

с помощью соотношений (2) и (3) получим

$$u/D = 1 - \rho_0/\rho \simeq (\Phi_0 - \Phi)/(1 - \Phi).$$

Отсюда следует, что пористость вещества при ударном сжатии волной с амплитудой 10 ГПа была бы не ниже 0,2—0,45. Это противоречит традиционным представлениям о полном схлопывании пор в сильных УВ. Учитывая, что пористые образцы органических веществ и пиротехнических составов полностью уплотняются в УВ [12, 13], необходимо сделать вывод о выгорании в ближней к УВ области значительной доли вещества при ударном сжатии пористых реакционноспособных материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Баум, Л. П. Орленко и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975.
2. В. Ф. Мартынюк, М. К. Сукоян. Хим. физика, 1983, 2, 9, 1265.
3. М. А. Cook. The Science of High Explosives. N. Y., 1957.
4. W. H. Andersen, R. E. Pesant. VIII Symp. (Intern.) on Combustion. Baltimore, 1962.
5. D. Price, A. R. Clairmont, Jr., I. Jaffe. Comb. Flame, 1967, 11, 5, 415.
6. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов и др. ФГВ, 1985, 21, 2, 106.
7. А. Н. Дремин, Н. А. Карпухин. ПМТФ, 1960, 3, 184.
8. А. Н. Афанасенков. Канд. дис. М.: ИХФ АН СССР, 1969.
9. А. Н. Дремин.— В кн.: Тр. Ин-та механики МГУ, № 21. М., 1973.
10. Б. А. Хасанов. Канд. дис. М.: ИХФ АН СССР, 1981.
11. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
12. В. К. Боболев, В. А. Буров, А. В. Дубовик. ФГВ, 1968, 4, 1, 124.
13. L. M. Lee, A. C. Schwarz.— In: 7-th Intern. Pyrotechn. Semin. V. 1. Chicago, 1980.

Поступила в редакцию 27/III 1986

УДК 532.593

КИНЕТИКО-СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

И. В. Санин, А. И. Воробьев, А. А. Горновой
(Челябинск)

Реакция материала на импульсную нагрузку определяется его структурой и условиями нагружения (температура, время или скорость нагружения). Корректный учет этих факторов при построении физической модели откольного разрушения представляет собой довольно сложную задачу. Попытке ее решения и посвящено настоящее сообщение.

В основу модели положена кинетическая теория прочности. Развиваемая в последнее время в рамках этой теории так называемая дилатонная модель процесса разрушения [1—3] описывает прочность на разрыв σ при длительности испытаний τ уравнением:

$$\sigma = \frac{\epsilon_{кр} E}{\kappa} \left(1 - \frac{\alpha k T}{\epsilon_{кр} c_a} \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right) \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана; T — температура; $\epsilon_{кр}$ — критическая деформация атомной связи; E — модуль упругости; c_a — атомная теплоемкость; α — коэффициент линейного расширения; τ_0 — период тепловых колебаний атомов в кристаллической решетке; κ — коэффициент перегрузки. В отличие от обычно принимаемой гипотезы о существовании в твердом теле механических концентраторов напряжений дилатонная модель связывает процесс зарождения разрушения с длиной свободного пробега фононов L , определяемой степенью структурной неоднородности тела: $\kappa = L/a$ (a — атомный размер).

Однако вопрос о количественной связи между L , κ и характеристиками реальной дефектной структуры нагруженного и деформируемого

тела до настоящего времени остается открытым. Для описания структурных эффектов представляет интерес применение статистических методов.

Среднее значение σ тела объемом V при одноосном растяжении в условиях хрупкого разрушения выражается через аналогичные характеристики другого тела (σ_1, V_1) соотношением [4]

$$\sigma = \sigma_1 \left(\frac{V_1}{V} \right)^{1/\alpha_u} \quad (2)$$

(α_u — параметр функции распределения Бейбулла предела прочности материала). Из сопоставления (1) с (2) при условиях $\tau = \tau_1, T = T_1$ для двух тел следует $\kappa = \kappa_1 \left(\frac{V}{V_1} \right)^{1/\alpha_u}$.

Уменьшение объема тела ведет к увеличению его прочности за счет снижения вероятности появления в нем опасных дефектов структуры. Целесообразно принять в качестве минимального физически элементарного объема тела объем дилатона $V_d = V_a \kappa$ (V_a — объем атома). Локальное напряжение распада дилатона σ_d определяется (1) при $\kappa = 1$. Тогда коэффициент перегрузки для тела объемом V будет иметь вид

$$\kappa = (V/V_d)^{1/\alpha_u}. \quad (3)$$

Значение α_u выражается через предел прочности на растяжении σ_b испытуемого образца объемом рабочей части V_0 :

$$\alpha_u = \left(\ln \frac{\sigma_d}{\sigma_b} \right)^{-1} \ln \frac{V_0}{V_a} - 1. \quad (4)$$

Применительно к условиям динамического нагружения важно правильно выбрать значение V в (3). С этой целью рассмотрим вопрос о влиянии длительности импульса на величину разрушающего напряжения. Считаем, что импульс растягивающих напряжений амплитудой σ и длительностью τ имеет строго прямоугольную форму. При прохождении такого импульса по телу каждое из сечений тела, параллельных фронту волны, находится под нагрузкой в течение времени, равного длительности импульса. отождествим это время с понятием долговечности, а его амплитуду с разрушающим напряжением в (1).

Очагом, в котором зарождается первая микротрещина, инициирующая начало хрупкого разрушения тела, является наиболее дефектный элемент его объема. В условиях статических испытаний этого вполне достаточно, чтобы, развиваясь и сохраняя за собой лидирующее положение, она превратилась в трещину Гриффитса. Достигнув критического размера, трещина распространяется по телу со скоростью порядка $0,4c$ (c — скорость звука). Очевидно, что применительно к статическим испытаниям значение V в (3) имеет смысл геометрического объема тела, находящегося под нагрузкой. Чтобы поставить импульсное нагружение в условия, физически эквивалентные статическим, характерное значение V зададим в форме

$$V = \pi (0,4c\tau)^3 c\tau \approx c^3 \tau^3 / 2. \quad (5)$$

Условно разобьем нагруженную часть тела (образца) на N элементарных цилиндрических объемов V . Считаем, что за время τ они не успевают обменяться какой-либо информацией и работают независимо друг от друга. Прочность отдельных элементов такого статистического ансамбля будет определяться имеющейся в каждом из них совокупностью дефектов (степенью их опасности). Процесс разрушения внутри отдельного объема будет носить одноочаговый, в целом же для всей нагруженной части — многоочаговый характер. В этом заключается специфика ударно-волнового нагружения, отличающая его от статического.

С учетом (3), (5) уравнение (1) преобразуется к виду

$$\sigma = \epsilon_{кр} E \left(\frac{2V_d}{c^3 \tau^3} \right)^{1/\alpha_u} \left(1 - \frac{\alpha k T}{c_a \epsilon_{кр}} \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right). \quad (6)$$

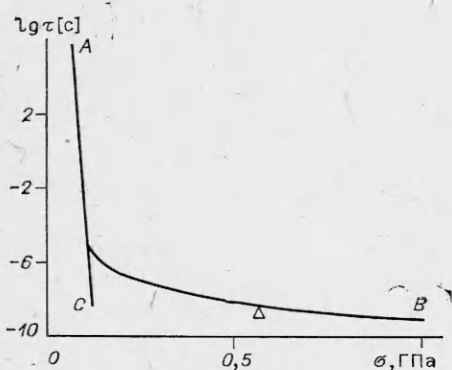


Рис. 1.

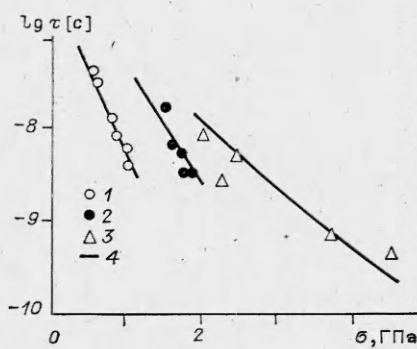


Рис. 2.

Полученное уравнение справедливо при условии выполнения неравенства $c^3\tau^3/2 \leq V_0$. При $c^3\tau^3/2 = V_d$ ($2V_d/c^3\tau^3$) $^{1/\alpha_u} \equiv 1$ и уравнение (6) определяет локальное напряжение распада дилатона; при $c^3\tau^3/2 = V_0$ оно трансформируется в классическое кинетическое уравнение Журкова

$$\tau = \tau_0 \exp \frac{u_0 - \gamma\sigma}{kT} \quad (7)$$

где $u_0 = \frac{c_a}{\alpha} \varepsilon_{кр}$; $\gamma = \frac{c_a}{\alpha E} \left(\frac{V_0}{V_d} \right)^{1/\alpha_u}$.

Считая, что прочность отдельных объемов есть величина случайная, подчиненная функции распределения Вейбулла, нагружению тела прямоугольным импульсом σ , τ , удовлетворяющему (6), будет соответствовать разрушение лишь той части выборки N элементов V , которая формирует левую (ослабленную) часть колокола распределения прочности. Физически это отвечает образованию в теле сетки мелких трещин. График функции (6), построенный для алюминия при $t = 20^\circ\text{C}$, представлен кривой AB рис. 1 (линии — расчет, точка — эксперимент [5]). Прямая AC соответствует уравнению (7) для образца алюминия диаметром 5 мм и длиной рабочей части 25 мм. Физические параметры материала, использованные при расчетах, приведены в табл. 1. Из графика видно, что в области динамических режимов нагружения по мере сокращения τ амплитуда разрушающих напряжений резко возрастает. Высокая прочность обеспечивается не только за счет малой вероятности возникновения мощной энергетической флуктуации, но и за счет малой вероятности появления в зоне разрушения опасных дефектов структуры.

Для проверки уравнения (6) обратимся к анализу данных по откольной прочности алюминия [5], меди, сплава В95 и стали [6] (рис. 2)¹. В указанных работах экспериментально полученные профили изменения

Таблица 1

Физические параметры материалов

Материал	$E \cdot 10^{-3}$, кг/мм ²	$\varepsilon_{кр}$	$\frac{c_a \cdot 10^3}{(\text{моль} \cdot \text{град})}$, ккал	$\frac{\alpha \cdot 10^5}{\text{град}}$	$V_a \cdot 10^{23}$, см ³	α_u	$c \cdot 10^{-5}$, см/с
Al	6,8	0,21	5,84	2,36	1,66	10,2	5,25
Cu	11,2	0,21	6,16	1,66	1,18	10,2	3,96
В95	6,8	0,21	5,84	2,36	1,66	16,3	5,26
Сталь	11,0	0,22	5,14	1,13	1,18	14,0	3,8

¹ На рис. 2: 1 — Cu, 2 — сплав В95, 3 — сталь [6], 4 — расчет.

Т а б л и ц а 2

Исходные данные для расчета динамической прочности

Номер опыта	Cu		B95		Сталь		Al	
	$\dot{\sigma}_1$	$\dot{\sigma}_2$	$\dot{\sigma}_1$	$\dot{\sigma}_2$	$\dot{\sigma}_1$	$\dot{\sigma}_2$	$\dot{\sigma}_1$	$\dot{\sigma}_2$
1	0,28	0,03	0,43	0,31	2,38	3,72	0,23	0,12
2	0,32	0,04	0,55	0,25	0,63	0,82	—	—
3	0,65	0,08	0,20	0,09	0,38	0,18	—	—
4	3,00	0,28	0,72	0,50	3,92	4,52	—	—
5	1,24	0,13	1,23	0,37	0,67	0,24	—	—
6	3,70	0,30	—	—	—	—	—	—

Примечание. Размерность $\dot{\sigma}_1$ и $\dot{\sigma}_2$ — ГПа/мкс.

растягивающих напряжений во времени могут быть аппроксимированы импульсами треугольной формы с характерными скоростями роста $\dot{\sigma}_1$ и спада $\dot{\sigma}_2$ напряжений (табл. 2). Путем применения к (6) линейного принципа суммирования повреждений нетрудно показать, что треугольному эквивалентен импульс прямоугольной формы длительностью $\tau_p = \tau_0 \exp\left(\frac{\varepsilon_{кр} c_a}{\alpha k T} - \ln \frac{A \dot{\sigma}_1 \dot{\sigma}_2}{\dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_2}\right)$ и амплитудой $\sigma_p = \frac{\alpha E k T}{c_a} \left(\frac{2V_d}{c^3 \tau_p^3}\right)^{1/\alpha_u} \ln \frac{A \dot{\sigma}_1 \dot{\sigma}_2}{\dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_2}$;

$A = \tau_0 \exp(\varepsilon_{кр} c_a / \alpha k T)$. Выражение $\ln(A \dot{\sigma}_1 \dot{\sigma}_2 / \dot{\sigma}_1 + \dot{\sigma}_2)$ с точностью до слагаемого порядка единицы представляет собой выраженную в единицах kT работу внешних сил, затраченную на разрушение. По физическому смыслу τ_p — время ожидания энергетической флуктуации, необходимой для последующего спонтанного развития и распада дилатона. Этого нельзя сказать об общем времени действия импульса, с которым обычно принято связывать разрушения при отколах. Поэтому отнесение разрушающих напряжений к эквивалентному времени, принятое в работе, представляется, на наш взгляд, физически более корректным. Сравнение расчета с экспериментом (см. рис. 1, 2) показывает, что уравнение (6) дает удовлетворительные оценки откольной прочности.

Принципиальная новизна предлагаемой модели заключается в том, что физические условия зарождения критического дилатона как первоисточника, дающего начало процессу разрушения, рассмотрены с учетом реальной дефектной структуры материала. Коэффициент перегрузки кинетической теории определяется уровнем неоднородности структуры, задаваемой в модели посредством функции распределения вероятностей для предела прочности материала. Кинетическая теория прочности в явной форме не учитывает роли дефектов структуры и связанных с этим масштабных эффектов. Возможно, что это является одной из основных причин, ограничивающих область ее применения значениями долговечностей $> 10^{-3} \div 10^{-5}$ с. Предлагаемый в работе статистический способ учета структуры тела представляется обнадеживающим, так как дает возможность распространить действие кинетической теории на область микро- и субмикросекундного диапазона и объяснить связь между статической и динамической ветвями долговечностей, характерными для твердых тел, с единых теоретических позиций.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Журков. ФТТ, 1983, 25, 10, 3119.
2. В. А. Петров. ФТТ, 1983, 25, 10, 3110.
3. В. А. Петров. Там же.
4. В. В. Болотин. Статистические методы в строительной механике. М.: Госстройиздат, 1961.
5. Н. А. Златин, Г. С. Пугачев, С. М. Мочалов и др. ФТТ, 1975, 17, 9, 2599.
6. В. И. Романченко, Г. В. Степанов. ПМТФ, 1980, 4, 141.