

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 1940, 10, 5, 542.
2. Кузнецов М. Н. ЖЭТФ, 1967, 52, 1, 309.
3. Губин С. А., Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. и др. ФГВ, 1978, 14, 1, 90.
4. Воронин Д. В. ФГВ, 1984, 20, 4, 105.
5. Асланов С. К., Гирин А. Г. Докл. АН СССР, 1985, 282, 1, 72.
6. Ragland K. W., Dabora E. K., Nicholls J. A. Phys. Fluids, 1968, 11, 11, 2377.
7. Гельфанд Б. Е.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация.— Черноголовка, 1977.
8. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И., Лебедь С. Г. и др.— Там же.
9. Николаев Ю. А., Фомин П. А. ФГВ, 1984, 20, 4, 97.
10. Пинаев А. В. ФГВ, 1978, 14, 1, 81.
11. Асланов С. К., Гирин А. Г.— В кн.: Физика аэродисперсных систем. Вып. 20, 1980.
12. Асланов С. К., Гирин А. Г.— Там же. Вып. 23, 1983.
13. Гирин А. Г. ИФЖ, 1985, XVIII, 5, 771.
14. Асланов С. К., Гирин А. Г. Докл. АН УССР, 1981, сер. А, 12.
15. Воробьев М. В., Лесняк С. А., Назаров М. А. и др. Докл. АН СССР, 1976, 227, 4, 900.
16. Асланов С. К. Дифференциальные уравнения, 1969, 6.
17. Mayer E. ARS J., 1961, 31, 12.
18. Collins V., Charwat A. F. Israel J. Technol., 1971, 9, 5, 453.
19. Reinecke W. G., Waldman G. D. AIAA Paper, 1975, 75—152.
20. Ranger A. A. Acta Astron., 1972, 17, 4—5, 675.
21. Митрофанов В. В.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 39.— Новосибирск, 1979.
22. Pierce T. H., Kauffman C. W., Nicholls J. A. AIAA Paper, 1975, N 75—163.
23. Ranger A. A., Nicholls J. A. AIAA J., 1969, 7, 2, 285.
24. Дубовкин Н. Ф. Справочник по углеводородным топливам и продуктам их сгорания.— М.: Госэнергоиздат, 1962.
25. Щетинков Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.
26. Kauffman C. W., Nicholls J. A. AIAA J., 1971, 9, 7, 880.
27. Williams F. A. Phys. Fluids, 1961, 4, 11, 1434.
28. Dabora E. K., Ragland K. W., Nicholls J. A. Astr. Acta, 1966, 10, 12, 9.
29. Rowen R. F., Ragland K. W., Steffes F. J. e. a. XIII Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburgh, 1972.

Поступила в редакцию 28/IV 1986,  
после доработки — 21/IX 1987

## КИНЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

*А. И. Воробьев, А. А. Горновой, С. А. Новиков*  
(Москва, Челябинск)

Для подавляющего большинства металлов при нагружении их ударными волнами (УВ) интенсивностью в несколько десятков гигапаскалей характерно упругопластическое деформирование. Вопрос об уравнениях состояния металлов, учитывающих реологию их поведения в этих условиях, относится к числу наименее разработанных.

В [1] показано, что термофлуктуационный механизм разрушения твердых тел применим к условиям действия не только растягивающих напряжений, но и в других случаях, таких, например, как кручение, сжатие и др. В частности, исследования долговечности твердых тел (Al, Cu, Mg, Zn, полистирол) при растяжении в условиях гидростатического давления показали, что роль давления в эффектах увеличения долговечности сводится к повышению энергии активации процессов разрушения. В [2] тепловому движению атомов отводится определяющая роль в релаксационных процессах. Все это наводит на мысль о возможности распространения кинетических концепций на процессы деформирования твердого тела применительно к условиям ударно-волнового нагружения и построения на этой основе модели для описания закономерностей изменения как динамического предела текучести, так и амплитуды упругого предвестника.

Согласно [3], энергия активации, необходимая для реализации процесса микропластического (локального) деформирования, при отсутствии внешнего давления может быть представлена в виде

$$U_0 = c_a \varepsilon / \alpha, \quad (1)$$

а значение структурного параметра уравнения долговечности —

$$\gamma_0 = c_a / \alpha E \cdot \kappa, \quad (2)$$

где  $c_a$  — атомная теплоемкость;  $\alpha$  — коэффициент линейного расширения;  $E$  — модуль Юнга;  $\kappa$  — коэффициент перегрузки;  $\varepsilon_k$  — константа, имеющая смысл критической деформации.

Для материала, сжатого ударной волной давлением  $p$ ,

$$U = c_a / \alpha \cdot (\varepsilon_k + \varepsilon_c), \quad (3)$$

$$\gamma = c_a \varepsilon_c / \alpha p \cdot \kappa. \quad (4)$$

( $\varepsilon_c$  — относительная деформация сжатия, определяемая в зависимости от  $p$  уравнением состояния материала).

Значение  $\kappa$  зададим, исходя из следующих соображений. Согласно современным представлениям кинетической теории прочности, физическим условием, необходимым для процесса сдвиговой деформации, является наличие коллективных тепловых флуктуаций, возникающих в некоторых элементарных объемах тела (дилатонах) в силу ангармонизма тепловых колебаний кристаллической решетки. Наиболее вероятные места возникновения дилатонов — области с нарушенной регулярностью строения решетки. Роль таких объемов играют области тела, занятые скоплениями дислоцированных атомов и другими дефектами структуры. Предполагается, что подобные объемы поглощают акустические волны напряжений. При этом происходит необратимый процесс накачки энергии, локальный разогрев и распад дилатона. Собственное время его жизни оценивается величинами порядка  $10^{-10}$ — $10^{-11}$  с. Распад дилатона носит взрывной характер и инициирует процесс движения и размножения дислокаций.

Указанной выше коллективной тепловой флуктуации соответствуют относительная деформация

$$\varepsilon_d = \alpha RT / c_a \cdot \ln(\tau / \tau_0) \quad (5)$$

и локальное напряжение

$$\sigma_d = \varepsilon_k E \left( 1 - \frac{\alpha RT}{c_a \varepsilon_k} \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right), \quad (6)$$

где  $R$  — газовая постоянная;  $T$  — температура;  $\tau_0$  — период тепловых колебаний;  $\tau$  — время действия приложенных извне напряжений. Объем дилатона  $v_d = v_a \kappa$ . Значение динамического предела текучести  $Y$  может быть выражено следующим образом:

$$Y = \sigma_d \left( \frac{v_d}{v} \right)^{1/\alpha_u}, \quad (7)$$

где  $\alpha_u$  — структурный параметр функции Вейбулла для вероятности распределения предела текучести материала;  $(v_d/v)^{1/\alpha_u}$  — масштабный эффект статистической природы [4].

Для импульса давлений прямоугольной формы длительностью  $\tau$  характерный объем в (7), определяющий «масштаб» системы, зададим в виде

$$v = \pi (0,4c\tau)^2 c\tau \approx c^3 \tau^3 / 2. \quad (8)$$

Здесь  $c$  — скорость распространения продольных, а  $0,4c$  — поперечных волн напряжений. Тогда

$$\kappa = \left( \frac{c^3 \tau^3}{2v_a} \right)^{1/\alpha_u}. \quad (9)$$

Материал	$\alpha_u$	$E$ , ГПа	$\mu$	$c_a \cdot 10^3$ , ккал/(моль $\times$ град)	$\alpha \cdot 10^3$ , 1/град	$v_a \cdot 10^{23}$ , см <sup>3</sup>	$c_y$ , км/с	$c_{II}$ , км/с
Ст. 3	11,5	200	0,27	5,14	1,13	1,18	5,95	5,1
Ст. 45	11,2	200	0,27	5,14	1,13	1,18	5,95	5,1
В95	13,3	68	0,31	5,84	2,36	1,66	6,20	5,35
Д1	12,5	68	0,31	5,84	2,36	1,66	6,20	5,35
Cu	11,1	112	0,34	6,16	1,66	1,18	3,96	—

Особенность режима динамического нагружения заключается в том, что при малых  $\tau$  отдельные элементы характерного объема не успевают обменяться какой-либо информацией и работают независимо друг от друга. Поэтому представление  $Y$  в форме (7) в статистическом плане необходимо понимать как оценку среднего значения для распределения предела текучести отдельных элементов.

С учетом (1) — (9) классическое кинетическое уравнение

$$\tau = \tau_0 \exp [(U_0 - \gamma_0 \sigma) / RT]$$

применительно к динамическому пределу текучести трансформируется к виду

$$Y = \frac{p}{\varepsilon_c} \left( \frac{2v_d}{c^3 \tau^3} \right)^{1/\alpha_u} \left( \varepsilon_k + \varepsilon_c - \frac{\alpha RT}{c_a} \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right). \quad (10)$$

В (10) значение  $Y$  представлено в форме, которая учитывает влияние  $p$ ,  $T$ ,  $\tau$  и структуры материала. Видно, что пластическая деформация за фронтом волны может начаться лишь тогда, когда положительная (растягивающая) деформация дилатона будет достаточной для преодоления суммарной деформации сжатия в волне  $\varepsilon_c$ , при этом критическая деформация, которая необходима для преодоления сил сцепления атомов в кристаллической решетке,  $\varepsilon_k \approx 0,2$ . Множитель  $2v_d/c^3 \tau^3$  учитывает масштабный эффект статистической природы, связанный с сильно выраженной по сравнению с условиями статического нагружения пространственной локализацией поля сжимающих напряжений в УВ.

Амплитуда упругого предвестника находится из выражения

$$p_y = \frac{4}{1 - 2\mu} \frac{E}{2\mu} Y, \quad (11)$$

где  $\mu$  — коэффициент Пуассона. Полагая в (10)  $\varepsilon_c \rightarrow 0$  и  $p/\varepsilon_c \rightarrow E$ , что допустимо, когда сжатие в волне сравнительно мало, получим

$$p_y = \frac{4 - \mu}{1 - 2\mu} E \left( \frac{2v_d}{c^3 \tau^3} \right)^{1/\alpha_u} \left( \varepsilon_k - \frac{\alpha RT}{c_a} \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right). \quad (12)$$

Экспериментальная проверка уравнений (10), (12) проводилась применительно к Ст. 3, Ст. 45 в состоянии отжига, к алюминиевым сплавам В95, Д1 и меди. Исходные данные для расчета представлены в таблице.

На рис. 1 результаты расчета амплитуды упругого предвестника для Ст. 3 и сплава В95, полученные по уравнению (12), сравниваются с экспериментальными данными, представленными в работах [5, 6]. Упругопластические волны в образцах из стали возбуждались подрывом на их поверхности цилиндрических зарядов ВВ с плоской детонационной волной. Методом емкостного датчика непрерывно записывались скорости движения свободной поверхности образца. Для вычисления давления в упругой волне использовался закон сохранения импульса

$$p = 0,5 \rho_0 w c_y.$$

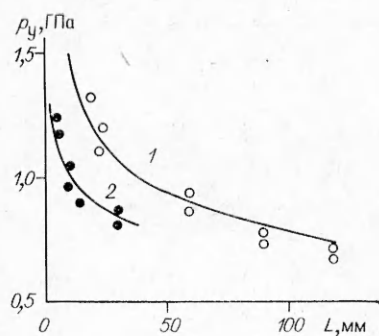


Рис. 1. Затухание упругого предвестника в Ст. 3 (1) и сплаве В95 (2).  
Линии — расчет; точки — эксперимент.

Здесь  $\rho_0$  — начальная плотность материала;  $w$  — скорость движения свободной поверхности;  $c_y$  — скорость распространения упругой волны.

Значение  $\tau$ , характеризующее «время жизни» упругого предвестника, вычислялось по формуле

$$\tau = (L - L_0) \frac{c_y - c_{\text{п}}}{c_y c_{\text{п}}}$$

где  $L$  — толщина образца;  $L_0$  — расстояние от поверхности нагружения, соответствующее началу разделения упругого и пластического фронтов;  $c_{\text{п}}$  — скорость пластической волны. Из рис. 1 видно, что уравнение (12) удовлетворительно описывает общий характер изменения амплитуды упругого предвестника по толщине образца. Кривые построены при постоянных значениях структурного параметра ( $\alpha_u = 11,5$  и  $13,3$  для стали и сплава В95 соответственно), соответствующего лучшему описанию эксперимента. В рамках предлагаемой модели уменьшение амплитуды упругого предвестника с толщиной происходит из-за высокой степени локализации поля сжимающих напряжений (на малых толщинах (малых  $\tau$ ) она играет доминирующую роль) и увеличения амплитуды тепловых флуктуаций со временем, определяемое в (12) слагаемым (9).

Влияние температуры на амплитуду упругого предвестника исследовалось в опытах с образцами из отожженной Ст. 45 (рис. 2). Толщина образцов была постоянной и равной 40 мм. Опыты проводились в той же редакции, что и для Ст. 3. Образцы нагревались электрической спиралью с боковой поверхности. Температура контролировалась хромель-алюмелевой термопарой, закрепленной на глубине 3–5 мм от поверхности. Сравнение результатов расчета (см. рис. 2, 1) и эксперимента (2) показывает, что при  $T = 0 \div 360^\circ\text{C}$  максимальное отклонение расчета от эксперимента не превышает 25%. Это дает основание считать, что темп снижения амплитуды упругого предвестника с повышением температуры определяется термофлуктуационными механизмами.

На рис. 3 для железа Армко и стали показан характер связи между амплитудой упругого предвестника (приведенной к  $L = 60$  мм) и соответствующими значениями структурного параметра. Значения  $\alpha_u$  найдены по уравнению (12) путем подстановки в него экспериментальных значений  $\rho_y$ . Для всех исследованных сталей очевидна тенденция увеличения  $\alpha_u$  при росте  $\rho_y$ . Точки 1–3 отражают эффект увеличения  $\rho_y$  с изменениями структуры, связанными с различными концентрациями углерода в металлах. Относительный характер расположения точек 3–8 иллюстрирует эффект изменения  $\rho_y$  и  $\alpha_u$  под влиянием термообработки.

Данные рис. 3 свидетельствуют, что введение в модель зависимости

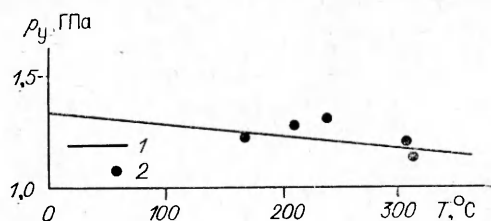


Рис. 2. Влияние температуры образца на амплитуду упругого предвестника в Ст. 45.

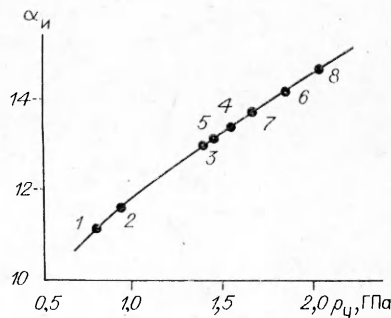


Рис. 3. Зависимость между структурным коэффициентом  $\alpha_u$  и  $\rho_y$ .  
1 — железо Армко; 2 — Ст. 3; 3, 4 — Ст. 45; 5, 6 — Ст. 30ХГСА; 7, 8 — Ст. 40Х.

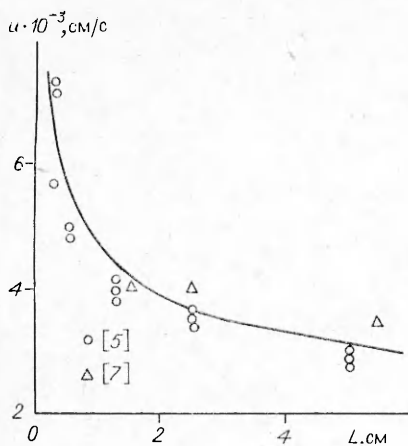


Рис. 4. Затухание упругого предвестника в железе Армко ( $U$  — массовая скорость за фронтом упругой волны).

Линия — расчет; точки — эксперимент.

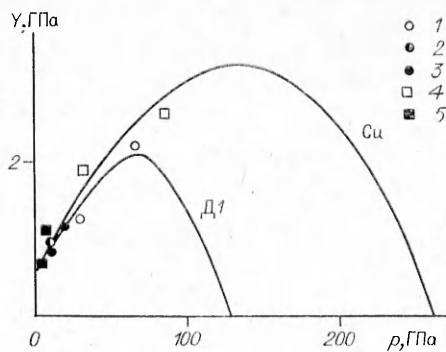


Рис. 5. Зависимость  $Y(p)$  для алюминия и меди.

Медь: 1 — [9], 2 — [8], 3 — [10]; алюминий: 4 — [9], 5 — [11].

тверждения указанного положения рассчитаны интенсивности затухания упругого предвестника в железе Армко (состояние отжига) и проведено сравнение с экспериментальными данными работ [6, 7], полученными на толщинах 20—60 и 2,5—50 мм соответственно. Расчетная кривая в координатах  $u, L$  (рис. 4) построена при  $\alpha_u = 10,9$ . Расчет дает удовлетворительное совпадение с экспериментом во всей исследованной области толщин материала. Таким образом, можно считать, что статистический параметр  $\alpha_u$  характеризует структуру материала и ее реакцию (отклик) на ударно-волновое воздействие.

Уравнение (10) применено для описания зависимости  $Y(p)$ . На рис. 5 экспериментальные данные (кривые) по динамическому пределу текучести сплава Д1 и Cu [8] сравниваются с расчетными (точки). В опытах исследовалось явление негидродинамического (с учетом упругой разгрузки) затухания давления на фронте УВ, вызванной ударом по образцам пластинкой из того же материала. Течение за фронтом рассчитывалось на основании известных уравнений состояния этих металлов. Для оценки напряжения, при достижении которого происходит обратный переход от упругости к пластичности в процессе расширения ударно-сжатого материала, использовалось соотношение

$$Y = p/2 \cdot (1 - 2\mu)/(1 - \mu), \quad (13)$$

где  $\mu$  — коэффициент Пуассона материала при данном давлении ударного сжатия.

Значение  $\tau$  оценивалось по соотношению  $\tau = l/c_y$  ( $l$  — толщина пластины-ударника) а  $p$  и  $T$  при заданном  $\epsilon_c$  — по уравнениям состояния в форме с предельным сжатием. В качестве первого приближения коэффициент  $\mu$  в экспериментально исследованных точках найден линейным интерполированием от исходных значений  $\mu = 0,31$  для Д1 и 0,34 для Cu до  $\mu = 0,5$  при давлениях в волне, соответствующих по (10)  $Y = 0$ . Параметр  $\alpha_u$ , как и ранее, подбирался по экспериментальным данным.

Графики функции (10) — это куполообразные кривые, проходящие через максимум при  $p = 60 \div 70$  ГПа для Д1 и 120—140 ГПа для Cu. Способность материала к упругому сопротивлению при воздействии УВ определяется суперпозицией двух процессов, действующих в противоположных направлениях. Ударно-волновое сжатие как физический фактор препятствует сдвигу, нагрев в УВ способствует ему. На левой (восходящей) ветви кривой доминирует фактор сжатия. Спад сдвиговой прочности в правой части кривой обусловлен тем, что, несмотря на все увеличивающееся сжатие материала, за фронтом волны сильно возра-

стает температура. Это приводит к значительному увеличению амплитуды тепловых флуктуаций, вызывающих интенсивную релаксацию напряжений.

В связи с отсутствием данных сравнение расчета с экспериментом для Д1 и Си удалось провести только для восходящих ветвей графика. При этом кроме работы [9] использованы экспериментальные данные [8, 10, 11]: получено удовлетворительное совпадение результатов (рис. 5).

Для Д1 и Си при  $p = 130$  и  $270$  ГПа соответственно расчетные кривые пересекают ось абсцисс. Согласно результатам теоретических и экспериментальных исследований [12, 13], плавление алюминия за фронтом УВ происходит при  $p = 105 \div 202$  ГПа, меди — при  $p = 205 \div 255$  ГПа, что не противоречит оценкам настоящей работы.

Таким образом, сравнение полученных в работе экспериментальных данных с результатами расчета по формулам, полученным на основе кинетических представлений, показало их хорошее совпадение. Представляет большой интерес применение развитых в работе представлений для других случаев ударно-волнового нагружения и к разрушению, в частности. Так как процессы зарождения и развития разрушения и возбуждения детонации с физической и с формальной точек зрения имеют ряд общих положений, представляет интерес рассмотреть с кинетических позиций возбуждение детонации при ударе, при этом формально можно сопоставить дилатоны и «горячие точки».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел.— М.: Наука, 1974.
2. Александров А. П., Лазуркин Ю. С. ЖТФ, 1939, 9, 14, 1249.
3. Журков С. Н. ФТГ, 1983, 25, 10, 3119.
4. Болотин В. В. Статистические методы в строительной механике.— М.: Госстройиздат, 1965.
5. Новиков С. А., Синицын В. А. и др. Физика металлов и металловедение, 1966, 21, 3, 452.
6. Степанов Г. В. Упругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок.— Киев: Наук. думка, 1979.
7. Taylor J. W. J. Appl. Phys., 1965, 36, 10.
8. Curran D. R. J. Appl. Phys., 1963, 34, 9.
9. Новиков С. А., Синицына Л. М. ПМТФ, 1970, 6, 107.
10. Ergman J. O., Christensen A. V. J. Appl. Phys., 1967, 38, 13.
11. Воронов Ф. Ф., Верещагин Л. Ф. ФММ, 1961, 11, 3, 443.
12. Минеев В. Н., Савинов Е. В. ЖЭТФ, 1967, 52, 3, 629.
13. Урлин В. Д. ЖЭТФ, 1965, 49, 2, 485.

Поступила в редакцию 23/VI 1986

### К РАСЧЕТУ РАЗРЫВА РЕАКЦИОННОГО СОСУДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

*Б. Е. Гельфанд, С. М. Фролов, А. М. Баргенов*

*(Москва)*

Нарушение правил безопасной эксплуатации, режима работы или ремонта оборудования в нефтеперерабатывающих и химических производствах может привести к аварийным ситуациям. Аварии, как правило, сопровождаются взрывами и пожарами, наносящими большой материальный ущерб. Разрушение и повреждение технологического оборудования и зданий обусловлено взрывной волной, термическим действием пожара и осколками, образующимися при разрыве реакторов, емкостей, котлов и т. д.

На этапе разработки и проектирования производства необходимо проводить предварительный анализ опасных ситуаций, возникающих