

01

## Численное моделирование термодинамических параметров высокопористой меди

© К.К. Маевский, С.А. Кинеловский

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: konstantinm@hydro.nsc.ru

Поступило в Редакцию 5 декабря 2018 г.

В окончательной редакции 5 декабря 2018 г.

Принято к публикации 11 марта 2019 г.

Для повышения достоверности описания термодинамических параметров ударно-волнового нагружения чистых материалов и гетерогенных смесей различной пористости предложено использовать модифицированное уравнение состояния при расчетах по термодинамически равновесной модели ТЕС2. Для меди определены параметры термически согласованного уравнения состояния. При малом количестве подгоночных параметров, определяемых по соответствию экспериментальным данным, получено достоверное описание ударно-волнового нагружения меди. Произведено моделирование термодинамических параметров для меди различной пористости, определены значения сжатия и температуры вдоль ударной адиабаты, рассчитано значение теплоемкости вдоль нормальной изобары. Проведено сравнение результатов расчетов с известными экспериментальными результатами разных авторов.

**Ключевые слова:** ударная адиабата, пористая гетерогенная среда, термодинамическое равенство, уравнение состояния.

DOI: 10.21883/JTF.2019.08.47885.423-18

### Введение

Моделирование термодинамических параметров пористых материалов и смесей на их основе при ударно-волновом нагружении представляет интерес для многих задач современной науки. Эти исследования важны и для решения прикладных задач, ударно-волнового синтеза, динамического компактирования и других взрывных технологий. В процессе расчетов необходимо одновременно решать две задачи. Во-первых, требуется учитывать взаимодействие компонентов смеси, что особенно важно при описании смеси с компонентами, имеющими разные свойства, в частности, по значению плотности, которые могут отличаться в несколько раз. В [1,2] представлена термодинамически равновесная модель ТЕС (Thermodynamic Equilibrium Components), основанная на предположении о равенстве значений температур и давлений компонентов, неявным образом учитывающая взаимодействие компонентов за счет условий сохранения потоков количества движения и энергии только для смеси в целом, а не для каждого компонента. Данная модель позволяет достоверно описывать пористые смеси, в том числе с компонентами, которые испытывают фазовый переход при ударно-волновом воздействии [3]. Второй задачей является правильный выбор уравнения состояния (УРС) компонентов. Для описания термодинамических параметров гетерогенных смесей желательно использовать УРС только компонентов смеси, а для этого необходимо иметь достаточно простую модель, дающую хорошее соответствие эксперименту в широком диапазоне давлений как для сплошных, так

и для пористых материалов. Удобным материалом для определения области достоверного моделирования термодинамических параметров является медь. По данному материалу имеется большое количество данных экспериментальных, например [4–7], и теоретических работ, в частности [8–10], что позволяет оценить точность новых подходов и моделей. Также для верификации модели можно использовать эксперименты по ударно-волновому воздействию на смеси, в которых медь используется в качестве компонента, например, [11–13].

Несмотря на большое число подходов к выбору УРС твердого тела при динамических нагрузках [14–23], проблема расчета УРС в ее точной математической постановке крайне сложна. Как отмечается в [21], где приведен наиболее полный обзор современных подходов к выбору уравнений состояния конденсированной среды, построение адекватных УРС вещества само по себе является масштабной научной проблемой. Согласно [15], современные модели УРС строятся либо по результатам экспериментов, либо методами статистической физики [24]. Проблема теоретического расчета УРС вещества методами статистической физики заключается в необходимости правильного учета межчастичного взаимодействия в квантово-механической задаче многих тел при любых значениях константы связи и любом типе статистики [21]. Поэтому при выполнении расчетов приходится рассматривать упрощенные модели, область применимости которых ограничена и устанавливается в каждом конкретном случае или на основе внутренних характеристик модели, или путем сравнения с более точными решениями, а также с результатами, полученными

на основании экспериментов. Последний путь является более конструктивным, так как известны многочисленные примеры, когда фактическая область применимости моделей значительно превосходит границы, определяемые малостью соответствующих безразмерных параметров и критериев. В частности, модель ТЕС, используя удачный выбор зависимости коэффициента Грюнайзена, позволила описывать данные на порядок выше по значениям давления и пористости [25], чем предполагалось на стадии разработки [26]. Как отмечается в [17], в теории УРС легче написать сложное уравнение, чем найти эффективное упрощение, т.е. такое, которое отражает главные черты реальности. Таким образом, главным критерием применимости модельного УРС является соответствие его эксперименту. Одним из широко распространенных является подход Ми-Грюнайзена; для УРС этого типа характерны простота и совершенство, при этом выбор параметра Грюнайзена может быть произведен несколькими путями [23].

### Методика расчета

Используемое в модели ТЕС предположение, что все компоненты смеси, включая газ в порах, при ударно-волновом нагружении находятся в термодинамическом равновесии (равенство скоростей, давлений и температур), позволяет рассчитывать термодинамические характеристики ударно-волнового нагружения как чистых материалов, так и смесей [1–3]. Чистые материалы рассматриваются в данном случае как смесь с одной конденсированной компонентой. Выписываются уравнения, определяющие состояние конденсированного компонента:

$$P(\rho, T) = P_C(\rho) + P_T(T, \rho)$$

и

$$E(\rho, T) = E_C(\rho) + E_T(T),$$

где  $P_C, E_C$  — потенциальные компоненты давления  $P$  и удельной энергии  $E$ ;  $P_T, E_T$  — тепловые компоненты давления и удельной энергии,  $\rho$  — плотность,  $T$  — температура. Выписываются условия динамической совместности на фронте волны: условия сохранения потоков импульса и энергии для смеси в целом. Полученных уравнений в совокупности с уравнением состояния каждого компонента достаточно для нахождения зависимостей типа  $P(U)$  или  $D(U)$  ( $U, D$  — массовая и волновая скорости соответственно). Эти зависимости можно рассматривать как ударную адиабату многокомпонентной смеси.

Модифицированные уравнения, определяющие состояние конденсированного компонента, выписываются в следующем виде:

$$P(\sigma, \tau) = P_C(\sigma) + P_T(\sigma, \tau), \quad \sigma = \rho/\rho_0, \quad \tau = T/T_0,$$

$$E(\sigma, \tau) = E_C(\sigma) + E_T(\sigma, \tau).$$

Холодная составляющая давления описывается уравнением типа уравнения Тэта

$$P_C(\sigma) = A\rho_0 c_0^2 (\sigma^n - 1).$$

Для описания тепловой составляющей давления предлагается

$$P_T(\sigma, \tau) = c_{v0} \rho_0 T_0 (\tau - 1) \sigma k \frac{1 + a_1 \tau}{1 + a_2 \tau}.$$

Это термическое уравнение состояния фактически совпадает с использованным в модели ТЕС, но теперь оно не является УРС типа Ми-Грюнайзена, поскольку не содержит внутренней энергии  $E$ .

Функция энергии получена интегрированием дифференциального соотношения

$$(\partial E / \partial V)_T = T(\partial P / \partial T)_V - P.$$

В итоге получаем

$$E_C(\sigma) = A c_0^2 \left( \frac{1}{3} (\sigma^{n-1} - 1) - 1 + \frac{1}{\sigma} \right),$$

$$E_T(\sigma, \tau) = F(\tau)$$

$$- c_{v0} T_0 k \frac{1 + 2a_2 \tau + (a_1 - a_2 + a_1 a_2) \tau^2}{(1 + a_2 \tau)^2} \ln(\sigma),$$

где  $c_{v0}$  и  $c_0$  — соответственно значения теплоемкости и скорости звука в нормальных условиях,  $T_0$  — начальная температура. С учетом области применения модели для областей значения давления больше 5 ГПа, начальной энергией  $E_0$  вещества при нормальных условиях пренебрегаем. Используя связь между теплоемкостями  $c_V$  и  $c_P$ :

$$c_P(\sigma, \tau) = c_V(\sigma, \tau) - T_0 \tau \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_V^2 / \left( \frac{\partial P}{\partial V} \right)_T,$$

а также экспериментальные данные для теплоемкости  $c_P$ , функция  $F(\tau)$  и теплоемкость  $c_V$  определены в следующем виде:

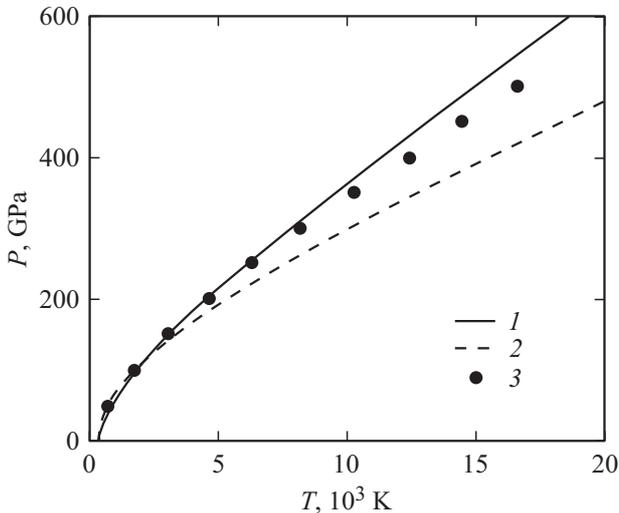
$$F(\tau) = c_{v0} T_0 \left[ (\tau - 1) \left( \lambda - \frac{b_1}{b_2} \right) - \frac{1}{b_2} \left( 1 - \frac{b_1}{b_2} \right) \ln \left( \frac{1 + b_2 \tau}{1 + b_2} \right) \right],$$

$$c_V(\sigma, \tau) = c_{v0} \left[ \lambda - \frac{1 + b_1 \tau}{1 + b_2 \tau} \right] - c_{v0} k \frac{2\tau (a_1 - a_2 + a_1 a_2 - a_2^2)}{(1 + a_2 \tau)^3} \ln(\sigma).$$

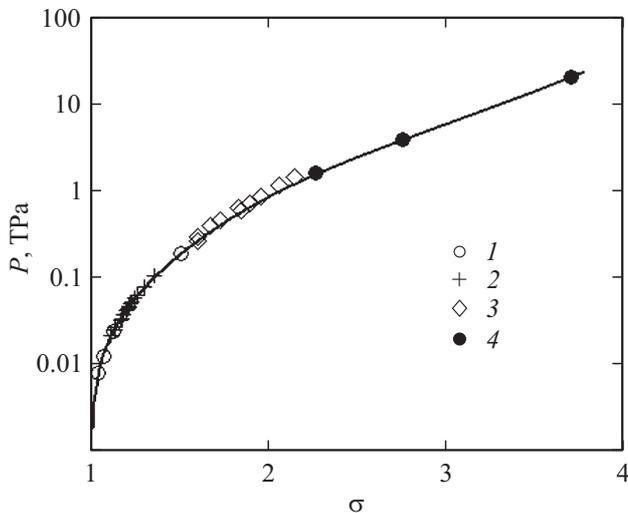
Параметры определяются из соответствия экспериментальным данным. В итоге модель с данным УРС определим как модель ТЕС2. В силу того, что используемое в этой модели УРС является термодинамически согласованным, можно ожидать, что модель ТЕС2 будет достаточно правдоподобно описывать тепловые характеристики вещества.

Параметры уравнения состояния для меди

$\rho_0$ , g/cm <sup>3</sup>	$c_v$ , J/kg·K	$c_0$ , m/s	$T_0$ , K	$n$	$k$	$a_1$	$a_2$	$\lambda$	$b_1$	$b_2$
8.930	380	3950	300	4	1.941	0.001742	0.004367	1.941	0.049	0.115



**Рис. 1.** Расчет значения температуры вдоль ударной адиабаты для меди  $\rho_0 = 8.93$  g/cm<sup>3</sup>. Сплошная линия 1 — расчет по модели TEC2, штриховая линия 2 — расчет по TEC, 3 — расчет [27].



**Рис. 2.** Ударная адиабата меди при высоких значениях давления в координатах давление–сжатие. Расчет для  $\rho_0 = 8.93$  g/cm<sup>3</sup>. Экспериментальные данные: 1 — [11], 2 — [29], 3 — [30], 4 — [31].

## Моделирование ударно-волнового нагружения

Параметры, определенные для модифицированного УРС меди, приведены в таблице. Указанные параметры

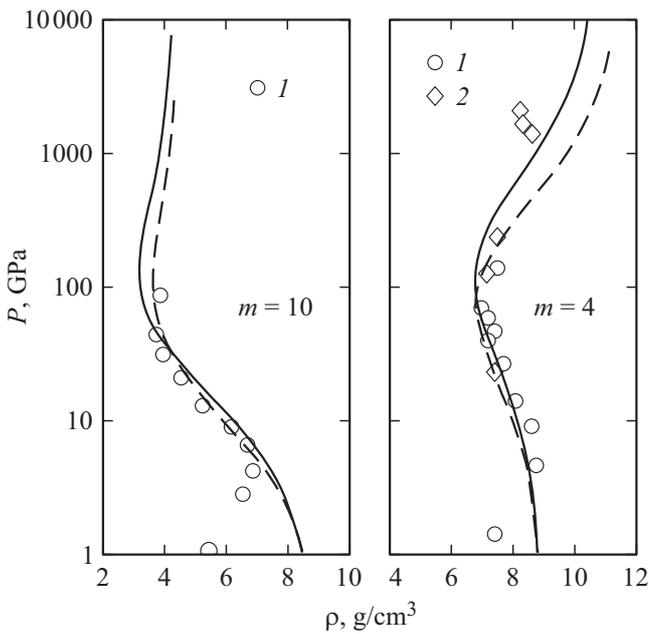
позволяют описывать данные, полученные на основании экспериментов по ударно-волновому нагружению как для сплошной меди, так и для пористых образцов в пределах точности эксперимента.

Для определения параметров  $k$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  используется функция  $\Gamma(V, T) = P_T V / E_T$ , отражающая вклад тепловых компонент (заметим, что коэффициент Грюнайзена теперь явно не входит в УРС). При расчетах они выбираются таким образом, что значение функции  $\Gamma$  при начальных условиях равно 2, а при  $10^7$  K и соответствующему ему значению сжатия меди на ударной адиабате 4.5 значение  $\Gamma$  равно 0.53. Полученные параметры позволяют достоверно описывать весь диапазон экспериментальных данных вплоть до максимальных сжатий меди. Значения  $\lambda$ ,  $b_1$ ,  $b_2$  определяются по соответствию экспериментальным данным для  $c_v(T)$ . Значение параметра  $A$  определяется выражением:  $A = 1/n$ .

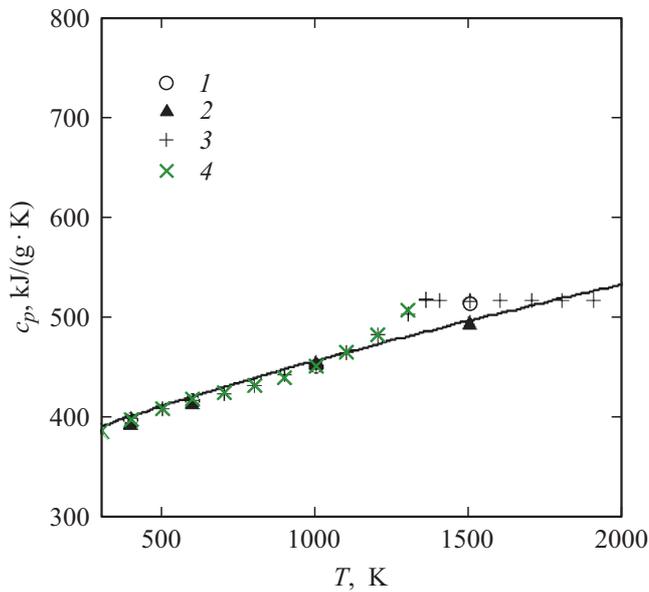
Значения температуры вдоль ударной адиабаты для сплошной меди показаны на рис. 1 для моделей TEC2 и TEC вместе с расчетами из [27]. В диапазоне значений давления до 300 GPa расчеты по модифицированной модели близки к значениям из [27], при дальнейшем росте давления отклонение расчетов меньше, чем полученное при оценке значений температуры по модели TEC. Аналогичные расчеты были выполнены и для высокопористой меди с  $m = 10$ . Пористость  $m$  определяется как отношение нормальной плотности монолитного вещества к начальной плотности образца. В частности, для давления 80 GPa расчетная температура по модели [28] — 70 000 K, по модели TEC2 — 63 230 K, по модели TEC — 77 500 K. Из приведенного сравнения видно, что рассматриваемая модель TEC2 дает более близкие к моделям [27,28] оценки температуры при ударно-волновом сжатии, чем модель TEC.

Результаты моделирования термодинамических параметров для сплошной меди Cu плотностью  $\rho_0 = 8.93$  g/cm<sup>3</sup> и данные, полученные на основании экспериментов, показаны на рис. 2 до значений давления 1200 GPa. Достигнуто хорошее соответствие расчетных данных по модели TEC2 с данными, определенными на основании экспериментов.

В [6,11,29,30] приведены данные, полученные на основании экспериментов, для меди с различными значениями пористости от 1 до 10. Полученные результаты позволили достоверно моделировать термодинамические параметры пористых образцов меди. Расчетные кривые и данные, полученные на основании эксперимента, для пористой меди  $m = 4, 10$  в координатах давление–плотность показаны на рис. 3. Результаты моделирования показывают, что модель TEC2 позволяет достоверно



**Рис. 3.** Ударные адиабаты меди с пористостью 4 и 10 в координатах давление–плотность. Расчеты: сплошная линия — расчет по модели TEC2, штриховая линия — модель TEC. Экспериментальные данные [6].

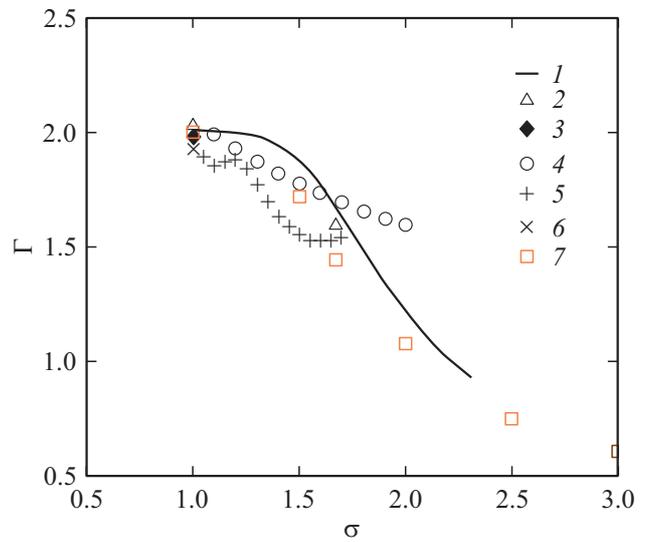


**Рис. 4.** Изменение теплоемкости от температуры. Расчет: сплошная линия — зависимость  $c_p(T)$ . Экспериментальные данные: 1 — [32], 2 — [33], 3 — [34], 4 — [35].

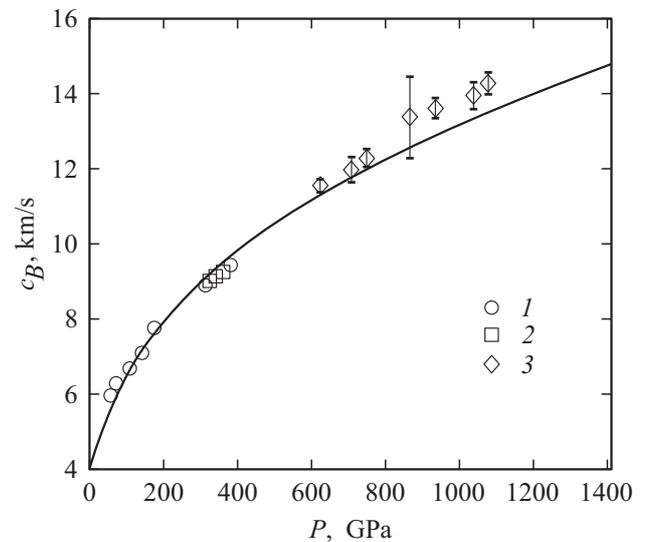
описывать данные, полученные на основании эксперимента до значений давления выше 3000 GPa. С другой стороны, видно, что при давлениях до 300 GPa обе модели хорошо описывают имеющиеся данные в пределах точности экспериментов. Таким образом, при отсутствии необходимых данных для определения динамических параметров ударно-волнового сжатия в этом диапазоне

давления можно использовать более простую модель TEC.

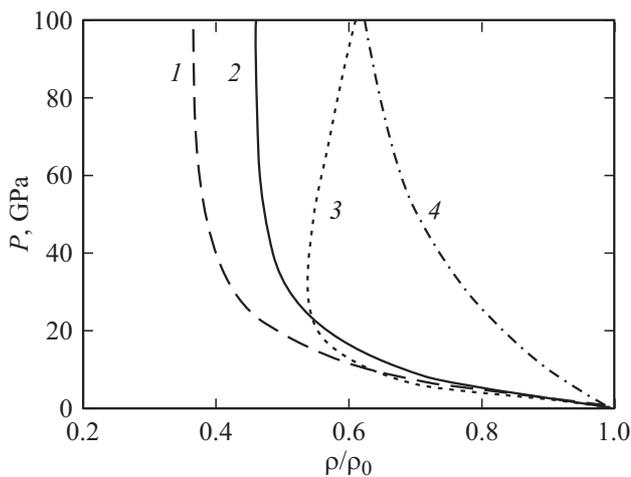
Изменение значения теплоемкости  $c_p(T)$  для меди вдоль изобары при нормальном давлении показано на рис. 4. Здесь же для сравнения показаны данные из [32–35]. До значения температуры 2000 К модельные значения теплоемкости хорошо соответствуют данным экспериментов. Отклонение данных [32] для значений при 1500 К, как и излом линии, соответствующий данным [34,35], связаны с переходом в жидкую фазу меди. Рассматриваемая модель в данный момент этот переход не учитывает.



**Рис. 5.** Зависимость коэффициента Grüнеизена от сжатия: 1 — сплошная линия [1], 2 — [32], 3 — [15], 4 — [36], 5 — [37], 6 — [38], 7 — по модели TEC2.



**Рис. 6.** Расчет и экспериментальные данные зависимости объемной скорости звука от давления вдоль ударной адиабаты. Сплошная линия — расчет TEC2, 1 — [39], 2 — [40], 3 — [41].



**Рис. 7.** Относительная плотность вдоль ударной адиабаты: 1 — медь, 2 — смесь медь-вольфрам-алюминий (50/25/25), 3 — алюминий, 4 — вольфрам.

Сравнение изменения значения коэффициента Грюнрайзена вдоль ударной адиабаты из [1,15,32,36–38] и значение функции  $\Gamma$  в зависимости от сжатия приведены на рис. 5. До значения сжатия  $\sigma = 1.6$  расчеты при различных подходах не противоречат друг другу. Расчеты [1] и результаты моделирования по модифицированному УРС также близки к друг другу.

Для проверки достоверности моделирования по модели ТЕС2 рассчитана объемная скорость звука  $c_B$ , которая вычислялась с использованием значение модуля изоэнтропического сжатия  $K_S = -V(\partial P/\partial V)_S$ , определенное из термодинамического тождества по следующим формулам, аналогично [23]

$$c_B = \sqrt{K_S/\rho},$$

$$K_S = V \left[ \frac{T}{c_V} \left( \frac{\partial P}{\partial T} \right)_V^2 - \left( \frac{\partial P}{\partial V} \right)_T \right].$$

На рис. 6 показан модельный расчет скорости звука и данные, полученные на основании экспериментов [39–41] в диапазоне значений давления 1200 ГПа. Анализ полученных результатов показывает, что до 900 ГПа расчет соответствует данным экспериментов. С ростом значения давления расчетная скорость звука несколько ниже скорости, измеренной экспериментально.

Как уже отмечалось [2], модель ТЕС позволяет рассчитывать не только сжатие смеси как целого, но и сжатие каждого компонента в отдельности. На рис. 7 показаны результаты по ударно-волновому сжатию для тройной высокопористой смеси  $m = 10$  — относительная плотность конденсированных фаз смеси в целом и каждой компоненты в отдельности вдоль ударной адиабаты. Расчет проведен для модели ТЕС, которая в диапазоне давлений от 5 до 100 ГПа хорошо описывает динамические параметры ударно-волнового нагружения.

Как видно из приведенных результатов, изменение сжатия при росте давления может отличаться у различных компонентов не только по значению, но и по знаку.

## Заключение

На базе модифицированного УРС конденсированных компонентов, на примере меди, построена модель ударно-волнового нагружения пористых материалов ТЕС2. Моделируются термодинамические параметры для материалов и смесей в широком диапазоне значений давления и пористости исследуемых образцов. Результаты численного моделирования хорошо соответствуют данным, полученным на основании эксперимента, и не противоречат расчетам других авторов. Рассматриваемая в работе модель позволяет описывать известные экспериментальные результаты для меди с высокой пористостью в диапазоне значений давления от 5 до 3000 ГПа. Данная модель может быть полезной при расчетах термодинамических параметров материалов и гетерогенных смесей при ударно-волновом нагружении. Такие расчеты позволяют целенаправленно получать требуемые значения давлений и температур, определяя необходимые для этого составы смесей.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Кинеловский С.А., Маевский К.К. // ПМТФ. 2013. Т. 54. Вып. 4. С. 13–21. [Kinelovskii S.A., Maevskii K.K. // J. Appl. Mech. Tech. Phys. 2013. Vol. 54. N 4. P. 524–530. DOI: 10.1134/S0021894413040020]
- [2] Кинеловский С.А., Маевский К.К. // ТВТ. 2014. Т. 52. Вып. 6. С. 843–851. [Kinelovskii S.A., Maevskii K.K. // High Temperature. 2014. Vol. 52. N 6. P. 821–829. DOI: 10.1134/S0018151X14050083]
- [3] Кинеловский С.А., Маевский К.К. // ТВТ. 2016. Т. 54. Вып. 5. С. 716–723. [Kinelovskii S.A., Maevskii K.K. // High Temperature. 2016. Vol. 54. N 5. P. 675–681. DOI: 10.1134/S0018151X16050163]
- [4] Boade R.R. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. P. 5693–5702.
- [5] LASL Shock Hugoniot Data S. P. Marsh (Ed.) Berkeley. Univ. California Press, 1980.
- [6] Levashov P.R., Khishchenko K.V., Lomonosov I.V., Fortov V.E. // Shock Compression of Condensed Matter 2003 / Eds Furnish M.D., Gupta Y.M., Forbes J.W. Melville-NY: AIP, 2004. P. 87. (<http://www.ihed.ras.ru/rusbank>).
- [7] McCoy C.A., Knudson M.D., Root S. // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 96. P. 174109. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.174109
- [8] Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.Б. // Матем. моделирование. 2003. Т. 15. Вып. 1. С. 29–36.
- [9] Kadatskiy M.A., Khishchenko K.V. // Phys. Plasma. 2018. Vol. 25. P. 112701. DOI: 10.1063/1.5050248
- [10] Holzapfel W.B. // High Pressure Research. 2010. Vol. 30. N 3. P. 372–394. DOI: 10.1080/08957959.2010.494845

- [11] Трунин Р.Ф. Исследования экстремальных состояний конденсированных веществ методом ударных волн. Уравнения Гюгонно. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006.
- [12] McQueen R.G., Marsh S.P., Taylor J.W., Fritz J.N., Carter W.J. // The equation of state of solids from shock wave studies. / In: High Velocity Impact Phenomena / Ed. R. Kinslow. NY: Academic Press, 1970. P. 293–417; 515–568.
- [13] Безручко Г.С., Разоренов С.В., Попов М.Ю. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 3. С. 69–74.
- [14] Жарков В.К., Калинин В.А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968. 312 с.
- [15] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 3-е изд. М.: Физматлит, 2008. 656 с.
- [16] Бушман А.Ф., Фортвов В.Е. // УФН. 1983. Т. 140. Вып. 6. С. 177–232. [Bushman A.V., Fortov V.E. // Soviet Physics Uspekhi. 1983. Vol. 26. N 6. P. 465–496. DOI: 10.1070/PU1983v026n06ABEN004419]
- [17] Копышев В.К., Медведев А.Б. Обзор принципиальных идей моделей уравнения состояния во ВНИИЭФ / В сб.: Высокие плотности энергии. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1997. С. 271–283.
- [18] Магомедов М.Н. // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 5. С. 643–650. DOI: 10.21883/JTF.2017.05.44434.1485
- [19] Прут В.В. // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 5. С. 700–709. DOI: 10.21883/JTF.2017.05.44442.1641
- [20] Магомедов М.Н. // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 4. С. 549–556. DOI: 10.21883/JTF.2017.04.44315.1954
- [21] Ломоносов И.В., Фортвова С.В. // ТВТ. 2017. Т. 55. Вып. 4. С. 596–626. [Lomonosov I.V., Fortova S.V. High Temperature. 2017. Vol. 55. N 4. P. 585–610. DOI: 10.1134/S0018151X17040113]
- [22] Kadatskiy M.A., Khishchenko K.V. // Phys. Plasma. 2018. Vol. 25. P. 112701. DOI: 10.1063/1.5050248
- [23] Гилёв С.Д. // ФГВ. 2018. Вып. 4. С. 107–122. [Gilev S.D. // Combust. Explos. Shock Waves. 2018. Vol. 54. N 4. P. 482–495. DOI: 10.1134/S0010508218040123]
- [24] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Физматлит, 2001. 616 с.
- [25] Кинеловский С.А., Маевский К.К. // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 8. С. 125–130. [Kinzelovskii S.A., Maevskii K.K. // Tech. Phys. 2016. Vol. 61. N 8. P. 1244–1249. DOI: 10.1134/S1063784216080144]
- [26] Кинеловский С.А., Маевский К.К. // ФГВ. 2011. № 6. С. 101–109. [Kinzelovskii S.A., Maevskii K.K. // Combust. Explos. Shock Waves. 2011. Vol. 47. P. 706–714. DOI: 10.1134/S001050821106013X]
- [27] Nellis W.J., Mitchell A.C., Young D.A. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. N 1. P. 304–310. DOI: 10.1063/1.1529071
- [28] Медведев А.Б. // Вопр. атом. науки и техники. Теорет. и прикл. физика. 1992. Вып. 1. С. 12–19.
- [29] Жугин Ю.Н., Крупников К.К., Овечкин Н.А., Абакишин Е.В., Горшков М.М., Зайкин В.Т., Слободенюков В.М. // Физика Земли. 1994. № 10. С. 16–22. [Zhugin Yu.N., Krupnikov K.K., Oveehkin N.A., Abakshin E.V., Gorshkov M.M., Zaikin V.T., Slobodenyukov V.M. // Fizika Zemli. 1994. Vol. 10. P. 16–22.]
- [30] Глушак Б.Л., Жарков А.П., Жерноклетов М.В., Терновой В.Я., Филимонов А.С., Фортвов В.Е. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. Вып. 4. С. 1301–1318. [Glushak B.L., Zharkov A.P., Zhernokletov M.V., Ternovoi V.Ya., Filimonov A.S., Fortov V.E. // Sov. Phys. JETP. Vol. 69. N 4. P. 739–749.]
- [31] Трунин Р.Ф. // УФН. 1994. Т. 164. Вып. 11. С. 1215–1237. [Trunin R.F. // Phys. Usp. 1994. Vol. 37. P. 1123–1145. DOI: 10.1070/PU1994v037n11ABEN000055]
- [32] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [33] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
- [34] База данных ИВТАНТЕРМО. <http://www.chem.msu.su/rus/handbook/ivtan>
- [35] Chase M.W.Jr. // J. Phys. Chem. Ref. Data. Monograph. 1998. Vol. 9. P. 1–1951.
- [36] Кормер С.Б., Фунтиков А.И., Урлин В.Д., Колесникова А.Н. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. Вып. 3. С. 686–702. [Kormer S.B., Funtikov A.I., Urlin V.D., Kolesnikova A.N. // Sov. Phys. JETP. 1962. Vol. 15. N 3. P. 477–488.]
- [37] Альтшулер Л.В., Кормер С.Б., Баканова А.А., Трунин Р.Ф. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 3. С. 790–798. [Al'tshuler L.V., Kormer S.B., Bakanova A.A., Trunin R.F. // Sov. Phys. JETP. 1961. Vol. 11. N 3. P. 573–579.]
- [38] Новикова С.И. Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974. 294 с.
- [39] Альтшулер Л.В., Кормер С.Б., Бражник М.И., Владимиров Л.А., Сперанская М.П., Фунтиков А.И. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 4. С. 1061–1073. [Al'tshuler L.V., Kormer S.B., Brazhnik M.I., Vladimirov L.A., Speranskaya M.P., Funtikov A.I. // Sov. Phys. JETP. 1960. Vol. 11. N 4. P. 766–775.]
- [40] Hayes D., Hixson R.S., McQueen R.G. High Pressure Elastic Properties, Solid-Liquid Phase Boundary and Liquid Equation of State from Release Wave Measurements in Shock-Loaded Copper // Shock Compression of Condensed Matter. / Eds. M.D. Furnish, L.C. Chabildas, R.S. Hixson. NY: American Institute of Physics, 2000. P. 483–488.
- [41] McCoy C.A., Knudson M.D., Root S. // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 96. P. 174109. DOI: 10.1103/PhysRevB.96.174109