

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кормер С. Б., Синицын М. В., Кириллов Г. А. Экспериментальное определение температур ударно-сжатых NaCl и KCl и их кривых плавления до давлений в 700 кбар // ЖЭТФ.— 1965.— 48, № 4.— С. 1033.
2. Schmitt D., Svendsen B., Ahrens T. J. // Shock waves in condensed matter-85/Ed. by Y. M. Gupta.— N. Y.; Lond.: Plenum Press, 1986.— P. 261.
3. Ahrens T. J., Lyzenga G. A., Mitchell A. C. // High pressure research in geophysics/Advances in Earth and Planetary Sci. (Japan).— 1982.— 12.— P. 579.
4. Иванов А. Г., Новицкий Е. З., Минеев В. П. и др. // ЖЭТФ.— 1967.— 53, № 1.— С. 41.
5. Минеев В. Н., Иванов А. Г. ЭДС, возникающая при ударном сжатии вещества // УФН.— 1976.— 119, № 1.— С. 75.
6. Кормер С. Б., Синицын М. В., Кириллов Г. А. и др. Экспериментальное определение коэффициента поглощения света ударно-сжатым NaCl. Механизм поглощения и проводимости // ЖЭТФ.— 1965.— 49, № 1.— С. 135.
7. Зельдович Я. Б., Кормер С. Б., Урлин В. Д. Неравновесное излучение ударно-сжатых ионных кристаллов при  $T > 1$  эВ II.

г. Москва

Поступила в редакцию 10/V 1990

УДК 536.71 + 539.63

В. Г. Щегунин

### РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

Предложено универсальное двучленное уравнение состояния для твердых и жидких веществ, включающее три параметра, два из которых известны для большинства веществ, а третий можно определить по небольшому участку экспериментальной изотермы или по одной экспериментальной точке на ударной адиабате. Приведены параметры предложенного уравнения состояния для нескольких десятков соединений из всех классов твердых и жидких веществ.

Для расчета параметров состояния конденсированных веществ при высоких давлениях и температурах широкое распространение получили двучленные уравнения, в которых давление представляется в виде суммы холодной и тепловой составляющих [1]. В этих уравнениях тепловая составляющая давления может быть записана в явном виде одинаковым образом для всех веществ. Однако холодная составляющая такого универсального вида не имеет. Для ее описания используются эмпирические потенциалы, которые подбираются для определенного класса веществ или даже индивидуально под отдельное вещество. При этом потенциалы имеют, как правило, довольно сложный вид и не менее трех неизвестных коэффициентов, для определения которых необходимы экспериментальные данные по сжимаемости в широком диапазоне давлений, строго говоря в диапазоне, подлежащем описанию. По этой причине воспользоваться существующими уравнениями для малоисследованных веществ бывает трудно. Кроме того подобные уравнения редко используются для жидких веществ.

В данной работе предлагается простое универсальное уравнение состояния для твердых и жидких веществ, определение параметров которого не требует широкого массива экспериментальных данных по сжимаемости.

Основная проблема в двучленных уравнениях состояния состоит в нахождении вида холодной составляющей давления. Разложим давление  $p$  как функцию удельного объема  $v$  при постоянной температуре  $T_0$  в степенной ряд в окрестности начального состояния  $p_0(v_0, T_0) = 0$

$$p(x, T_0) = \sum_{i=1}^{\infty} (-1)^i (\partial^i p / \partial x^i)_0 (1-x)^i / i!, \quad (1)$$

$x = v/v_0$ ; индексом 0 отмечены значения параметров в начальном со-

стоянии. Последовательным дифференцированием при постоянной температуре находим коэффициенты в (1):

$$\partial p / \partial x = -K_{\tau} / x, \quad \partial^2 p / \partial x^2 = f K_{\tau} / x^2, \quad (2)$$

где  $K_{\tau}$  — модуль изотермической сжимаемости;  $f = 1 - \partial \ln K_{\tau} / \partial \ln x = 1 + \partial K_{\tau} / \partial p$ . Значения первых двух производных (2) в начальном состоянии могут быть достаточно просто измерены в эксперименте и известны для многих веществ [2—6]. Поэтому все последующие коэффициенты в (1) выразим через  $K_{\tau}$  и  $f$ . После соответствующих преобразований получим

$$\partial^i p / \partial x^i = (-1)^i (K_{\tau} f^{i-1} / x^i) (1 + \mu_i), \quad i \geq 3. \quad (3)$$

Здесь  $\mu_i$  — функции  $f$  и ее производных. В частности

$$\mu_3 = (1 - \partial \ln f / \partial \ln x) / f, \quad \mu_4 = 3\mu_3 + 2\mu_3^2 + (x^2 / f^3) \partial^2 f / \partial x^2.$$

Использование разложения типа (1) имеет смысл лишь тогда, когда в нем могут быть определены все коэффициенты. В данном случае решающим обстоятельством оказалось, что  $\mu_i \ll 1$ . Величину  $\mu_i$  можно оценить, воспользовавшись одним из соотношений между параметром Грюнайзена  $\gamma$  и упругими характеристиками, например, соотношением Дугдала — Макдональда [4], и выразив его через  $K_{\tau}$  и  $f$ :

$$f = 2[\gamma + 1 - (2\gamma + 1/3)p / 3K_{\tau}]. \quad (4)$$

Подстановка (4) в  $\mu_i$  с учетом  $\gamma/V \sim \text{const}$  дает для  $\mu_i$  знакопеременные значения:  $|\mu_3| \leq 0,036$ ,  $|\mu_4| \leq 0,053$  при  $\gamma_0 \geq 1,5$ . Из этих оценок следует, что  $\mu_i$  в (3) представляют собой малые поправки, которыми можно пренебречь. Тогда получим коэффициенты уравнения (1) в явном виде

$$(\partial^i p / \partial x^i)_0 = (-1)^i K_{\tau 0} \kappa^{i-1}, \quad \kappa = f_0.$$

После подстановки этих коэффициентов в (1) и проведения простейших преобразований находим выражение, представляющее собой разложение в ряд функции вида:

$$p(T_0, x) = (K_{\tau 0} / \kappa) [\exp \kappa(1 - x) - 1]. \quad (5)$$

Представление коэффициентов (1) в виде (3) не единственное. Возможен еще один вариант с использованием  $K_{\tau}$  и  $\varphi = f - 1 = \partial K_{\tau} / \partial p$ :

$$\begin{aligned} \partial p / \partial x &= -K_{\tau} / x, \quad \partial^2 p / \partial x^2 = K_{\tau} (\varphi + 1) / x^2, \\ \partial^i p / \partial x^i &= (-1)^i K_{\tau} (\varphi + 1) (\varphi + 2) \dots (\varphi + i - 2) (1 - \eta_i) / x^i, \quad i \geq 3, \end{aligned}$$

где  $\eta_i$  — функции  $\varphi$  и ее производных, например:  $\eta_3 [\partial \ln (\varphi + 1) / \partial \ln x] / (\varphi + 2)$ . Интересно отметить, что воспользовавшись аналогичным приближением  $\eta_i = 0$ , после подстановки соответствующих коэффициентов в (1) получим известное уравнение Мурнагана [7]

$$p(T_0, x) = (K_{\tau 0} / n) (x^{-n} - 1), \quad n = \varphi_0.$$

Однако это приближение оказывается более грубым. Аналогичная оценка с учетом (4) показывает, что все  $\eta_i$  положительны и по модулю значительно превышают соответствующие значения  $\mu_i$ , например,  $\eta_3 = 0,17 \div 0,13$  при  $\gamma_0 = 1,5 \div 3$ . Приближение  $\eta_i = 0$  приводит к значительному и систематическому завышению коэффициентов в (1), поэтому расчет по уравнению Мурнагана должен приводить к завышенным значениям  $p$ . В частности, его применение в [8] к ударно-волновой сжимаемости показало, что для согласования с экспериментальными данными необходимо понижать показатель степени  $n$  по мере роста давления.

Выражение (5) при  $T_0 = 0$  представляет собой холодную составляющую давления. Однако в большинстве случаев в начальном состоянии  $T_0 > 0$  и (5) с параметрами  $K_{\tau 0}$  и  $\kappa$ , измеренными при  $T = T_0$ , описывают изотерму, включающую в себя часть тепловой составляющей давления, соответствующую  $T_0$ . Поэтому для получения уравнения состояния

необходимо (5) дополнить изменением тепловой составляющей давления, которая имеет вид  $\gamma c_V^* T/V$ , ( $c_V^*$  — теплоемкость колебаний, участвующих в создании теплового давления). При этом широко используется приближение  $c_V^* = \text{const}$ ,  $\gamma/v = \text{const}$ . Для сложных веществ определение  $\gamma$  и  $c_V^*$  затруднено и требует некоторых допущений. Для описания тепловой составляющей давления здесь используется приближение  $\alpha K_T = \text{const}$  ( $\alpha$  — коэффициент теплового расширения), эквивалентное  $\gamma c_V^*/v = \text{const}$ , при этом устраняются проблемы с определением  $\gamma$  и  $c_V^*$  и одновременно можно использовать уравнение состояния как для твердых, так и для жидких веществ. Окончательно получаем уравнение состояния

$$p(x, T) = (K_{T0}/\kappa) [\exp \kappa(1-x) - 1] + \alpha_0 K_{T0} (T - T_0). \quad (6)$$

Для расчета температур дополним (6) аналогичным уравнением изменения внутренней энергии  $E$ :

$$E(v, T) - E_0(v_0, T_0) = \int_{T_0}^T c_V dT - \int_{v_0}^v p_x(v, T=0) dv. \quad (7)$$

При описании теплоемкости  $c_V(T)$  здесь использовано эмпирическое выражение

$$c_V = c_{V \max} - (c_{V \max} - c_{V0}) \exp[-(T - T_0)/T_*],$$

$c_{V0}$  и  $c_{V \max}$  — начальная и максимальная теплоемкости;  $T_*$  — константа, подбираемая по известной зависимости  $c_V(T)$ , в качестве которой для жидких веществ бралась известная зависимость  $c_V(T)$  в газовом состоянии с добавлением 1,5  $R$ . (Выбор вида  $c_V(T)$  не принципиален, можно использовать любую другую удобную для расчета зависимость, которая бы удовлетворительно описывала известную  $c_V(T)$ .) Из (6) и (7) получаем

$$E - E_0 = c_{V \max} (T - T_0) - (c_{V \max} - c_{V0}) T_* \{1 - \exp[-(T - T_0)/T_*]\} + (v_0 K_{T0}/\kappa^2) [\exp \kappa(1-x) - 1] - (1/\kappa)(1 + \alpha_0 \kappa T_0)(1-x). \quad (8)$$

Изменение температуры в (6) определяется видом воздействия. В частности, для расчета ударно-волнового разогрева из (6), (8) и известного соотношения  $E - E_0 = v_0 p(1-x)/2$  имеем

$$T - T_0 = \frac{\gamma_{\max}}{\alpha_0 \kappa} \frac{a_1(1-x) + 0,5(1-x-2/\kappa) [\exp \kappa(1-x) - 1]}{1 - \gamma_{\max}(1-x)/2} + \frac{a_2 T_* \{1 - \exp[-(T - T_0)/T_*]\}}{1 - \gamma_{\max}(1-x)/2}, \quad (9)$$

$$\gamma_{\max} = \alpha_0 v_0 K_{T0}/c_{V \max}, \quad a_1 = 1 + \alpha_0 \kappa T_0, \quad a_2 = (c_{V \max} - c_{V0})/c_{V \max}.$$

Аналогичным образом из  $dE = TdS - pdv$ , (6) и (8) для изоэнтропы получается

$$\gamma_{\max}(1-x) = \ln(T/T_0) - a_2 \left[ E_i\left(-\frac{T}{T_*}\right) - E_i\left(-\frac{T_0}{T_*}\right) \right] e^{T_0/T_*}, \quad (10)$$

где  $E_i(-T/T_*)$  — интегральная показательная функция. Для веществ с постоянной теплоемкостью  $a_2 = 0$  и вторые члены справа в (9) и (10) отсутствуют.

Уравнение состояния (6) имеет самый простой вид. При его выводе не использовались какие-либо существенные допущения о характере структуры вещества, поэтому оно может быть использовано для всех конденсированных веществ. Выражение (6) имеет три параметра, для определения которых не требуется обширный экспериментальный материал. Два из них  $\alpha_0$  и  $K_{T0}$  обычно известны, а для нахождения параметра  $\kappa$  достаточно иметь одну экспериментальную точку на ударной адиба-

Таблица 1

Вещество	$T_0$ , К	$v_0$ , см <sup>3</sup> /моль	$\alpha_0 \cdot 10^3$ , К <sup>-1</sup>	$K_{T_0}$ , ГПа	$\kappa$	
					по $(\partial c/\partial T)_p$	по ударной адиабате
N <sub>2</sub>	75	34,3	5,20	0,36	11,1	11,0 [17]
O <sub>2</sub>	77	26,7	3,70	0,76	10,0	10,3 [13]
CH <sub>4</sub>	111	37,9	3,33	0,475	10,2	10,2 [19]
NH <sub>3</sub>	205	23,5	1,59	1,75	9,4	9,2 [20]
Ar (ж.)	87	28,6	4,54	0,50	12,8	11,2 [14, 15]
Ar (тв.)	77	24,2	1,83 *	1,3 *	10,0	10,1 [16]

\* Определено по изотерме из [10] согласно (11).

те. При наличии небольшого участка экспериментальной изотермы  $\kappa$  можно определить из соотношения

$$(\partial p/\partial x)_T = K_{T_0} + \kappa p, \quad (11)$$

являющегося следствием из (6). Для жидкостей используется обширный экспериментальный материал по зависимости скорости звука от температуры  $c(T, p=0)$ . Из (6) для скорости звука имеем

$$c = \sqrt{(\partial p/\partial \rho)_s} = x \sqrt{K_{T_0}/\rho_0} \sqrt{\exp \kappa(1-x) + \alpha_0 \gamma_{\max} T c_{V \max}/c_V}. \quad (12)$$

После дифференцирования (12) по температуре получается соотношение для определения  $\kappa$  по известной величине  $(\partial c/\partial T)_p$ :

$$\kappa = 2(c_p/c_V) - 1 - (1/\alpha c) (\partial c/\partial T)_p. \quad (13)$$

Применимость выражения (6) рассмотрена на примере конденсированных газов (жидкие азот, кислород, метан, аммиак, аргон и твердый аргон). Эти вещества хорошо исследованы, имеют справочные данные для определения параметров начального состояния и экспериментальные данные в области высоких давлений и температур для сравнения расчета с экспериментом.

В табл. 1 приведены параметры уравнения (6) при  $T_0$ , соответствующей начальной температуре имеющегося в литературе ударно-волнового эксперимента. Значения  $V_0$  и  $\alpha_0$  взяты из справочных данных [9, 10]. Для жидкостей  $K_{T_0}$  определены по известной скорости звука из выражения  $K_{T_0} = (c_V/c_p) \rho_0 c_0^2$ , а  $\kappa$  — из (13). Значения  $K_{T_0}$  и  $\kappa$  для твердого аргона найдены в соответствии с (11) графическим дифференцированием экспериментальной изотермы [10]. Исходные данные для определения  $K_{T_0}$  и  $\kappa$ , а также параметры для расчета теплоемкости приведены в табл. 2. В последней графе табл. 1 приведены значения  $\kappa$ , полученные подбором из согласования расчета при известных  $\alpha_0$ ,  $K_{T_0}$  и  $c_V(T)$  с одной из точек на экспериментальной ударной адиабате (УА). Как видно из табл. 1, значения  $\kappa$ , определенные из статических данных и по УА практически совпадают за исключением жидкого аргона, что, по-видимому, связано с экспериментальной ошибкой определения величины  $(\partial c/\partial T)_p$ .

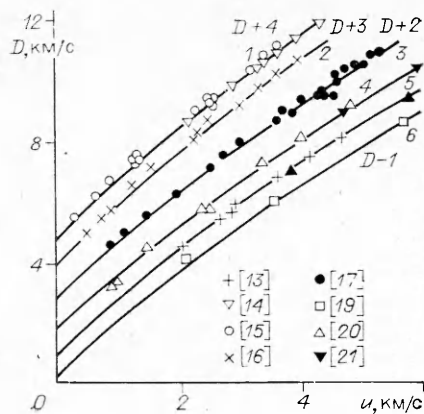
На рис. 1 показан расчет УА конденсированных газов в  $D$ - $u$ -коор-

Таблица 2

Вещество	$c_0$ , км/с	$-(dc/dT)_p$ , м/(с·К)	$c_{V0}/R$	$c_{V \max}/R$	$T^*$ , К
N <sub>2</sub>	0,88 [17]	40 [10]	4,0	5,0	1500
O <sub>2</sub>	1,01 [10]	7,6 [10]	4,0	5,0	700
CH <sub>4</sub>	1,34 [11]	9,8 [11]	4,5	13,5	1200
NH <sub>3</sub>	1,95 [20]	6,2 [12]	4,5	10,5	1200
Ar (ж.)	0,85 [10]	8,3 [10]	3,0	3,0	—

Рис. 1. Расчет ударных адиабат в сравнении с экспериментом:

1 — жидкий аргон; 2 — твердый аргон; 3 — жидкий азот; 4 — жидкий аммиак; 5 — жидкий кислород; 6 — жидкий метан.



динамах в сравнении с экспериментальными данными. Расчет проведен с использованием значений  $\chi$  из табл. 1, в предположении отсутствия каких-либо превращений в веществе. На рис. 2 показан расчет ударно-волнового разогрева в сравнении с имеющимися в литературе экспериментальными точками.

Уравнение состояния (6) и вытекающие из него соотношения позволяют достаточно просто рассчитывать и другие параметры вещества при высоких давлениях и температурах: параметры изоэнтропийной разгрузки, скорость звука на УА (для жидкого аргона при  $p = 24$  ГПа расчет скорости звука дает значение 5,37 км/с и совпадает с экспериментом [14]) и параметры двукратного сжатия (для жидкого аргона при  $x_1 = 0,509$  и  $x_2 = 0,423$  расчет дает  $p_2 = 45,1$  ГПа при  $p_{2 \text{ эксп}} = 42$  ГПа [14], а для метана при  $x_1 = 0,309$  и  $x_2 = 0,265$  получается  $p_2 = 91,27$  ГПа при  $p_{2 \text{ эксп}} = 91,66$  ГПа [19]). Расчет ударной адиабаты двукратного сжатия в  $p$ - $u$ -координатах на примере подробно исследованного кислорода [13] показан на рис. 3.

Проведенное сравнение расчета с экспериментом показывает, что предложенное уравнение состояния (6) хорошо описывает весь набор экспериментально определенных  $p$ ,  $v$ ,  $T$  и аналогичным образом может быть использовано для любых конденсированных веществ. В табл. 3 представлены параметры уравнения (6) для веществ из всех классов соединений (элементы, неорганические соединения, жидкости, органические вещества). Все параметры взяты из справочной литературы для  $T_0 = 293$  К (для жидкого тринитротолуола (ТНТ) при  $T_0 = 353$  К). Теплоемкость для неорганических соединений рассчитывалась по Дебаю,

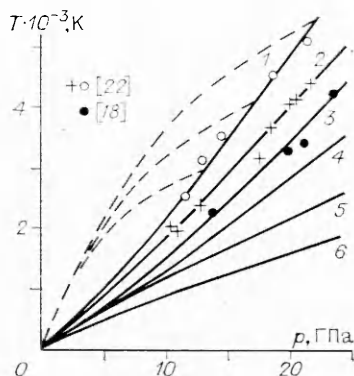


Рис. 2. Расчет ударно-волнового разогрева жидких веществ в сравнении с экспериментом. 1, 3 — аргон; 2 — азот; 4 — кислород; 5 — метан; 6 — аммиак; — — — расчет изоэнтроп разгрузки для жидкого аргона.

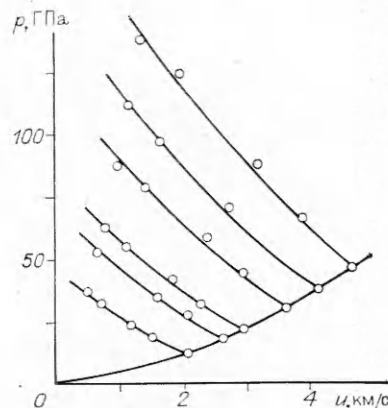


Рис. 3. Расчет (кривые) ударных адиабат двукратного сжатия жидкого кислорода в сравнении с экспериментом из [13] (точки).

Таблица 3

Вещество	$\rho_0, \text{г/см}^3$	$\alpha_0 \cdot 10^3, \text{К}^{-1}$	$K_{T_0}, \text{ГПа}$	$\gamma_{\text{max}}$	$a_2$	$T^*, \text{К}$	$\kappa$	
							по УА	из статистики
Al	2,71	0,068	69,1	1,88	0		6,1	6,0—6,4
Ag	10,49	0,057	99,7	2,34	0		7,12	7,12
Au	19,3	0,042	166,5	2,88	0		6,6	7,3
Be	1,845	0,32	114,9	0,72	0,35		4,9	5,6
Cd	8,648	0,09	47,7	2,14	0		7,4	7,1—7,5
Cu	8,93	0,05	132	1,90	0	250	6,5	6,7—6,5
K	0,87	0,25	3,10	1,41	0		5,1	5,0
Na	0,97	0,21	6,22	1,24	0		5,0	4,7
Mg	1,725	0,076	32,9	1,41	0		5,5	4,9—5,4
Pb	11,34	0,086	41,7	2,60	0		6,5	6,5
Sn	7,29	0,064	53,2	2,22	0		6,0	7,0
U	18,9	0,05	109	2,75	0		6,5	7,0
Zn	7,14	0,091	62,0	2,07	0		6,7	7,4
Hg	13,55	0,182	25,2	2,71	0		9,65	—
Латунь	8,41	0,056	111	1,97	0		6,3	—
Сталь нержавеющая	7,85	0,051	154	2,22	0		6,3	—
Алмаз	3,51	0,0031	442	0,188	0,75	440	5,1	5,1
Графит	2,2	0,025	33,3	0,182	0,66	340	8,5	—
Сера	2,07	0,18	7,9	0,984	0,15	200	—	9,4
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	3,99	0,0163	250	0,836	0,37	250	5,6	5,0
MgO	3,58	0,033	160	1,14	0,26	250	5,35	5,0—5,1
SiC	3,17	0,01	203	0,463	0,47	270	3,9	—
TiO <sub>2</sub>	4,25	0,024	215	1,32	0,25	230	9,3	—
LiF	2,65	0,098	66,6	1,28	0,20	200	6,0	6,2
NaCl	2,164	0,12	23,2	1,51	0	—	6,2	6,1—6,3
Мрамор	2,70	0,045	26,6	0,29	0,40	280	10,25	—
Плексиглас	1,185	0,24	5,3	0,286	0,63	700	8,82	—
Полибутен	0,889	0,61	2,6	0,335	0,71	700	10,0	—
Полиэтилен	0,92	0,556	2,85	0,323	0,71	700	10,4	—
»	0,954	0,31	4,16	0,253	0,71	700	9,6	—
Тефлон	2,19	0,30	3,66	0,335	0,33	500	11,6	—
Антрацен	1,25	0,22	7,01	0,368	0,67	650	9,6	9,7
Гексоген	1,816	0,191	11,0	0,493	0,55	520	10,2	—
Тэн	1,774	0,232	9,8	0,56	0,58	540	10,2	10,0
ТНТ (тв.)	1,654	0,185	8,4	0,409	0,53	550	10,6	—
ТНТ (ж.)	1,472	1,05	2,43	0,769	0,49	590	11,1	—
Нитробензол	1,20	0,81	2,05	0,50	0,56	660	10,0	10,2
Нитроглицерин	1,592	0,835	3,41	0,834	0,51	600	10,9	—
Нитрометан	1,129	1,24	1,37	0,567	0,55	700	10,5	10,5
n-Амилловый спирт	0,814	0,902	1,18	0,264	0,59	800	10,9	—
CCl <sub>4</sub>	1,594	1,24	0,948	1,01	0,20	270	10,65	10,7
Дифенил	1,168	0,40	4,78	0,46	0,68	650	—	10,5
Бензойная кислота	1,34	0,52	6,0	0,76	0,68	700	—	8,5
Нафталин	1,15	0,385	5,4	0,516	0,68	650	—	10,5
Ацетонитрил	0,782	1,36	0,93	0,483	0,55	800	—	10,9
Хлорбензол	1,106	0,99	1,36	0,476	0,61	650	—	10,7
Этилбензол	0,867	1,02	1,18	0,321	0,68	700	—	11,1
Пиридин	0,982	1,20	1,35	0,498	0,67	800	—	10,8
AgCl	5,571	0,091	42,5	1,99	0	—	—	6,2
NH <sub>4</sub> Cl	1,526	0,161	17,6	0,663	0,47	700	—	7,1
NH <sub>4</sub> Br	2,431	0,17	15,3	0,70	0,44	650	—	7,35

а для органических веществ — по методу [26]. Параметр  $\kappa$  подобран по динамическим данным (в основном [1, 23, 24]) и взят из статических данных (в основном [2—6, 25]), если таковые имелись. По статическим данным величина  $\kappa$  для жидкостей определена в соответствии с (13) из  $(\partial c/\partial T)_p$  при атмосферном давлении, а для твердых веществ — по начальному участку экспериментальных изотерм или ультразвуковым измерениям под давлением в диапазоне порядка нескольких гигапаскалей. Поэтому параметр  $\kappa$ , полученный по одной из точек на УА, более надежен, так как определен при значительно более высоком давлении. Тем не менее, как видно из табл. 3, во многих случаях наблюдается хорошее согласие между значениями  $\kappa$  (различие обусловлено большой ошибкой графического дифференцирования экспериментальных изотерм).

Для одних из веществ в табл. 3, например металлов, уже имеются аналогичные уравнения состояния, однако предлагаемое уравнение (6) в ряду случаев может оказаться полезным как более простое для расчета некоторых параметров, например скорости звука. Для других (алмаз, ртуть, амилвый спирт) использовать аналогичные уравнения трудно из-за ограниченности динамических данных. Для третьих (нитросоединения) динамический эксперимент ограничен давлением  $\sim 10$  ГПа, выше которого начинается экзотермическое разложение. Для четвертых динамический эксперимент противоречив (сера) или полностью отсутствует.

В работе предложено простое универсальное уравнение состояния для твердых и жидких веществ, включающее минимальное число легко определяемых констант. Уравнение состояния построено на основе двух приближений, одно из которых для холодной составляющей давления и имеет физический смысл соотношения (11), а другое приближение  $\alpha K_T = \text{const}$ , эквивалентное  $\gamma/v = \text{const}$ , для тепловой составляющей давления. На примере конденсированных газов проведен расчет параметров состояния при высоких давлениях и температурах и показано хорошее согласие с экспериментом в области, где отсутствуют какие-либо физико-химические превращения в веществе. При необходимости поправки для учета таких превращений обычным образом могут быть введены в уравнение (6). Определены параметры уравнения состояния для некоторых представителей из всех классов твердых и жидких веществ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— М.: Наука, 1968.— 342 с.
2. Воронов Ф. Ф. // Докл. АН СССР.— 1976.— 226.— С. 1052.
3. Barsch G. R., Chang Z. P. // Phys. Status Solidi.— 1967.— 19.— P. 139.
4. Guinan M. W., Steinberg D. J. // J. Phys. Chem. Solids.— 1974.— 35.— P. 1501.
5. Anderson O. L. // Ibid.— 1966.— 27.— P. 547.
6. Vaidya S. N., Kennedy G. C. // J. Chem. Phys.— 1971.— 55, N 3.— P. 987.
7. Murnaghan F. D. // Proc. Nat. Acad. Sci. USA.— 1944.— 30.— P. 244.
8. Долгов А. И., Мессинев М. Ю. Определение показателя степени в потенциале с помощью данных по ударной адиабате // ФГВ.— 1978.— 14, № 4.— С. 144.
9. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Л.: Наука, 1972.— 720 с.
10. Малков М. П., Данилов И. В., Зельдович А. Г. и др. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения.— М.; Л.: Госэнергоиздат, 1963.— 416 с.
11. Таблицы физических величин: Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.— 1006 с.
12. Kieffe H., Breckon S. W., Penney R. et al. // J. Chem. Phys.— 1985.— 83, N 9.— P. 4738.
13. Wackerle J., Seits W. Z., Jamieson J. C. // VI Symp. H. D. P., Paris, 1967.— P. 85.
14. Григорьев Ф. В., Корнер С. Б., Михайленко О. Л. и др. // ЖЭТФ.— 1985.— 88, № 4.— С. 1271.
15. Van Thiel M., Alder B. J. // J. Chem. Phys.— 1966.— 44, N 3.— P. 1056.
16. Dick R. D., Warnes R. H. // Ibid.— 1970.— 53, N 5.— P. 1648.
17. Dick R. D. // Ibid.— 1970.— 52, N 12.— P. 6021.
18. Гоголя М. Ф. Температуры ударно-сжатых конденсированных сред: Уч. пособие.— М.: МИФИ, 1988.— 68 с.
19. Nellis W. J., Ree F. H., van Thiel M. et al. // J. Chem. Phys.— 1981.— 75, N 6.— P. 3055.



20. Dick R. D. // *Ibid.*— 1981.— 74, N 7.— P. 4053.
21. Mitchell A. C., Nellis W. J. // *Ibid.*— 1982.— 76, N 12.— P. 6273.
22. Воскобойников И. М., Гоголя М. Ф., Долгобородов А. Ю. // Докл. АН СССР.— 1979.— 246, № 3.— С. 579.
23. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолодов И. П. и др. // ПМТФ.— 1981.— № 2.— С. 3.
24. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.— 704 с.
25. Vaidya S. N., Kennedy G. C. // *J. Phys. Chem. Solids.*— 1971.— 32.— P. 951.
26. Цянь Сюэсень. Физическая механика.— М.: Мир, 1965.— 198 с.

г. Одесса

Поступила в редакцию 9/II 1990,  
после доработки — 10/I 1991

УДК 531.58

*В. А. Симоненко, Н. А. Скоржин, В. В. Башуров*

### О ПРОНИКНОВЕНИИ ОТДЕЛЬНЫХ МИКРОЧАСТИЦ В ПРОЧНЫЕ ПРЕГРАДЫ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С НИМИ ПОРОШКООБРАЗНЫХ ПОТОКОВ

В ряде экспериментов с высокоскоростными порошкообразными потоками при их соударении с прочными преградами наблюдалось сверхглубокое проникновение отдельных микрочастиц в эти препятствия. Прежние представления о кратерообразовании такое проникание объяснить не в состоянии. Предлагается и обсуждается гипотеза о захвате микрочастицы фронтом УВ, имеющем в реальных материалах конечную ширину. Из условия равновесия всех действующих на частицу сил получено условие такого увлечения. Проведен ряд численных экспериментов, показывающих правомочность этой гипотезы.

В [1, 2] и в других работах этих авторов приводятся данные об экспериментах с соударениями порошкообразных структур, состоящих из частиц размером 10 мкм, о твердые преграды, изготовленные из материалов нормальной плотности и структуры. В результате соударения часть частиц проникает в глубь этой преграды, при этом в [1, 2] экспериментально обнаружено аномально-глубокое проникание, достигающее  $10^3$  мкм. Такая картина не согласуется с многочисленными экспериментальными и теоретическими исследованиями столкновения с преградами одиночных высокоскоростных (скорость 1 км/с) тел (см. [3] и приведенную там библиографию).

Характерная особенность столкновений — образование кратера, размеры которого составляют 10 радиусов частицы, и сопоставимость его диаметра и глубины. В экспериментах с отдельными высокоскоростными частицами тех же размеров (электростатическое ускорение), что и частицы в порошкообразных телах, внешняя картина кратерообразования и проникания не меняется по сравнению с ударами макротел. Таким образом, масштабный фактор, обусловленный значительным изменением линейных размеров, не приводит к существенному изменению кратерообразования.

По-видимому, для сверхглубокого проникания отдельных микрочастиц в преграду существенно наличие организованного потока порошкообразного вещества, который в хорошем приближении можно рассматривать как непрерывную среду. При этом столкновение такой среды с преградой будет приводить к возникновению ударно-волнового течения в преграде и к изменению физико-механических свойств в зоне, охваченной течением.

Напрашивается вопрос: а не может ли волновое движение влиять на проникание отдельных частиц ударника? Это взаимодействие частицы и возбужденного вещества преграды может напоминать движение спортсмена на серфинге, подхваченном гребнем морской волны. На наличие такого явления в газах обращалось внимание в работе [4], где показана