УДК 532.533.6

ОБ ОЦЕНКЕ ВЕЛИЧИН ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА УДАРНОЙ АДИАБАТЕ

Т. А. Бутина

(Калининград)

Получение оценок температуры твердого тела сжатого ударной волной (УВ),— важная практическая задача, выполнение которой возможно при наличии зависимости потенциального (упругого) давления $p_у$ от удельного объема v. В [1] изложены теоретические методы физики высоких давлений, приведены уравнения состояния твердых тел с учетом электронных компонент, определенных по динамическим экспериментам. В [2] потенциальные давления получены на основании экспериментальных данных разделением полного давления на тепловые и упругие компоненты. Для ряда металлов в [3] получены уравнения адиабат Гюгонио, найдены потенциалы взаимодействия атомов, коэффициенты Грюнайзена, дан подробный анализ работ, посвященных исследуемому вопросу (см. также ссылки в [1, 2]). Аналитические представления потенциалов межмолекулярного взаимодействия, достаточно простые и удобные, предложены в [4]. Подробный обзор литературы по данному вопросу и анализ имеющихся моделей уравнения состояния даны в [5].

Несомненно, результаты этих работ имеют большое теоретическое и практическое значение. Но, к сожалению, изложенные методы, как правило, основаны на постулировании конкретных видов потенциалов взаимодействия атомов. Значения коэффициентов, входящих в зависимости $p_у(v)$, находятся в дорогостоящих экспериментах и определены в основном для металлов. Они не всегда могут оказаться полезными при проведении расчетов, относящихся к многокомпонентным конструкционным материалам. В то же время, поскольку сжатие конструкций сильными УВ — важная практическая задача, проведение оценок $p_у$, основанных на использовании доступных экспериментальных данных, необходимо.

Предлагаемая зависимость $p_у(v)$ получена с использованием часто принимаемого в расчетах приближения

$$\gamma\rho = \gamma_0\rho_0,$$

где γ_0, ρ_0 — значения коэффициента Грюнайзена и плотности вещества при нормальных условиях; γ, ρ — их текущие значения. Применялась также зависимость $D = \alpha + \beta u$, связывающая скорость ударного фронта D и массовую скорость ударно-сжатого вщества u; α, β — коэффициенты. Данные соотношения достаточно точны в практически важном диапазоне умеренных давлений [2, 6—8]. В этом диапазоне применимо выражение для потенциального давления и возможна оценка температуры сжатого вещества. В качестве уравнения состояния использовалось уравнение *Ми — Грюнайзена*

$$p = p_у(v) + \gamma\rho(E - E_у), \tag{1}$$

в котором p, E — полные давление и энергия; $p_у$, $E_у$ — потенциальные составляющие давления и энергии. Уравнение состояния (1) на фронте УВ примет вид

$$p_н(\eta) - p_у(\eta) = \gamma_0[E_н(\eta) - E_у(\eta)]. \tag{2}$$

Здесь $p_н$, $E_н$ — давление и энергия на ударной адиабате; $\eta = 1 - \rho_0/\rho$. Подставляя в (2) $E_н$ из уравнения Ренкина — Гюгонио [6] и используя соотношение $\sigma = -p + S$(σ — полные напряжения, S — сдвиговые напряжения) и дифференцируя его, получим

$$\frac{dp_у}{d\eta} - \gamma_0 p_у = \frac{dp_н}{d\eta} - \frac{\gamma_0}{2}\left[\frac{dp_у}{d\eta}(\eta - \eta_e) - p_н - p_e + 2S_e\right]. \tag{3}$$

Здесь параметры с индексом e соответствуют упругой волне, на которой достигнут предел текучести.

Уравнение (3) описывает зависимость $p_у(\eta)$ для $\eta > \eta_e$. Оценки его членов показали возможность применения во всем диапазоне сжатий. Кроме того, без потери точности в квадратных скобках правой части (3) можно отбросить члены $\frac{dp_н}{d\eta}\eta_e$, p_e, $2S_e$, тогда получим выражение

$$\frac{dp_у}{d\eta} - \gamma_0 p_у - \frac{dp_н}{d\eta} - \frac{\gamma_0}{2}\left(\frac{dp_н}{d\eta}\eta + p_н\right) \tag{4}$$

с начальным условием $p_у|_{\eta=0} = p_0$; p_0 — потенциальное давление при нормальных условиях. Решение (4) ищем в виде

$$p_у = p_у \exp(\gamma_0\eta) - \Pi + p_н. \tag{5}$$

Положив

$$\Pi = G(\eta) + \gamma_0\left(\frac{p_н(\eta)}{2} - \int_0^\eta p_н\, d\eta\right), \tag{6}$$

после подстановки (6) в (5) перейдем к уравнению относительно $G(\eta)$:

$$\frac{dG(\eta)}{d\eta} - \gamma_0 G(\eta) = \gamma_0^2 R(\eta),\ G|_{\eta=0} = 0. \tag{7}$$

Здесь $R(\eta) = \frac{p_н}{2}\eta - \int_0^\eta p_н(\eta)$. Если следуя [1, 2] принять $p_н = \rho_0\alpha_2\eta/$ $/(1-\beta\eta)^2$, то

$$R(\eta) = \rho\alpha^2\left(\frac{\eta^2}{2(1-\beta\eta)^2} - \frac{\eta}{\beta(1-\beta\eta)} - \frac{\ln(1-\beta\eta)}{\beta^2}\right), \tag{8}$$

где α, β — коэффициенты известной зависимости $D = \alpha + \beta u$.

Решением уравнения (7) является функция

$$G(\eta) = \gamma_0^2 \exp(\gamma_0\eta)\int_0^\eta \exp(-\gamma_0\eta)\, R(\eta)\, d\eta.$$

Если взять интеграл по формуле Симпсона [9], то

$$G(\eta) = \gamma_0^2\eta\left[\frac{2}{3}\exp(\gamma_0\eta/2)\, R(\eta/2) + \frac{1}{6}R(\eta)\right]. \tag{9}$$

Окончательное выражение для $p_у(\eta)$ имеет вид

$$p_у = p_0 \exp(\gamma_0\eta) + p_н - \gamma_0 R(\eta) - G(\eta),$$

где функции $R(\eta)$ и $G(\eta)$ представлены выражениями (8), (9) соответственно.

Полное давление, как известно, состоит из потенциального и теплового:

$$p = p_у + \gamma_0(E - E_у) = p_у + \gamma_0\rho_0 c_V T$$

или

$$p = p_0 \exp(\gamma_0\eta) + \bar{p} + \gamma_0\rho_0 c_V T.$$

Здесь T — абсолютная температура; c_V — теплоемкость; $\bar{p} = p_н - \gamma_0 R(\eta) - G(\eta)$. При нормальных условиях $p = 0$, $\eta = 0$ (атмосферным давлением пренебрегаем) и $\bar{p} = 0$, поэтому

$$p_0 = -\rho_0\gamma_0 c_V T, \tag{10}$$

$$E_у = -c_V\rho_0 T. \tag{11}$$

Используя (10), (11), перейдем к уравнению состояния, в котором все параметры отсчитываются от нуля:

$$\begin{aligned} p &= p_0 \exp(\gamma_0\eta) + \bar{p} - p_0 + \gamma_0(\bar{E} - \bar{E}_у) = \\ &= p_у - p_0 + \rho_0\gamma_0 c_V t, \end{aligned} \tag{12}$$

v	p_y, ГПа	$T_н$, °С	$T_{ост}$, °С	p_y, ГПа	$T_н$, °С	$T_{ост}$, °С
		Fe			Au	
0,98	0,71	0,9	0,13	2,4	13	0,2
0,96	3,4	19	1,9	6,93	29	3
0,94	6,49	32	4	12	50	7
0,92	9,99	49	10	17,7	79	46
0,90	13,99	71	23	24,16	121	51
0,88	18,5	102	42	31,6	181	80
0,86	23,8	144	74	39,5	264	140
0,84	29,8	201	120	48,8	380	250
0,82	36,7	280	187	59,3	538	420
0,80	44,8	387	281	71,3	751	565
0,78	54,2	531	414	85,0	1038	760
0,76	65,1	726	596	100	1418	940
0,74	78,0	988	845	118	2222	1500
0,72	93,3	1340	1184	139	2889	2600
0,70	123	2116	1645	164	3467	3204
		Ag			Pb	
0,98	1,15	9	0,2	0,84	12	0,13
0,96	3,7	20	1,7	1,16	26	1,17
0,94	6,7	34	6	2,39	42	4,2
0,92	10,1	54	16	3,7	62	10
0,90	14,0	82	34	5,3	88	22
0,88	18,5	123	64	7,1	122	41
0,86	23,7	180	110	9,17	168	71
0,84	29,8	262	180	11,4	227	114
0,82	38,6	376	283	14,1	307	177
0,80	44,9	533	428	17,1	412	263
0,78	54,5	750	633	20,6	551	385
0,76	65,8	1050	918	24,7	734	549
0,74	79,9	1455	1311	29,4	976	772
0,72	95,4	2010	1854	34,9	1296	1070
0,70	114	2770	2601	41,4	1718	1471
		Cu			Ti	
0,98	0,74	12	0,16	1,3	7	0,12
0,96	3,98	26	1,4	3,6	10	1
0,94	7,65	43	5	6,1	25	7
0,92	11,6	64	12	8,9	54	9
0,90	16,4	93	26	11,9	65	18
0,88	21,8	131	49	15	78	34
0,86	27,8	181	85	18,8	109	57
0,84	34,7	250	136	22	150	90
0,82	42,5	341	211	27	204	138
0,80	51,4	462	315	31,7	273	195
0,78	61,7	623	457	36	360	275
0,76	73,6	813	651	42	473	378
0,74	87	1117	912	48	610	510
0,72	103	1487	1262	55	809	677
0,70	122	1976	1729	63	1011	888
		Zn			Ni	
0,98	0,157	9	0,1	1,86	11	0,19
0,96	1,86	20	0,38	6,35	24	1,6
0,94	3,79	33	9,4	11,3	40	5,8
0,92	5,97	49	8,5	17	61	14
0,90	8,45	70	17,9	23,3	89	30
0,88	11,2	96	33	30,4	128	56
0,86	14,6	132	57	38,4	18,2	96
0,84	18,0	179	92	47,5	254	154
0,82	22,2	242	142	57,7	351	236
0,80	27	326	213	69,2	480	350
0,78	32,5	436	310	82,4	651	505
0,76	38,8	582	442	97,4	817	713
0,74	46,2	775	621	114	1169	990
0,72	54,8	1030	860	134	1554	1357
0,70	64,9	1366	1182	157	2054	1840

v	$p_у$, ГПа	$T_н$, °С	$T_{ост}$, °С	$p_у$, ГПа	$T_н$, °С	$T_{ост}$, °С
		Mg			Na	
0,98	0,092	7	0,05	0,0114	8	0,06
0,96	0,79	16	0,48	0,124	16	0,5
0,94	1,77	26	1,17	0,273	26	1,7
0,92	2,85	37	4,3	0,438	37	4,4
0,90	4	50	8,8	0,62	51	9,2
0,88	5,35	66	16	0,822	67	16
0,86	6,81	87	27	1,04	88	28
0,84	8,42	112	43	1,29	114	44
0,82	10,2	144	65	1,57	147	67
0,80	12,2	184	95	1,87	188	99
0,78	14,4	234	135	2,21	241	140
0,76	16,8	297	187	2,56	306	195
0,74	19,6	376	256	3,01	388	267
0,72	22,7	475	343	3,49	492	359
0,70	26	599	456	4,03	621	476
		Полистирол			*Сталь*	
0,98	0,01	3	0,01	1,76	9	0,18
0,96	0,047	7	0,16	5,6	20	1,5
0,94	0,21	11	0,57	9,93	33	5,7
0,92	0,41	16	1,4	14,82	52	14
0,90	0,62	21	3	20,35	78	30
0,88	0,86	28	5,6	26,61	115	56
0,86	1,14	35	9	33,71	166	96
0,84	1,45	45	15	41,78	236	155
0,82	1,79	57	23	50,99	333	240
0,80	2,19	73	35	61,52	463	358
0,78	2,64	93	50	73,62	638	521
0,76	3,16	118	71	87,57	872	742
0,74	3,7	150	99	103,7	1182	1039
0,72	4,45	191	136	122,5	1594	1438
0,70	5,22	244	185	144,64	2140	1970

где E, $E_у$, t — полная внутренняя, потенциальная энергии и температура соответственно.

Из (10)—(12) легко получается выражение для оценки температуры за фронтом УВ

$$t = \frac{p - \bar{p}}{\rho_0 \gamma_0 c_V} + T_0 [\exp(\gamma_0 \eta) - 1].$$

Остаточная температура находилась как сумма приращений температуры, достигнутой при прохождении УВ сжатия и температуры при последующей разгрузке по формуле

$$\Delta T_{ост} \simeq \frac{\Delta p - \Delta \bar{p}}{\rho_0 \gamma_0 c_V}.$$

С помощью полученных выше соотношений рассчитаны потенциальное давление, температура на фронте УВ и остаточная температура для ряда материалов. Эти результаты, приведенные в таблице, сравнивались со значениями тех же параметров, полученных разными способами в работах [1—3, 7, 8]. Несмотря на простоту и доступность изложенного выше подхода, в диапазоне умеренных давлений совпадение достаточно хорошее.

Таким образом, изложенная методика позволяет в практически важном диапазоне умеренных давлений проводить оценки значений упругого давления, температуры на ударной адиабате, остаточной температуры для различных материалов при наличии минимального числа (α, β, γ, ρ, c_V) доступных экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Жарков В. Н., Калинин В. А.** Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах.— М.: Наука, 1968.
2. **Райс М., Мак-Куин Р., Уолш Дж.** // Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях.— М.: Мир, 1965.
3. **Альтшулер Л. В., Брусникин С. Е., Кузьменков Е. А.** ПМТФ, 1987, 1.
4. **Анисичкин В. Ф.** ФГВ, 1984, 20, 2.
5. **Бушман А. В., Фортов В. Е.** УФН, 1983, 40, 2.
6. **Станюкович К. П. и др.** Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
7. **Меньшиков Г. П.** ФГВ, 1981, 17, 2, 114.
8. **Долгов А. А., Мессинев М. Ю.** ПМТФ, 1981, 5, 142.
9. **Калиткин Н. Н.** Численные методы.— М.: Мир, 1979.

Поступила в редакцию 23/II 1987,
после доработки — 23/VIII 1988

УДК 620.171.3

УСТАНОВКИ ВЗРЫВНОГО ТИПА ДЛЯ МЕХАНИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

С. А. Новиков, В. А. Петров, В. А. Сушков, В. Н. Хворостин

(Москва)

Применение взрывчатых веществ (ВВ) как источника энергии в испытательных установках значительно увеличивает возможности исследований чувствительности материалов и конструкций к действию инерционных перегрузок, позволяя в широких пределах изменять длительность, амплитуду и форму нагружающего импульса. В [1] описана схема нагружения, по которой формируется трапецеидальный импульс давления с заданными параметрами при помощи простейшего взрывного устройства. Оно состоит из последовательно расположенных слоя ВВ, пластины-ударника и упругопластического демпфера, установленных на поверхности объекта испытания.

При подрыве заряда ВВ пластина-ударник практически мгновенно разгоняется до определенной скорости, сжимает демпфер, вследствие чего разгоняется образец с заданным уровнем перегрузки. При выравнивании скоростей ударника и образца нагружение заканчивается и вся разогнанная система плавно тормозится.

Из закона сохранения импульса получается выражение для определения длительности импульса

$$\tau = \sqrt{\frac{2\cdot\Delta l_д}{Ng\,(1 - M/m)}},$$

где $\Delta l_д$ — деформация демпфера; N — уровень перегрузки образца; g — ускорение силы тяжести; M, m — массы образца и ударника соответственно.

При проведении испытаний наиболее важен вопрос об увеличении длительности импульса, так как уровень перегрузки определяется динамической прочностью демпфера и достижение его требуемой величины не проблема. Повышение длительности импульса возможно за счет роста деформации демпфера или массы пластины-ударника. В обоих случаях это приводит к увеличению необходимой массы ВВ, что значительно усложняет испытания в лабораторных условиях, когда требуется локализация продуктов взрыва (ПВ) с помощью специальных камер.

Этих трудностей удается избежать при установке всей системы (нагружающего устройства и образца) в стволе с одним закрытым торцом, как в ударном стенде взрывного типа, описанном в [2]. В этом случае при подрыве заряда ВВ начальный пик давления «срезается демпфером при распространении по нему УВ и движущаяся система разгоняется в