

4. Plesset M. S. On the stability of fluid flows with spherical symmetry.— J. Appl. Phys., 1954, vol. 96, p. 25.
5. Emmons H. W., Chang C. T., Watson B. C. Taylor instability of finite surface waves.— J. Fluid Mech., 1960, vol. 7, p. 177.
6. Ott E. Nonlinear evaluation of Rayleigh—Taylor instability of a thin layer.— Phys. Rev. Lett., 1972, vol. 29, p. 1429.

УДК 539.21

## К РАСЧЕТУ УДАРНЫХ АДИАБАТ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

*В. В. Поляков, Е. А. Щеголев*

(Барнаул)

Для решения задач, связанных с поведением вещества в условиях ударного нагружения, необходимо знание ударных адиабат твердых тел. Расчет зависимостей давления на ударной адиабате  $p_H$  от объема  $V$  обычно проводится с помощью уравнений состояния, параметры которых привязаны к экспериментальным [1] или теоретическим [2] характеристикам сильно сжатого вещества, при этом используются модельные представления о коэффициенте Грюнайзена  $\gamma(V)$  [1, 3]. В то же время многие практически важные материалы, такие как металлические сплавы, горные породы, керамика, слабо исследованы при высоких давлениях, что существенно затрудняет применение традиционного подхода. В связи с этим значительный интерес представляет определение закономерностей ударного нагружения с помощью надежных и доступных для измерения характеристик недеформированных материалов. В данной работе расчет ударных адиабат широкого класса твердых тел проведен на основе подхода, использующего в качестве экспериментальных параметров адиабатические модули всестороннего сжатия  $K_S$  и термохимические внутренние энергии  $E_0$ .

Для задания давления на изэнтропе  $p_S$  применялись полуэмпирические уравнения, соответствующие формуле Морзе:

$$(1) \quad p_S = \frac{2E_0\alpha}{3V_0} x^{-2/3} [\exp 2\alpha(1 - x^{1/3}) - \exp \alpha(1 - x^{1/3})]$$

и модифицированной формуле Леннарда — Джонса:

$$(2) \quad p_S = \frac{E_0 n(n-1)}{V_0} [x^{-1} - 1] x^{-n},$$

где  $x = V/V_0$ ;  $V_0$  — удельный объем недеформированного материала. Параметры  $\alpha$  и  $n$  выражаются через модуль всестороннего сжатия  $K_S$  и энергию  $E_0$  по формулам  $\alpha = \sqrt{9V_0 K_S / 2E_0}$ ;  $n = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + V_0 K_S / E_0}$ .

Уравнения вида (1), (2) надежно описывают поведение материалов в широком интервале гидростатических деформаций [4]. При рассмотрении ударного нагружения зависимость скорости ударной волны  $D$  от массовой скорости вещества  $U$  аппроксимировалась квадратичным выражением

$$(3) \quad D = a + bU + cU^2.$$

Для определения параметров  $a$ ,  $b$ ,  $c$  использовался подход, опирающийся на соотношения между первыми, вторыми и третьими производными от  $p_H(V)$  и  $p_S(V)$  в точке  $V_0$  [5, 3]:

$$(4) \quad p'_H(V_0) = p'_S(V_0), p_H(V_0) = p''_S(V_0), \\ p'''_H(V_0) + \frac{\gamma_0}{2V_0} p''_H(V_0) = p'''_S(V_0),$$

где  $\gamma_0$  — коэффициент Грюнайзена свободного материала. Привлекая соответствующее квадратичной аппроксимации (3) выражение

$$p_H(V) = \frac{a^2(1-x)}{V_0 \{ [1 - b(1-x)]^2 - 2ac(1-x)^2 \}^2}$$

№ п/п	Материал	$E_s, \frac{\text{кДж}}{\text{г}}$	$K_S, 10^8 \text{ Па}$	$\alpha$	$a, \frac{\text{км}}{\text{с}}$	$b$	$c, \frac{\text{с}}{\text{км}}$
1	2	3	4	5	6	7	8
1	Li	23,14	120	2,09	4,74	1,022	+0,009
2	Be	36,18	1144	2,76	7,88	1,19	0,000
3	B	52,0	1810	2,52	8,56	1,13	+0,018
4	C(d)	59,5	5460	3,40	12,4	1,35	-0,020
5	Na	4,7	73,8	2,68	2,76	1,17	+0,014
6	Mg	6,02	339	3,84	4,44	1,46	-0,020
7	Al	11,91	764	3,28	5,32	1,32	+0,024
8	Si	16,21	978	3,40	6,48	1,35	-0,037
9	S(r)	8,68	191	2,32	3,22	1,08	+0,128
10	K	2,28	34,9	2,84	2,01	1,21	+0,013
11	Ca *	4,34	172	3,40	3,36	1,35	-0,041
12	Sc *	8,40	578	3,24	4,40	1,31	-0,017
13	Ti	9,80	1061	3,28	4,85	1,32	-0,013
14	V	10,1	1543	3,36	5,06	1,34	-0,010
15	Cr	7,64	1924	3,96	5,17	1,49	-0,027
16	Mn	5,15	610	2,68	2,87	1,17	-0,032
17	Fe	7,43	1731	3,64	4,69	1,41	-0,006
18	Co	7,26	1904	3,64	4,64	1,41	+0,008
19	Ni	7,32	1875	3,60	4,59	1,40	+0,002
20	Cu	5,32	1371	3,60	3,92	1,40	+0,010
21	Zn	2,00	683	4,64	3,09	1,66	-0,047
22	Ga	3,73	582	3,44	3,14	1,36	-0,017
23	Ge	5,18	754	3,44	3,72	1,36	-0,053
24	As	4,03	394	2,76	2,62	1,19	-0,072
25	Se	2,87	93,0	1,76	1,39	0,94	+0,036
26	Rb	0,96	35,9	3,32	1,53	1,33	+0,032
27	Sr *	1,83	116	3,32	2,11	1,33	-0,019
28	Y *	4,77	415	2,92	3,01	1,23	-0,018
29	Zr *	6,67	984	3,20	3,89	1,30	-0,043
30	Nb	7,75	1533	3,24	4,24	1,31	+0,003
31	Mo	6,85	2707	4,16	5,15	1,54	-0,030
32	Tc	6,54	3026	4,24	5,14	1,56	+0,016
33	Ru	6,51	3292	4,32	5,17	1,58	+0,040
34	Rh	5,41	2750	4,28	4,71	1,57	-0,001
35	Pd	3,31	1923	4,08	4,01	1,67	-0,029
36	Ag	2,64	1036	4,08	3,14	1,52	+0,010
37	Cd	0,99	535	5,28	2,49	1,82	-0,042
38	In	2,12	416	3,48	2,38	1,37	+0,066
39	Sn	2,54	543	3,64	2,73	1,41	+0,034
40	Sb	2,15	378	3,44	2,37	1,36	-0,079
41	Te	1,53	233	3,32	1,93	1,33	-0,074
42	Cs *	0,95	22,8	3,04	1,10	1,26	+0,013
43	Ba *	1,29	100	3,16	1,66	1,29	-0,078
44	La *	3,00	303	2,72	2,22	1,18	-0,040
45	Ce( $\gamma$ )*	2,91	197	2,12	1,71	1,03	-0,019
46	Pr *	2,52	307	2,84	2,12	1,21	-0,069
47	Nd *	2,27	324	3,04	2,15	1,26	-0,061
48	Sm *	1,37	383	4,08	2,26	1,52	-0,172
49	Eu *	1,15	154	2,76	1,40	1,19	+0,070
50	Gd *	2,53	401	3,00	2,25	1,25	-0,075
51	Tb *	2,44	402	2,96	2,17	1,24	-0,045
52	Dy *	1,76	409	3,62	2,19	1,38	-0,099
53	Ho *	1,82	400	3,32	2,10	1,33	-0,071
54	Er *	1,89	462	3,48	2,26	1,37	-0,070

1	2	3	4	5	6	7	8
55	Tm *	1,37	402	3,76	2,08	1,44	-0,096
56	Yb *	0,88	136	3,16	1,39	1,29	-0,074
57	Lu *	2,44	442	2,88	2,13	1,22	-0,057
58	Hf *	3,46	1163	3,40	2,98	1,35	-0,045
59	Ta	4,32	1943	3,48	3,41	1,37	-0,001
60	W	4,61	3081	3,96	4,00	1,49	-0,019
61	Re	4,18	3634	4,32	4,16	1,58	+0,016
62	Ir	3,48	3600	4,56	4,01	1,64	-0,008
63	Pt	2,89	2643	4,36	3,51	1,59	+0,029
64	Au	1,55	1799	4,76	3,05	1,69	+0,037
65	Hg	0,305	328	6,04	1,57	2,01	-0,139
66	Tl	0,89	380	4,04	1,79	1,51	+0,012
67	Pb	0,94	460	4,40	2,01	1,60	+0,046
68	Bi	0,99	336	3,96	1,85	1,49	-0,135
69	Ra	0,716	135	3,80	1,52	1,45	-0,125
70	Th	2,48	577	2,96	2,19	1,24	+0,003
71	U	2,19	1131	3,52	2,45	1,38	+0,008
72	Pu	1,43	628	3,16	1,78	1,29	+0,246
73	LiF	10,76	698	3,32	5,14	1,33	+0,008
74	LiCl	4,41	315	3,92	3,90	1,48	-0,017
75	NaF	6,57	486	3,44	4,15	1,36	+0,003
76	NaCl	3,91	245	3,60	3,36	1,40	-0,003
77	KF	4,07	319	3,72	3,55	1,43	-0,040
78	KCl	2,95	174	3,64	2,96	1,41	-0,043
79	AgCl	1,56	441	4,76	2,81	1,69	-0,074
80	MgO	15,0	1660	3,72	6,80	1,43	-0,016

с помощью уравнений (1), (4) находим параметры ударной адиабаты:

$$(5) \quad a^2 = \frac{2E_0\alpha^2}{9} = K_S V_0;$$

$$(6) \quad b = \frac{\alpha + 2}{4} = \frac{1}{4} (\sqrt{9V_0 K_S / 2E_0} + 2);$$

$$(7) \quad c = \left( \gamma_0 - \frac{25\alpha^2 + 36\alpha - 92}{36\alpha + 72} \right) \frac{\alpha + 2}{8\alpha (2E_0)^{1/2}}.$$

Уравнению (2) соответствуют выражения

$$(5a) \quad a^2 = n(n-1)E_0 = K_S V_0;$$

$$(6a) \quad b = \frac{1}{2}(n+1) = \frac{3}{4} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{4} + V_0 K_S / E_0};$$

$$(7a) \quad c = \left[ \gamma_0 - \frac{3}{2}(n-1) \right] \frac{n+1}{12[n(n-1)E_0]^{1/2}}.$$

Расчет параметров ударных адиабат химических элементов и ионных соединений проводился по формулам (5) — (7), при этом для ионных соединений за величину  $E_0$  принималась энергия, необходимая для разделения кристалла на изолированные нейтральные молекулы. Используемые значения  $E_0$  определялись по термохимическим данным из [6], величины  $K_S$  брались по данным ультразвуковых измерений из [7—10], в качестве коэффициентов  $\gamma_0$  использовались термодинамические значения из [1, 10, 11]. Рассчитанные параметры  $a$ ,  $b$ ,  $c$  для случая уравнения (1), а также вычисленные коэффициенты  $\alpha$  и экспериментальные характеристики  $E_0$  и  $K_S$  представлены в таблице. Расчет для случая уравнения (2)

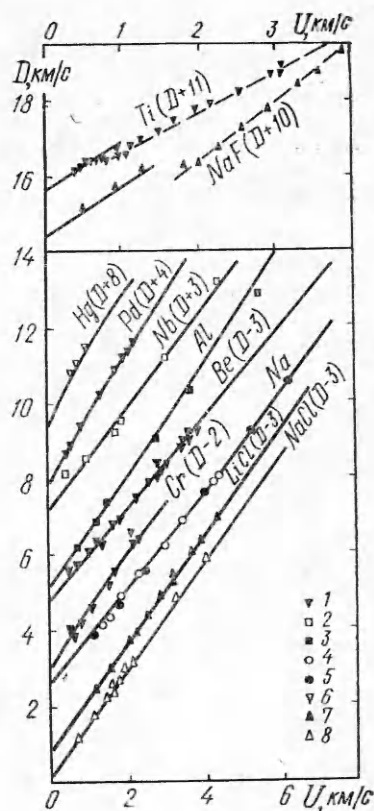
дает завышение значений  $b$  в среднем на 20%. Как видно из таблицы, параметры  $b$  лежат в интервале от 0,94 (Se) до 2,01 (Hg). Значения  $c$  для большинства материалов весьма малы, что соответствует хорошей аппроксимации ударных адиабат линейным выражением

$$(8) \quad D = a + bU.$$

На нижней части фигуры проведено сопоставление типичных результатов расчета с экспериментальными данными для материалов, ударные адиабаты которых не испытывают заметного излома, соответствующего фазовому превращению (сплошные кривые — расчет по таблице, экспериментальные данные: 1 — из работы [8], 2 — [9], 3 — [12], 4 — [13], 5 — [14], 6 — [15], 7 — [16], 8 — [17]). Как видно из фигуры, наблюдается хорошее согласие рассчитанных кривых с экспериментом в широком диапазоне скоростей. Отметим, что при мегабарных давлениях квадратичное выражение (3) становится недостаточно точным и может потребоваться учет следующих членов в разложении скорости ударной волны  $D$  по массовой скорости  $U$ . На верхней части фигуры представлены типичные материалы, испытывающие фазовый переход в рассмотренном диапазоне давлений (сплошные кривые — расчет по таблице, штриховые — линейные интерполяции для фазы высокого давления из [8, 16]). Как видно из фигуры, рассчитанные кривые хорошо согласуются с опытными данными для Ti и NaF, соответствующими фазе низкого давления. Отклонение от экспериментальных точек при  $U = 0,8$  км/с (Ti) и  $U = 1,5$  км/с (NaF) связано с началом фазового перехода. При обработке данных по ударному сжатию интерполяционной зависимостью типа (8) установление принадлежности экспериментальных точек к той или иной фазе обычно затруднено, что приводит к неточности в определении параметра  $b$  и большому разбросу в его значениях, приводимых разными авторами. Рассчитанные в данной работе полуэмпирические адиабаты позволяют уточнить параметры фазовых переходов и провести более надежную интерпретацию имеющихся экспериментальных данных.

Изложенный метод не дает правильного описания экспериментальных ударных адиабат элементов (отмечены в таблице звездочкой), испытывающих электронные переходы под давлением [9, 18—20], приводя к завышению значений параметра  $b$  в среднем в 1,5 раза. Это вызвано тем обстоятельством, что в использованной модели не учитывается непрерывное перемещение внешних электронов на незаполненные внутренние уровни, сопровождающееся аномально пологим ходом нижних ветвей адиабат [9, 18]. Учет такого процесса должен проводиться на основе квантово-механического анализа электронной структуры [21]. Представленные в таблице результаты расчетов для элементов, испытывающих электронные переходы, могут быть использованы при оценке вклада электронных перестроек в уравнение состояния.

Авторы выражают благодарность Л. В. Альшутеру за ценные замечания и обсуждение.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968.
2. Жданов В. А., Поляков В. В. Ударные адиабаты щелочно-галогидных кристаллов.— ПМТФ, 1976, № 5.
3. Поляков В. В., Щеголев Е. А. К расчету коэффициента Грюнайзена.— ПМТФ, 1979, № 5.
4. Щеголев Е. А., Поляков В. В. К расчету уравнений состояния металлов.— Физика металлов и металловедение, 1979, т. 48, вып. 1.
5. Huang I. K. Shock-wave behaviour and properties of solids.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 8.
6. Киреев В. А. Методы практических расчетов в термодинамике химических реакций. М.: Химия, 1975.
7. Физическая акустика. Т. 3. Ч. Б. М.: Мир, 1968.
8. Маккуин Р., Марш С., Тейлор Дж., Фритц Дж., Картер У. Уравнение состояния твердых тел по результатам исследований ударных волн.— В сб.: Высокоскоростные ударные явления. М.: Мир, 1973.
9. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Дудолодов И. П. Влияние электронной структуры на сжимаемость металлов при высоких давлениях.— ЖЭТФ, 1967, т. 53, вып. 6.
10. Gschneidner K. A., Jr. Physical properties and interrelationships of metallic and semimetallic elements.— Solid state physics, 1964, vol. 16, p. 276.
11. Vaidya S. N., Kennedy G. C. Compressibility of 27 halides to 45 kbar.— J. Phys. Chem. Solids, 1971, vol. 32, N 5.
12. Альтшулер Л. В., Чекин Б. С. Метрология высоких импульсных давлений.— В кн.: Докл. I Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям. Т. 1. М.: ВНИИФТРИ, 1974.
13. Rice M. P. Pressure-volume relations for the alkali metals from shock-wave measurements.— J. Phys. Chem. Solids, 1965, vol. 26, N 3.
14. Баканова А. А., Дудолодов И. П., Трунин Р. Ф. Сжатие щелочных металлов сильными ударными волнами.— ФТТ, 1965, т. 7, вып. 6.
15. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
16. Carter W. J. Hugoniot equation of state of some alkali halides.— High Temp.-High Pressur., 1973, vol. 5, N 3.
17. Альтшулер Л. В., Кулешова Л. В., Павловский М. Н. Динамическая сжимаемость, уравнение состояния и электропроводность хлористого натрия при высоких давлениях.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 1.
18. Альтшулер Л. В., Баканова А. А. Электронная структура и сжимаемость металлов при высоких давлениях.— УФН, 1968, т. 96, вып. 2.
19. Баканова А. А., Дудолодов И. П., Стулов Ю. И. Электронные переходы в гафнии, европии и иттербии при высоких давлениях.— ФТТ, 1969, т. 11, вып. 7.
20. Carter W. J., Fritz J. N., Marsh S. P., McQueen R. G. Hugoniot equation of state of the lanthanides.— J. Phys. Chem. Solids, 1975, vol. 36, N 7/8.
21. Воропинов А. И., Гандельман Г. М., Подвальный В. Г. Электронные энергетические спектры и уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— УФН, 1970, т. 100, вып. 2.

УДК 622.235.5

### РАСЧЕТ ЗОНЫ ИНТЕНСИВНОЙ РАДИАЛЬНОЙ ТРЕЩИНОВАТОСТИ ПРИ ВЗРЫВЕ

*В. Г. Новиков, Б. М. Тулинов*  
(Москва)

В работах [1, 2] предложено описание фронта радиальных трещин, появляющихся в хрупком упругом теле под действием давления, возникающего на стенке полости внутри тела. Позднее сформулирована модель [3], учитывающая и другие виды разрушения. На основе этой модели в [4—6] проведены расчеты механического действия взрыва в хрупкой горной породе. В данной работе, как и в [1, 2, 5], основное внимание уделяется зоне интенсивной радиальной трещиноватости.

Экспериментальные данные [7] указывают, что на начальном этапе скорость фронта радиальных трещин определяется распространением некоторой фазы растягивающих азимутальных напряжений, а зона разрушения состоит из мелких отдельных трещин. Именно эта стадия описывает-