуумов. В этом случае каждый континуум представляет собой фазу или компонент смеси и заполняет весь объем, занятый смесью. Для каждого из этих континуумов определяется приведенная плотность (масса составляющей в единице объема среды), скорость и другие параметры, относящиеся к каждому компоненту смеси. Смесь в целом характеризуется своей плотностью и среднemasсовой скоростью. В механике гетерогенных сред при описании движения смеси из  $N$  составляющих используется  $N$  уравнений сохранения масс,  $N$  уравнений сохранения импульса,  $N$  урав-

нений сохранения энергии, и замыкается система  $N$  уравнениями состояния, связывающими термодинамические параметры каждого материала, и уравнениями, описывающими условия совместного движения и деформирования фаз.

Таким образом, проблема описания движения смеси в рамках взаимодействующих и взаимопроникающих континуумов сводится к заданию условий совместного движения составляющих и определению величин, описывающих их взаимодействие.

При распространении ударных волн, давления в которых существенно выше напряжений, связанных с прочностью, условия совместного движения являются особенно простыми. В подобных случаях наиболее часто используемыми в качестве уравнений деформирования фаз оказываются условия равенства давлений фаз [1]. При этом в случае, когда эффекты относительного движения компонентов незначительны и смесь находится в термодинамическом равновесии, т. е. для системы выполняются условия:  $P_i = P$ ,  $T_i = T$ ,  $u_i = u$  (где  $P_i$  – давление;  $T_i$  – температура;  $u_i$  – массовая скорость компонента  $i$ ;  $P$ ,  $T$ ,  $u$  – давление, температура и массовая скорость смеси соответственно), ее движение можно описать как движение одного континуума с особым уравнением состояния, учитывающим свойства компонен-

тов смеси и их концентрации, что приводит к значительному сокращению числа уравнений. В рамках такого способа описания смеси, рассмотренного в работах [1; 2; 5–7] и др., принято, что уравнения состояния компонентов в среде такие же, как в свободном состоянии. В [1] приведено уравнение состояния равновесной смеси калорически совершенного газа и несжимаемого твердого вещества. В [5] подобное уравнение получено для трехкомпонентной смеси с баротропным уравнением состояния для компонентов. В [6] найдена зависимость среднего давления твердой фазы как функция пористости и внутрипорового давления при статическом нагружении твердой пористой смеси. В [2; 7] получено уравнение состояния пористой смеси конденсированных компонентов в форме Ми – Грюнайзена, связывающее соответствующие параметры смеси и компонентов. В настоящей работе проводится дальнейшее развитие модели, предложенной в [2].

Область давлений порядка 10–100 ГПа имеет большое практическое значение. Такие давления развиваются при детонации взрывчатых веществ, при ударе твердых тел и т. д. При таких нагрузках часто используются уравнения состояния конденсированного вещества в форме Ми – Грюнайзена:

$$P = P_X + P_T, \quad (1)$$

где

$$P = A \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right] - \text{это упругая часть}$$

давления, а  $P_T = \gamma \rho E_T$  – тепловая. Здесь  $\rho$  – плотность вещества;  $\rho_0$  – плотность в начальный момент времени;  $A$ ,  $n$  – константы, характеризующие вещество;  $\gamma$  – коэффициент Грюнайзена;  $E_T$  – тепловая составляющая внутренней энергии. Соответственно внутренняя энергия также представляется в виде суммы двух составляющих

$$E = E_X + E_T, \quad (2)$$

где  $E_X$  – упругая энергия сжатия, которая описывается формулой

$$E_X = \int_{\rho_0}^{\rho} P_x / \rho^2 dp;$$

$E_T = c (T - T_0)$  – тепловая составляющая внутренней энергии;  $c$  – удельная теплоемкость;  $T$  – температура;  $T_0$  – начальная температура.

Принимаем, что поведение смеси и всех ее компонентов описывается уравнениями

вида (1), (2). Уравнения состояния компонентов нормированы таким образом, чтобы при начальных условиях  $\rho = \rho_0$ ,  $T = T_0$  давления и энергии фаз были равны нулю. В [7] показано, что поведение воздуха хорошо описывается подобным уравнением.

Удельная теплоемкость  $c$  и коэффициент Грюнайзена  $\gamma$  смеси задаются соотношениями [3]

$$c = \sum_{i=1}^N x_i c_i, \quad \frac{1}{\rho_0 \gamma} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0} \gamma_i},$$

где  $c_i$  – удельные теплоемкости;  $\gamma_i$  – коэффициенты Грюнайзена компонентов.

Параметры с нижним индексом  $i$  будем относить к составляющим смеси, соответствующие параметры смеси обозначим теми же символами без индексов.

Плотность многокомпонентной смеси вычисляется по формуле

$$\frac{1}{\rho} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{ii}}, \quad (3)$$

где  $\rho_{ii}$  – истинные плотности;  $x_i$  – массовые концентрации компонентов. Перепишем уравнение (1) в виде

$$P = A \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right] + \gamma \rho c (T - T_0).$$

При небольших сжатиях коэффициент Грюнайзена можно считать постоянным, а отклонение ударной адиабаты от кривой холодного сжатия незначительным. Пренебрегая вкладом тепловой составляющей давления по сравнению с вкладом упругой части, выразим плотность вещества с помощью соотношения

$$\rho = \rho_0 \left( 1 + \frac{P}{A} \right)^{1/n_i}.$$

После подстановки соответствующих плотностей в (3) получим

$$\frac{1}{\rho_0 \left( 1 + \frac{P}{A} \right)^{1/n_i}} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0} \left( 1 + \frac{P}{A_i} \right)^{1/n_i}}. \quad (4)$$

Пусть

$$A_1 < A_2 < \dots < A_N.$$

Из физических соображений ясно, что

$$A_1 < \dots < A < \dots < A_N.$$

При малых давлениях  $P < A_1 < \dots < A < \dots < A_N$  для всех  $i$  выполняется условие

$$\frac{P}{A_i} < 1,$$

и каждую функцию

$$\frac{1}{\rho_{i0} \left(1 + \frac{P}{A_i}\right)^{1/n_i}}$$

в равенстве (4) можно заменить сходящимся к ней рядом, тогда последнее равенство примет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0} \left[ 1 - \frac{1}{n} \frac{P}{A} + \frac{n+1}{2n^2} \left(\frac{P}{A}\right)^2 + \dots \right] = \\ = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} \left[ 1 - \frac{1}{n_i} \frac{P}{A_i} + \frac{n_i+1}{2n_i^2} \left(\frac{P}{A_i}\right)^2 + \dots \right]. \end{aligned}$$

После приравнивания коэффициентов при одинаковых степенях  $P$  получим три уравнения для определения параметров уравнения состояния смеси  $A$ ,  $\rho_0$ ,  $n$ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0} &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}}, \\ \frac{1}{\rho_0} \frac{1}{nA} &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} \frac{1}{n_i A_i}, \\ \frac{n+1}{\rho_0} \frac{1}{n^2 A^2} &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} \frac{n_i+1}{2n_i^2} \left(\frac{P}{A_i}\right)^2. \end{aligned}$$

Введем обозначения:

$$\begin{aligned} Q_1 &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}}, \\ Q_2 &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} \frac{1}{n_i A_i}, \\ Q_3 &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} \frac{n_i+1}{2n_i^2} \left(\frac{P}{A_i}\right)^2, \end{aligned}$$

тогда искомые параметры выражаются из соотношений

$$n = \frac{Q_1 Q_2}{Q_3} - 1; \quad A = \frac{Q_1}{n Q_2}; \quad \rho_0 = \frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}}}. \quad (5)$$

Пусть  $A_1 < \dots < P < \dots < A_N$ . Преобразуем каждую дробь в равенстве (4)

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_{i0} \left(1 + \frac{P}{A_i}\right)^{1/n_i}} = \\ = \frac{1}{\rho_{i0}} \left(\frac{A_i}{A_i + A_N}\right)^{1/n_i} \left(1 + \frac{P - A_N}{A_i + A_N}\right)^{-1/n_i}. \end{aligned}$$

Для всякого  $i$  величина

$$\left| \frac{P - A_N}{A_i + A_N} \right| < 1,$$

т. е. в диапазоне давлений  $-A_i < P < 2A_N + A_i$  функцию

$$\left(1 + \frac{P - A_N}{A_i + A_N}\right)^{-1/n_i}$$

можно разложить в ряд по степеням

$$\left| \frac{P - A_N}{A_i + A_N} \right|.$$

В этом случае (4) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0} H \left( 1 - \frac{1}{n} \frac{P - A_N}{A + A_N} + \frac{n+1}{2n^2} \left(\frac{P - A_N}{A + A_N}\right)^2 + \dots \right) = \\ = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} \times \\ \times H_i \left( 1 - \frac{1}{n_i} \frac{P - A_N}{A_i + A_N} + \frac{n_i+1}{2n_i^2} \left(\frac{P - A_N}{A_i + A_N}\right)^2 + \dots \right), \end{aligned}$$

где

$$H = \left(\frac{A}{A + A_N}\right)^{1/n}, \quad H_i = \left(\frac{A_i}{A_i + A_N}\right)^{1/n_i}.$$

Приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях

$$\left| \frac{P - A_N}{A_i + A_N} \right|,$$

получим соотношения для определения параметров смеси  $\rho_0$ ,  $A$ ,  $n$ .

Введем обозначения

$$\begin{aligned} R_1 &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} H_i, \\ R_2 &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} H_i \frac{1}{n_i A_i + A_N}, \\ R_3 &= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} H_i \frac{n_i+1}{n_i^2 A_i + A_N}^2, \end{aligned}$$

тогда искомые параметры  $\rho_0$ ,  $A$ ,  $n$  выражаются из соотношений

$$n = \frac{R_1 R_3}{R_2^2} - 1; \quad A = \frac{R_1}{n R_2} - A_N; \quad \rho_0 = \frac{H}{R_1}. \quad (6)$$

Для давлений  $P > A_N$  для всех  $i$  выполняется условие  $\frac{A_i}{P} < 1$ .

Преобразуем каждую дробь

$$\frac{x_i}{\rho_{i0} \left(1 + \frac{P}{A_i}\right)^{1/n_i}} = \frac{x_i}{\rho_{i0}} \left(\frac{A_i}{P}\right)^{1/n_i} \left(1 + \frac{A_i}{P}\right)^{-1/n_i}.$$

В равенстве (4) каждую функцию

$$\left(1 + \frac{A_i}{P}\right)^{-1/n_i}$$

заменяем сходящимся к ней рядом, получим

$$\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{A}{P}\right)^{1/n} \left[1 - \frac{1}{n} \frac{A}{P} + \frac{n+1}{2n^2} \left(\frac{A}{P}\right)^2 + \dots\right] =$$

$$= \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} \left(\frac{A_i}{P}\right)^{1/n_i} \left[1 - \frac{1}{n_i} \frac{A_i}{P} + \frac{n_i+1}{2n_i^2} \left(\frac{A_i}{P}\right)^2 + \dots\right].$$

Приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях  $\frac{1}{P}$ , получим выражения для определения параметров  $\rho_0$ ,  $A$ ,  $n$ :

$$\frac{1}{\rho_0} G = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} G_i,$$

$$\frac{1}{\rho_0} G \frac{A}{n} = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} G_i \frac{A_i}{n_i},$$

$$\frac{1}{\rho_0} G \frac{n+1}{n^2} A = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} G_i \frac{n_i+1}{n_i^2} A_i^2,$$

где

$$G = \left(\frac{A}{P}\right)^{1/n}, \quad G_i = \left(\frac{A_i}{P}\right)^{1/n_i}.$$

Введем обозначения:

$$S_1 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} G_i,$$

$$S_2 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} G_i \frac{A_i}{n_i},$$

$$S_3 = \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_{i0}} G_i \frac{n_i+1}{n_i^2} A_i^2,$$

тогда искомые параметры  $\rho_0$ ,  $A$ ,  $n$  выражаются из соотношений

$$n = \frac{S_1 S_3}{S_2^2} - 1; \quad A = n \frac{S_2}{S_1}; \quad \rho_0 = \frac{1}{Q_1} \left(\frac{A}{P}\right)^{1/n}. \quad (7)$$

Соотношения (5), (6), (7) определяют связь между параметрами смеси и соответствующими параметрами и массовыми концентрациями компонентов.

Ударные волны инициируют в веществе полиморфные превращения. Для того чтобы произошел фазовый переход, необходимо, чтобы давление и температура в веществе превысили некоторые пороговые значения. Поэтому для более точного описания фазовых переходов следует учитывать температурные зависимости характеристик фаз.

Зависимости удельных теплоемкостей  $c_p$  от температуры и температуры плавления приведены для алмаза в [8]:

$$c_p T = a + bT + cT^{-2} + dT^2 + eT^3$$

при  $300 \text{ K} < T < 2500 \text{ K}$ ,

$$c_p(T) = 25 \text{ Дж/К}\cdot\text{моль}$$

при  $T > 2500 \text{ K}$ ;

для вольфрама в [9]:

$$c_p T = a + bT + cT^{-2} + dT^2 + eT^3 + fT^4$$

при  $300 \text{ K} < T < 3695 \text{ K}$ ,

$$c_p(T) = 45 \text{ Дж/К}\cdot\text{моль}$$

при  $T > 3695 \text{ K}$ ;

для меди в [10]:

$$c_p T = 5,41 + 1,5 \cdot 10^{-3} T$$

при  $300 \text{ K} < T < 1357 \text{ K}$ ,

$$c_p(T) = 7,5 \text{ кал/К}\cdot\text{моль}$$

при  $T > 1357 \text{ K}$ .

В [11] приведено соотношение Нернста – Линдемана, связывающее удельные теплоемкости при постоянном давлении  $c_p$  и постоянном объеме  $c_v$  для металлов:

$$c_p - c_v = 0,0214 c_p \frac{T}{T_m},$$

где  $T_m$  – температура плавления. Примем, что для алмаза тоже выполняется это соотношение. Тем самым зададим зависимость удельной теплоемкости  $c_v$  от температуры.

Используем полученное уравнение состояния при расчете ударных адиабат смеси.

В случае, когда среда перед фронтом прямой ударной волны покоится и давление в невозмущенной среде равно нулю, уравнения Гюгонио для равновесной смеси имеют вид:

$$\rho_0 D = \rho D - u, \quad P = \rho_0 D u,$$

$$E = \frac{P}{2} \left( \frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right), \quad (8)$$

где  $u$ ,  $P$ ,  $E$  – массовая скорость, давление и энергия среды за фронтом ударной волны;  $D$  – скорость фронта ударной волны. Добавление к системе уравнений (8) уравнений состояния среды (1), (2) с параметрами, определяемыми в зависимости от величины давления  $P$  соотношениями (5) или (6), или (7) приводит к системе пяти уравнений для шести неизвестных  $u$ ,  $D$ ,  $P$ ,  $E$ ,  $\rho$ ,  $T$ . Задавая значение скорости среды за фронтом ударной волны, из системы уравнений (8) и (1), (2) можно определить значения всех остальных ее параметров.

Параметры уравнений состояния индивидуальных веществ

Вещество	$\rho_{ii}$ , кг/м <sup>3</sup>	$A_i$ , Па	$n_i$	$c_i$ , кДж/кг К	$\gamma_i$
Воздух	1,3	$0,695 \cdot 10^{-3}$	2,2	0,718	2
Медь	$8,93 \cdot 10^3$	$347,5 \cdot 10^8$	4,0	0,382	2
Вольфрам	$19,235 \cdot 10^3$	$774,8 \cdot 10^8$	4,0	0,152	2
Алмаз	$3,515 \cdot 10^3$	$140,3 \cdot 10^9$	3,0	0,510	2

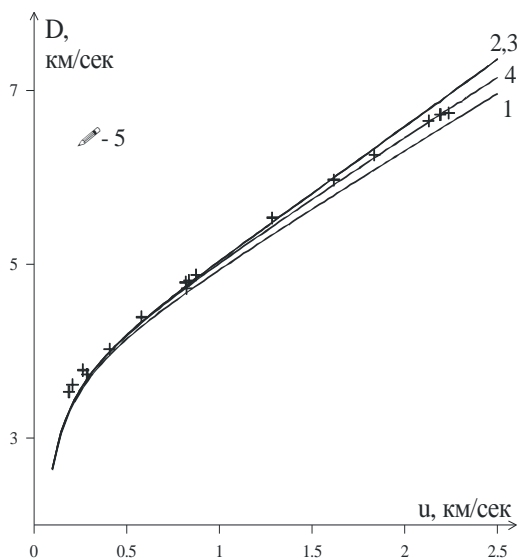


Рис. 1. Ударные адиабаты смеси вольфрама и меди W(76)Cu(24),  $m = 1,014$  в координатах массовая скорость за фронтом ударной волны – скорость ударной волны; + – [3]

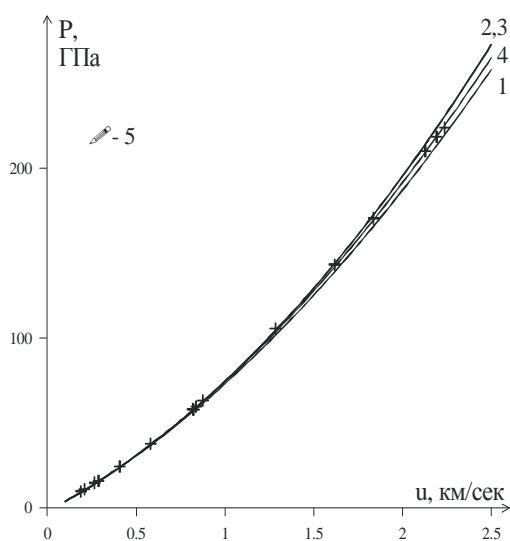


Рис. 2. Ударные адиабаты смеси вольфрама и меди W(76)Cu(24),  $m = 1,014$  в координатах массовая скорость за фронтом ударной волны – давление; + – [3]

Исследование применимости полученного уравнения состояния для пористой смеси, когда число конденсированных компонентов более одного, ограничивается малым количеством экспериментальных работ. В [3; 4] приведены экспериментальные данные для пористых смесей медь-алмаз и вольфрам-медь. Для получения уравнений состояния таких смесей использованы значения параметров индивидуальных веществ (см. табл. выше). В таблице указаны значения удельных теплоемкостей веществ, которые используются в расчетах с постоянными теплоемкостями.

На рис. 1–6 приведены расчетные ударные адиабаты, полученные в четырех приближениях:

1) в уравнениях состояния учитываются только упругие составляющие (адиабаты обозначены цифрой 1);

2) в уравнениях состояния учитываются упругие и тепловые составляющие с постоянными удельными теплоемкостями (адиабаты обозначены цифрой 2);

3) в уравнениях состояния учитываются упругие и тепловые составляющие с переменными удельными теплоемкостями, учитывающими зависимости удельных теплоемкостей компонентов от температуры (адиабаты обозначены цифрой 3);

4) в уравнениях состояния учитываются упругие и тепловые составляющие с переменными удельными теплоемкостями и переменным коэффициентом Грюнайзена (адиабаты обозначены цифрой 4).

На рис. 1, 2 приведены расчетные и экспериментальные ударные адиабаты для смеси медь-вольфрам в координатах массовая скорость за фронтом ударной волны – скорость ударной волны, массовая скорость за фронтом ударной волны – давление.

Сравнение проводится с экспериментальными данными [3] для Elconit 10W3, wt% W(76)Cu(24) с начальной пористостью  $m = 1,014$ . Под пористостью понимается от-

ношение плотности монолита к плотности пористого вещества. При малых давлениях все расчетные ударные адиабаты хорошо совпадают с экспериментальными данными, но с возрастанием интенсивности ударной волны ударные адиабаты, рассчитанные по моделям 1–3, сильнее отклоняются от экспериментальных. Лучше всего экспериментальные адиабаты согласуются с адиабатами, рассчитанными по модели 4, в которой коэффициент Грюнайзена является переменным. В данной работе последняя кривая приведена для сравнения, вид зависимости коэффициента Грюнайзена не обсуждается.

Ударные адиабаты смесей медь-алмаз с начальными значениями пористости  $m = 1,195$  и  $m = 1,690$  (в последнем случае адиабаты пронумерованы цифрами со штрихами) показаны на рис. 3, 4. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных ударных адиабат, приведенных в [4], для смесей медь-углерод (алмаз) следующего состава wt% 71,8 Cu; 28,2. Начальная пористость образцов в экспериментах различна и варьируется в диапазоне от  $m = 1,195$  до  $m = 1,690$ .

Целью настоящей работы является исследование влияния учета температурной зависимости удельной теплоемкости на температуру среды за фронтом ударной волны. На рис. 5, 6 приведены расчетные ударные адиабаты смесей вольфрам-медь и медь-алмаз в координатах температура – давление. Заметно сильное отличие кривых, рассчитанных по разным моделям: при одном и том же давлении температура смеси, описанной с помощью моделей 3 и 4, ниже, чем температура смеси, рассчитанная по модели 2, и это различие увеличивается с ростом давления. Также на рис. 6 хорошо видно, что с возрастанием пористости вещества ударные адиабаты, рассчитанные с использованием уравнения состояния с постоянными удельными теплоемкостями, сильнее отклоняются от ударных адиабат, рассчитанных с использованием уравнения состояния с переменными удельными теплоемкостями.

Значительное отличие ударных адиабат в координатах температура – давление, рассчитанных с использованием уравнения состояния с постоянными удельными теплоемкостями, от ударных адиабат, рассчитанных с использованием уравнения состояния с переменными удельными теплоемкостями,

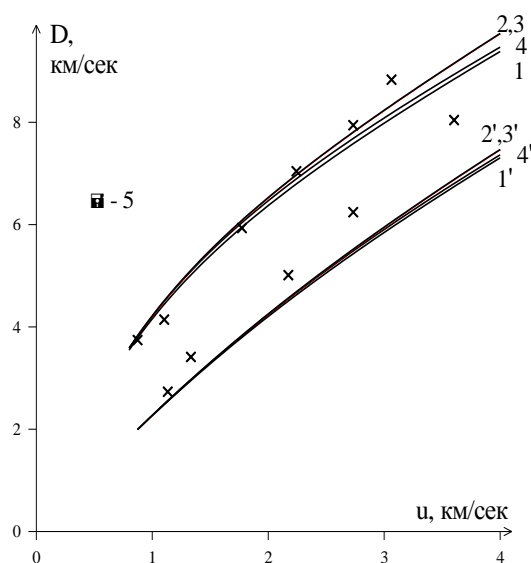


Рис. 3. Ударные адиабаты смеси меди и алмаза  $\text{Cu}(71,8)\text{C}(28,2)$  в координатах массовая скорость за фронтом ударной волны – скорость ударной волны; + – [4]

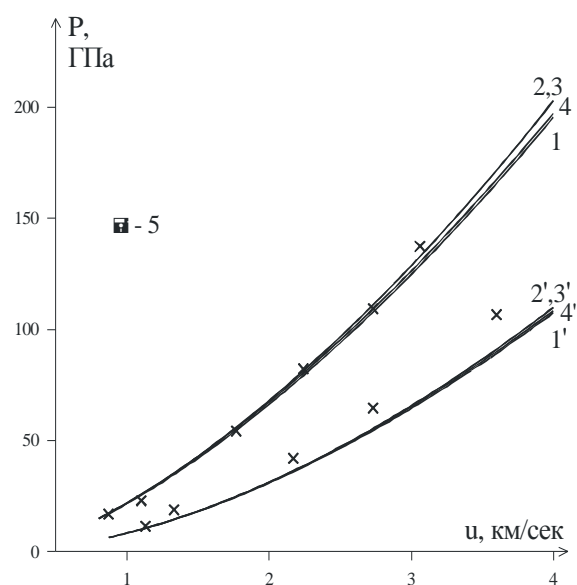


Рис. 4. Ударные адиабаты смеси меди и алмаза  $\text{Cu}(71,8)\text{C}(28,2)$  в координатах массовая скорость за фронтом ударной волны – давление; + – [4]

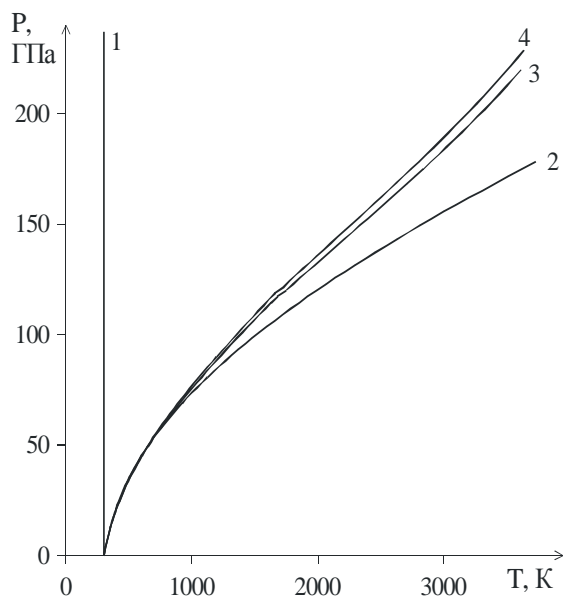


Рис. 5. Ударные адиабаты смеси вольфрама и меди W(76)Cu(24),  $m = 1,014$  в координатах температура – давление

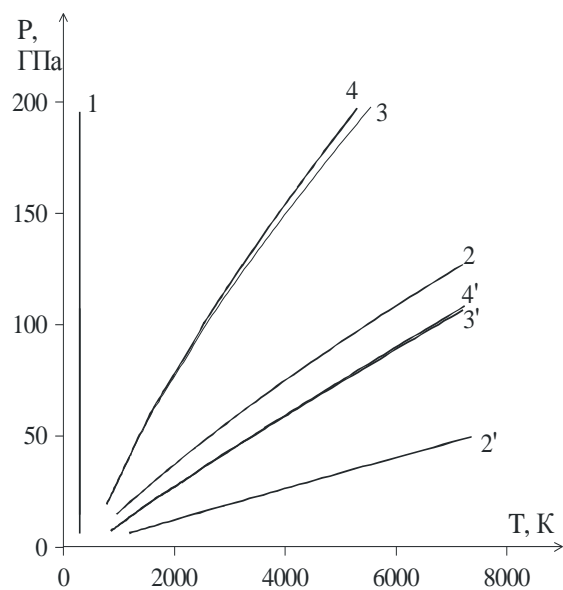


Рис. 6. Ударные адиабаты смеси меди и алмаза Cu(71,8)C(28,2) в координатах температура – давление

**Выводы.** Пористую смесь нескольких конденсированных веществ, находящуюся в термодинамическом равновесии, можно описать как одноконтинуальную сплошную среду с уравнением состояния в форме Ми – Грюнайзена, параметры которого выража-

ются через соответствующие параметры и массовые концентрации составляющих, причем с возрастанием пористости возрастает необходимость привлечения данных о температурной зависимости параметров уравнения состояния.

### Список литературы

1. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.

2. Бельхеева Р. К. Уравнение состояния пористой смеси конденсированных компонентов при динамических нагрузках // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Математика, механика, информатика. 2009. Т. 9, вып. 3. С. 23–32.

3. McQueen R. G., Marsh S. P., Taylor J. W. The Equation of State of Solids from Shock Wave Studies // High Velocity Impact Phenomena / Ed. by R. Kinslow. N. Y.: Academic Press, 1970. P. 293–417: App. P. 515–568.

4. Трунин Р. Ф., Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В., Симаков Г. В. Экспериментальные данные по ударному сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Саров: РФЯЦ – ВНИИЭФ, 2001.

5. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М.: Недра, 1974.

6. Дунин С. З., Сурков В. В. Структура фронта ударной волны в твердой пористой среде // ПМТФ. 1979. № 5. С. 106–114.

7. Бельхеева Р. К. Термодинамическое уравнение состояния для описания поведения пористой смеси при больших давлениях и температурах // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 5. С. 53–60.

8. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В. П. Глушко. М.: Наука, 1979. Т. 2, кн. 1.

9. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В. П. Глушко. М.: Наука, 1982. Т. 4, кн. 1.

10. Уикс К. Е., Блок Ф. Е. Термодинамические свойства 65 элементов, их оксидов, галогенов, карбидов и нитридов. М.: Металлургия, 1965.

11. Зиновьев В. Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах: Справочник. М.: Металлургия, 1989.

**R. K. Belkheeva**

**THE EQUATION OF A STATE OF POROUS MIXTURE OF CONDENSED SUBSTANCES  
WITH SPECIFIC HEAT THE DEPENDENCE ON THE TEMPERATURE**

The work is devoted to a problem of the description of behavior of multispecies mixtures of various powders under shock-wave loading. At the description of a mixture the model of interacting and interpenetrating continua, the principles of which construction are stated in the monographies of R. I. Nigmatulin, is used. The equilibrium condition is satisfied by conditions of equality of pressure, temperatures and mass velocity of species. The presence of gas inside pores is taken into account. The porous mixture of the several condensed substances in thermodynamic equilibrium is represented as single-phase continuous medium with the equation of a state in the Mie-Grüneisen form, which parameters expressed in terms of the corresponding parameters of the species. The numerical calculations of shock adiabats for porous substances and porous mixtures of the condensed species are performed with use of various models of the equation of a state of a mixture taking into account: a) only elastic pressure and elastic energy; b) both elastic, and thermal terms with constant specific heat of substance and Grüneisen coefficient; c) elastic and thermal terms with specific heat of substance the dependence on the temperature and variable Grüneisen coefficient. The results of computations are compared with experimental data.

*Keywords:* equation of state, porous mixture, shock adiabat.