

ЛИТЕРАТУРА

1. Колоколов Б. А., Саранча В. Н., Лосев А. В. // Высокая скорость обработки материалов давлением в машиностроении.— Харьков. авиац. ин-т, 1977.— Вып. 6.
2. Максимук Б. Я., Сухов В. В., Комиссаренко А. А. Детонация в смесях горючего газа с кислородом.— Киев: Наук. думка, 1984.
3. Манжалей В. И. // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1986.— Вып. 78.
4. Манжалей В. И. // Механика реагирующих сред и ее приложения.— Новосибирск: Наука, 1989.
5. Коробейников С. И. // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1986.— Вып. 75.
6. Щелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения.— М.: Физматгиз, 1963.
7. Зельдович Я. Б., Компанеев А. С. Теория детонации.— М.: Гостехиздат, 1955.
8. Солоухин Р. И. Ударные волны и детонация в газах.— М.: Физматгиз, 1963.
9. Бате К., Вильсон Е. Численные методы анализа и метод конечных элементов.— М.: Стройиздат, 1982.
10. Абидуев П. Л., Корнев В. М., Манжалей В. И. К расчету камер для термоэнергетической обработки материалов // ФГВ.— 1989.— 25, № 6.
11. Пономарев С. Д., Бидерман В. Л., Лихарев В. К. и др. Расчеты на прочность в машиностроении.— М., 1959.— Т. III.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 9/VI 1989,
после доработки — 6/VII 1990

УДК 539.4

Б. Л. Глушак, С. А. Новиков, Ю. В. Батюков

ОПРЕДЕЛЯЮЩЕЕ УРАВНЕНИЕ Al И Mg ДЛЯ ОПИСАНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ УВ

Описывается новая аналитическая форма определяющего уравнения металлов, в котором в предположении гомогенного нагрева в ударных волнах динамический предел текучести представляется функцией интенсивности пластической деформации, давления и отношения тепловой энергии к энергии, необходимой для нагрева вещества в заданном состоянии до температуры плавления. Значение этой энергии находится по закону Линдемана. Шаровая составляющая определяющего уравнения представляется в $\rho - \varepsilon$ -переменных.

Прочностные свойства металлов, находящихся в твердой фазе, оказывают существенное влияние на течение среды при высокоскоростном деформировании в ударных волнах (УВ). В области нормальных к поверхности фронта волны напряжений σ_x , таких, что $\sigma_{HE} < \sigma_x < \sigma_{x_{пл}}$, где σ_{HE} — амплитуда упругого предвестника Гюгонно и $\sigma_{x_{пл}}$ — напряжение плавления на фронте, в материале развиваются пластические деформации. Особенности ударно-волнового нагружения металлов заключаются не только в высокой скорости деформирования, растущей с повышением величины σ_x , и возможных структурных изменениях, но также в необратимом их нагреве. Последний особо заметен при высоких значениях σ_x .

Для описания поведения твердого тела в условиях высокоскоростного деформирования предложен ряд математических моделей, в каждую из которых для объяснения наблюдаемых в опытах фактов заложено определенное физическое содержание. Наибольшее распространение и применение получили модель упругопластического материала с нелинейным упрочнением [1], альтернативные ей релаксационные модели упругопластического тела [2, 3] и упруговязкой среды [4].

Наличие в релаксационных моделях большого числа констант, проблематичность их определения независимыми экспериментальными методами и пренебрежение влиянием температуры ограничивают возможность практического их использования в прикладных целях.

Результаты экспериментальных исследований демонстрируют сложный характер реологических свойств металлов, подвергнутых ударно-волновому нагружению. Поэтому вряд ли возможно в рамках одной избранной физической модели в полной мере описать реологию металлов

в широкой области значений σ_x вплоть до состояния плавления на фронте УВ. Типично описание разработанными моделями опытных данных, полученных в области сравнительно низких напряжений σ_x , значительно уступающих величине $\sigma_{x_{пл}}$. Ниже с позиций модели упругопластической среды с нелинейным упрочнением строится определяющее уравнение, применимое в области напряжений от $\sigma_x = \sigma_{HE}$ до $\sigma_x = \sigma_{x_{пл}}$.

Будем характеризовать прочностные свойства материала при высокоскоростном деформировании в УВ динамическим пределом текучести Y_g , объемной скоростью звука c_b и коэффициентом Пуассона ν . Модуль сдвига G , упругая скорость звука c_e связаны с c_b и ν известными из теории упругости соотношениями.

Далее полагаем, следуя [1], что величина динамического предела текучести в рассматриваемых условиях деформирования определяется работой пластической деформации, давлением p (или средним напряжением $\sigma_0 = p = \frac{\sigma_{ii}}{3}$) и температурой T , запишем зависимость Y_g от перечисленных выше факторов

$$Y_g = Y_0 \left[(1 + \beta e_p)^m + \alpha p \right] \left[1 - \frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_{T_{пл}}} \right], \quad (1)$$

где Y_0 , β , m , α — постоянные величины; e_p — интенсивность пластических деформаций; ε_T — текущая тепловая энергия; $\varepsilon_{T_{пл}}$ — тепловая энергия, требуемая для гомогенного нагрева вещества до температуры плавления; первый член в квадратных скобках описывает изотермическое упрочнение, второй — термическое разупрочнение, $Y_0(1 + \beta e_p)^m$ — упрочнение, связанное с работой пластической деформации (ограничен величиной Y_{max}). Под этой величиной понимается максимальное значение предела текучести, зарегистрированное при высокоскоростном деформировании в условиях одноосного нагружения. Коэффициент β и показатель степени m определяются из опытных данных, полученных в указанных условиях испытания, реализующихся, например, при соударении стержней из исследуемого материала с жесткой преградой [5].

Энергия ε_T в термическом члене (1) находится по закону Линдемана из [6]:

$$\frac{d \ln T_{пл}}{d \ln \rho} = 2\gamma_p - \frac{2}{3}, \quad (2)$$

где γ_p — коэффициент Грюнайзена. Задавая зависимость γ_p от относительного сжатия $\delta = V_0/V$ (V_0 — удельный объем при 0 градусов) в виде [7]

$$\gamma_p = \gamma_\infty + \frac{\gamma_0 - \gamma_\infty}{\delta^M} \quad (3)$$

(γ_∞ , γ_0 , M — постоянные) в предположении постоянства удельной теплоемкости c_v из (2), получаем для плавления:

$$\varepsilon_{T_{пл}} = \varepsilon_{T_{пл}}^0 \left(\frac{\delta_{пл}}{\delta_0_{пл}} \right)^{2(\gamma_\infty - 1/3)} \exp \left[\frac{2(\gamma_0 - \gamma_\infty)}{M\delta_{0_{пл}}^M} - \frac{2(\gamma_0 - \gamma_\infty)}{M\delta_{пл}^M} \right], \quad (4)$$

где $\varepsilon_{T_{пл}}^0$ — энергия нагрева до $T = T_{пл}$ при нормальном давлении.

Для одномерной деформации упругопластической среды по оси x в допущении, что работа пластической деформации полностью переходит в тепло, имеем

$$\sigma_x = p + 2/3 Y_g, \quad E_H = E + \frac{1}{6} \frac{Y_g^2}{\rho G}. \quad (5)$$

Последний член в правой части выражения для внутренней энергии представляет собой упругую энергию сдвиговой деформации. Шаровую

Параметры определяющего уравнения алюминия и магния

Параметр	Единица измерения	Al		Mg			
		Al	Mg	Al	Mg		
ρ_0	г/см ³	2,74	1,76	β	—	21,6	31,1
c_0	км/с	5,44	4,55	m	—	0,5	0,5
σ_{HE}	ГПа	0,62	0,31	α	1/ГПа	0,16	0,60
n	—	3,65	3,30	ν_0	—	0,34	0,28
γ_∞	—	0,7	0,7	a	1/ГПа	0,00078	—
γ_0	—	2,14	1,6	$\rho_{пл}$	г/см ³	2,55	1,62
M	—	2,2	2,3	$T_{пл}$	К	933	922
Y_0	ГПа	0,30	0,19	$\varepsilon_{пл}^0$	Дж/г	861	963
Y_{max}	ГПа	0,68	0,48				

составляющую p напряжения представим в виде

$$p = p_x(V) + \frac{2}{i_p - 1} \rho \varepsilon_T, \quad p_x = \frac{\rho_0 c_0}{u} (\delta^n - 1). \quad (6)$$

Здесь ρ_0 , c_0 — плотность и объемная скорость звука при $T = 0$.

Запишем выражение для внутренней энергии

$$E = E_x(V) + c_V T, \quad E_x = \int p_x \frac{d\delta}{\delta^2}. \quad (7)$$

Входящий во второе уравнение системы (5) модуль сдвига

$$G = \frac{3}{2} \frac{1 - 2\nu}{1 + \nu} \rho c_0^2, \quad c_b^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s. \quad (8)$$

Он вычисляется, если известно уравнение состояния (6) и коэффициент

$$\nu = \nu_0 + a p. \quad (9)$$

Присоединяя к (1), (4), (5)–(9) выражение для ударной адиабаты, получаем систему уравнений.

Для отыскания параметров определяющего уравнения использовалась следующая экспериментальная информация:

- ударная адиабата сплошных металлов, вычисляемая по линейному $D - u$ -соотношению $D = c_0 + \lambda u$ из [8];
- зависимости динамического предела текучести Y_g от σ_x ;
- результаты измерений упругой c_e и объемной c_b скоростей звука в ударно-сжатом состоянии [9–11]. По известным значениям c_e и c_b рассчитывалась величина

$$\nu = \frac{3 - (c_e/c_b)^2}{3 + (c_e/c_b)^2}. \quad (10)$$

Требуемые теплофизические характеристики (коэффициент линейного теплового расширения, температура плавления при нормальном давлении и т. д.) брались из [12, 13]. Параметры определяющего уравнения, включая параметры шаровой составляющей, сведены в таблицу.

Рассчитанное по определяющему уравнению состояние плавления на ударной адиабате, определяемое пересечением кривой плавления в (ρ, T) - или (p, T) -координатах, составляет для Al $\sigma_{x_{пл}} = 103$ ГПа, $T_{пл} = 3,8 \cdot 10^3$ К, $\rho_{пл} = 4,22$ г/см³; для Mg $\sigma_{x_{пл}} = 52$ ГПа, $T_{пл} = 2,6 \cdot 10^3$ К, $\rho_{пл} = 2,83$ г/см³, что удовлетворительно согласуется с имеющимися литературными данными для Al [14]: $\sigma_{x_{пл}} = 115$ ГПа, $T_{пл} = 4 \cdot 10^3$ К, для Mg [6]: $\sigma_{x_{пл}} = 57$ ГПа, $T_{пл} = 3 \cdot 10^3$ К. Отметим, что по опытным данным [13] $\rho_{0_{пл}} = 2,56$ г/см³ для Al и $\rho_{c_{пл}} = 1,64$ г/см³ для Mg, что близко к расчетным по определяющему уравнению (см. таблицу).

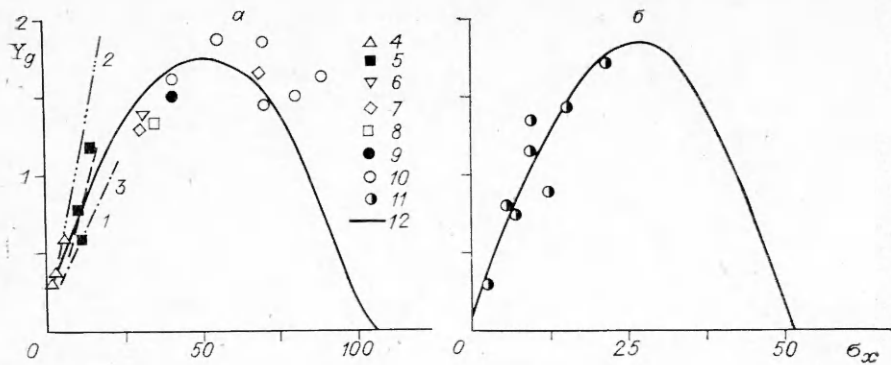


Рис. 1. Зависимость динамического предела текучести для Al и его сплавов (а) и Mg (б) вдоль ударной адиабаты.
 Эксперимент: 1 — [19] для АМГ6, 2 — [19] для АД1, 3 — [24], 4 — [20], 5 — [25], 6 — [23], 7 — [15], 8 — [16], 9 — [18], 10 — [22], 11 — настоящая работа; 12 — расчет.

Обратимся к анализу девиаторной составляющей напряжения. Под величиной Y_0 в (1) понимается значение динамического предела текучести в точке $\sigma_x = \sigma_{HE}$ на ударной адиабате.

Расчетные зависимости $Y_g(\sigma_x)$ вдоль ударной адиабаты с коэффициентами таблицы показаны на рис. 1. Там же нанесены экспериментальные данные, определенные по амплитуде упругой волны разгрузки [15, 16], самосогласованным методом [17, 18], методом регистрации главных напряжений [19]. Экспериментальные результаты по сдвиговой прочности Mg получены авторами методом регистрации главных напряжений, подробно описанным в [19]. Из рис. 1 следует, что расчетные зависимости для рассматриваемых металлов согласуются с опытными данными. Зависимость $Y_g(\sigma_x)$ для алюминия АД1 из [19] располагается на рис. 1 выше общей совокупности опытных данных, что связано со значительной погрешностью ее определения. Заметим, что результаты исследования сдвиговой прочности при выборе параметров определяющего уравнения используются для вычисления только одного параметра α , а остальные находятся из независимых экспериментов.

Зависимости $Y_g(\sigma_x)$ имеют своеобразный колоколообразный вид с восходящей ветвью упрочнения и нисходящей ветвью разупрочнения. Максимум $Y_g(\sigma_x)$ для Al и Mg достигается при $\sigma_x \approx 0,5\sigma_{x_{пл}}$. На восходящей ветви определяющим фактором является изотермическое упрочнение, на нисходящей — термическое разупрочнение.

В ударных волнах для рассматриваемых металлов имеет место сильное упрочнение: максимальное значение Y_g в ~ 6 раз превышает величину Y_0 для Al и в ~ 9 раз для Mg. Основную роль в этом играет компонента изотермического упрочнения, связанная с давлением. Ранее упрочнение Al и его сплавов (АД1, АМГ6, 2024Al) отмечалось в работах [19, 20], где положение максимального значения модуля сдвига G для Al сдвинуто в сторону больших значений σ_x по сравнению с положением максимума $Y_g(\sigma_x)$ и приближается к $\sigma_x \approx \sigma_{x_{пл}}$.

Зависимость коэффициента Пуассона ν , выявленная по результатам измерений упругой и объемной скоростей звука, вдоль ударной адиабаты показана на рис. 2. В области нормальных напряжений $\sigma_x \leq 95$ ГПа величина ν монотонно (примерно по линейному закону) растет в сторону больших значений σ_x , а при подходе к точке $\sigma_x = \sigma_{x_{пл}}$ быстро увеличивается с σ_x , достигая предельного значения $\nu = 0,5$ в этой точке. До $\sigma_x \approx 95$ ГПа величина $\nu(p)$ может быть представлена линейной зависимостью $\nu = 0,34 + 0,00078 p$ (p в ГПа). Для Mg результатов измерения

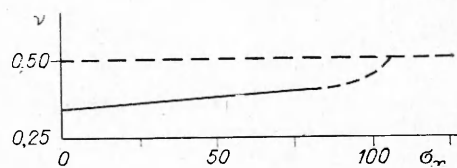


Рис. 2. Зависимость $\nu(\sigma_x)$.

скоростей звука в литературе не имеется. В прикладных расчетах целесообразно применять $\nu = 0,3 \div 0,40$ в твердой и $0,5$ в жидкой фазах.

Шаровая составляющая определяющего уравнения (собственно уравнения состояния) описывает результаты исследования ударно-волновой сжимаемости до $p \sim 200$ ГПа для Al и 150 ГПа для Mg, т. е. состояния, лежащие выше $\sigma_{xпл}$. Указанные значения p ограничивают область применимости определяемого уравнения сверху.

Возрастание сопротивления пластической деформации (упрочнение) при высокоскоростном деформировании в УВ не является, как следует из опытных данных, универсальным свойством металлов. Если для Al, Mg, Cu и ряда упругих металлов зарегистрировано упрочнение, то сплав Ti-6Al-4V ведет себя как идеальная упругопластическая среда с пределом текучести, равным статическому [20], а для ванадия при $\sigma_x > \sigma_{HE}$ отмечается его разупрочнение [21]. Причина этого остается неясной.

Таким образом, поведение твердых металлов, сжатых УВ, характеризуется многообразием и отражает индивидуальные свойства конкретного вещества при высокоскоростном деформировании.

ЛИТЕРАТУРА

1. Steinberg D. J., Cochran S. G. and Guinon M. W. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate // J. Appl. Phys.—1980.—51, N 3.—P. 1498—1504.
2. Канель Г. И. Модель кинетики пластической деформации металлов в условиях ударно-волнового нагружения // ПМТФ.—1982.—№ 2.—С. 105—110.
3. Альтшулер Л. В., Чекин Б. С. Релаксационные параметры металлов за фронтом ударных волн // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах.—Черноголовка, 1978.—С. 87—89.
4. Годунов С. К., Козин П. С. Структура ударных волн в упруговязкой среде с нелинейной зависимостью максвелловой вязкости от параметров вещества // ПМТФ.—1974.—№ 5.—С. 101—108.
5. Jones S. E., Gills P. P., Foster J. C. On the equation of the underformed section of a Taylor impact // J. Appl. Phys.—1987.—62, N 2.—P. 499—502.
6. Urtiew P. A. and Grover R. The melting temperature of magnesium under shock loading // Ibid.—1977.—48, N 3.—P. 1122—1125.
7. Альтшулер Л. В., Бруешкин С. Е. Уравнения состояния сжатых и нагретых металлов // ТВТ.—1989.—27, № 1.—С. 42—51.
8. Альтшулер Л. В., Бруешкин С. Е., Кузьменков Е. А. Изотермы и функции Грюнайзена 25 металлов // ПМТФ.—1987.—№ 1.—С. 134—146.
9. Альтшулер Л. В., Корнер С. Б. и др. Изотропическая сжимаемость алюминия, меди, свинца и железа при высоких давлениях // ЖЭТФ.—1960.—38, вып. 4.—С. 1061—1073.
10. Воробьев А. А., Дремни А. И., Канель Г. И. Зависимость коэффициентов упругости алюминия от степени сжатия в ударной волне // ПМТФ.—1974.—№ 5.—С. 94—100.
11. McQueen R. G., Fritz J. N., Morris C. F. The velocity of sound behind strong shock waves in 2024 Al // Shock Waves in Condensed Matter, 1983.—Amsterdam, 1984.—P. 95—98.
12. Cshucidner K. A. Solid state physics // Physical properties and interrelationships.—1964.—46, N 1.—P. 275—420.
13. Thermophysical properties of matter // Ed. by Y. S. Toulounian and C. Y. Ho. JEJ.—N. Y.; Washington: Plenum Press, 1975.—V. 12.
14. Урлин В. Д., Иванов А. А. О плавлении свинца при сжатии ударной волной // Докл. АН СССР.—1963.—146, № 6.—С. 1303—1306.
15. Новиков С. А., Спицына Л. М. О влиянии давления ударного сжатия на величину критических напряжений сдвига в металлах // ПМТФ.—1970.—№ 6.—С. 107—110.
16. Erkman J. O., Christensen A. B. Attenuation of shock waves in aluminium // J. Appl. Phys.—1967.—38, N 13.—P. 5395—5403.
17. Lipkin J., Assay J. R. Reshock and release of shock-compressed 6061-T6 aluminium // Ibid.—1977.—48, N 1.—P. 182—189.
18. Бордзиловский С. А., Караханов С. М. Вторичное сжатие и разгрузка дюралюминия за фронтом ударной волны // ФГВ.—1986.—22, № 3.—С. 131—136.
19. Батьков Ю. В., Глушак Б. Л., Новиков С. А. Прочность алюминия, меди и стали за фронтом УВ // Там же.—1989.—25, № 5.—С. 126—132.
20. Rosenberg Z., Partom Y., Yaziv D. The use of in-material stress gauges for estimating the dynamic yield strength of shock-loaded solids // J. Appl. Phys.—1984.—56, N 1.—P. 143—146.
21. Chhabildas L. C. and Hills C. R. Dynamic shock studies of vanadium // Metallurgical application of shock waves and high-strain-rate phenomena/Ed. L. E. Murr and al.—N. Y.; Basel, 1986.—P. 429—448.

22. Morris C. E., Fritz J. N., Holian B. Quasi-elastic high pressure waves in 2024 Al and Cu // *Shock Waves in Condensed Matter*, 1981.— N. Y., 1982.— P. 382—386.
23. Kusubov A. S., van Thiel M. Dynamic yield strength of 2024 Al at 313 kbar // *J. Appl. Phys.*— 1969.— 40, N 2.— P. 893—894.
24. Дремин А. П., Канель Г. П., Черникова О. Б. Сопротивление пластической деформации алюминия АД1 и дюралюминия Д16 в условиях ударного сжатия // *ПМТФ.*— 1981.— № 4.— С. 132—138.
25. Curran D. R. Nonhydrodynamic attenuation of shock waves in Al // *J. Appl. Phys.*— 1963.— 34, N 9.— P. 2677—2690.

г. Арзамас

Поступила в редакцию 3/IV 1991

УДК 531.355

А. А. Кожушко, И. И. Рыкова, А. Б. Синани

СОПРОТИВЛЕНИЕ КЕРАМИК ВНЕДРЕНИЮ УДАРЯЮЩЕГО ТЕЛА ПРИ ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Исследовано сопротивление керамических материалов внедрению ударяющего тела при скоростях внедрения выше скорости роста хрупкого разрушения. Установлено, что сопротивление, обусловленное прочностью керамики, достигает 20—30 ГПа и связано с их пластическим деформированием, реализующимся в условиях высокоскоростного удара. Сопротивление керамики деформированию задается характерным для них высоким уровнем динамического предела упругости и почти на порядок выше, чем для металлов. Существенное дополнение инерционного сопротивления керамики внедрению сопротивлением деформированию приводит к смещению границ применимости гидродинамической модели в область более высоких по сравнению с металлами скоростей.

Гидродинамическая теория высокоскоростного соударения твердых тел, основанная на модели идеальной несжимаемой жидкости, применима в условиях, когда сопротивление внедрению определяется инерционными силами, по сравнению с которыми собственным сопротивлением деформированию взаимодействующих тел можно пренебречь [1]. Если материал ударяющего тела рассматривать как идеальную жидкость, а материал преграды — как твердое тело с заданной прочностью, граница применимости гидродинамической модели определяется скоростью взаимодействия, при которой инерционное сопротивление преграды становится соизмеримым с сопротивлением ее деформированию [2, 3]. Эта скорость является функцией отношения динамической твердости материала преграды к его плотности H_D/ρ_1 , т. е. зависит от удельной работы деформирования. Экспериментально показано, что для преград из металлических материалов гидродинамическая модель с достаточной степенью точности применима при скоростях соударения $v \geq 1,5 \div 3,5$ км/с — в зависимости от величины H_D/ρ_1 и плотности ударяющего тела ρ_2 [4—6]. Очевидно, что с ростом H_D/ρ_1 при заданной ρ_2 граница применимости гидродинамической модели смещается в область более высоких скоростей.

Для керамических материалов, по оценке [7], гидродинамическая модель применима при $v \gg 4$ км/с. Такая оценка согласуется с представлениями о реализации высокой прочности керамики при скоростях внедрения ударяющего тела u , превышающих предельную скорость роста хрупкого разрушения (трещин) в керамике [8, 9]. В этих условиях прочностные свойства хрупких тел (в отличие от квазистатического нагружения) определяются не дефектами структуры материала и их развитием, а прочностью межатомных связей [8, 10]. Значительная прочность межатомных связей, характерная для керамических материалов [10, 11], в сочетании с небольшой их плотностью должна обуславливать даже при весьма высоких скоростях соударения существенное дополнение инерционного сопротивления.

Проведена экспериментальная оценка величины сопротивления ряда керамик внедрению ударяющего тела, определяемого их прочностными