

17. Одинцов В. А., Селиванов В. В., Чудов Л. А. Расширение идеальнопластической цилиндрической оболочки под действием продуктов детонации.— ПМТФ, 1974, № 2.
18. Кошелев Э. А. Об устойчивости течения кольца несжимаемой жидкости под действием переменного внутреннего давления.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 13. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1973.
19. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям.— М.: Наука, 1971.
20. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические разложения решения сингулярно возмущенных уравнений.— М.: Наука, 1973.
21. Сериков С. В. Безволновое неустановившееся движение пластического кольца из сжимаемого материала.— В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 48. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1980.
22. Одинцов В. А., Селиванов В. В., Чудов Л. А. Движение упругопластической оболочки с фазовым переходом под действием продуктов детонации.— Изв. АН СССР. МТТ, 1974, № 3.
23. Кузнецов В. М. О нестационарном распространении системы трещин в хрупком материале.— ПМТФ, 1968, № 2.
24. Колобанова А. Е., Одинцов В. А., Чудов Л. А. Распространение системы трещин в цилиндре при импульсном нагружении. Препринт № 181.— М.: ИПМ АН СССР, 1981.
25. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения.— М.: Наука, 1974.
26. Иванов А. Г., Кашаев Ю. Г. и др. Влияние предыстории нагружения на механические свойства стали при одноосном растяжении.— ПМТФ, 1982, № 6.
27. Волошенко-Климовицкий Ю. Я. Динамический предел текучести.— М.: Наука, 1965.
28. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом.— Новосибирск: Наука, 1980.
29. Попов С. М. Абсолютная вязкость сталей.— Инж. сб., 1941, т. 1, № 1.
30. Захаренко И. Д., Мали В. И. Вязкость металлов при сварке взрывом.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
31. Годунов С. К., Дерибас А. А. и др. Исследование вязкости металлов при высокоскоростных соударениях.— ФГВ, 1971, т. 7, № 1.
32. Степанов Г. В., Ващенко А. П. Определение коэффициента вязкости алюминиевого сплава Д16 при внедрении конуса.— ПП, 1984, № 10.
33. Olive F., Nicaud A. et al. Rupture behaviour of metals in explosive expansion.— In: Mech. Prop. High Rates Strain.: Proc. 2nd Conf., Oxford, 1979. Bristol — London, 1980.
34. Иванов А. Г., Кочкин Л. И. и др. Высокоскоростное разрушение тонкостенных труб из мягкой стали.— ПМТФ, 1983, № 1.
35. Воробьев А. И., Гайнуллин М. С. и др. Экспериментальное исследование движения цилиндрических оболочек под действием продуктов взрыва в полости.— ПМТФ, 1974, № 6.

Поступила 24/XII 1985 г.

УДК 539.42 : 620.172.254

КИНЕТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В СРЕДАХ С МИКРОТРЕЩИНАМИ И РАЗРУШЕНИЕ МЕТАЛЛОВ В ВОЛНАХ НАПРЯЖЕНИЙ

В. В. Беляев, О. Б. Наймарк

(Пермь)

В настоящее время признание законного дефекта структуры твердых тел получили микротрещины. Исследования, проведенные в металлах микроскопическими методами, показывают, что деформирование при различных видах нагружения (развитые пластические деформации, ползучесть, динамические и усталостные нагружения) сопровождается множественным зарождением и ростом микротрещин [1—4]. Последние характеризуются распределением по размерам, обладают анизометричностью формы (большей для хрупких тел и меньшей для пластичных), разрушение и релаксационные свойства существенно определяются кинетикой роста микротрещин [5]. Экспериментальное изучение разрушения при ударных нагрузках также установило множественное зарождение и рост микротрещин в волнах напряжений [3, 4, 6, 7]. Фрактографическое изучение показывает, что динамическое разрушение, как правило, включает следующие основные стадии: быстрое зарождение микротрещин, рост их под действием растягивающих напряжений, слияние микротрещин и разделение материала с образованием одной или более свободных поверхностей. Исходя из характерной формы микротрещин в [3, 4, 6] разрушение при ударно-волновых нагрузках, как и при квазистатических, подразделяется на два класса: вязкое и хрупкое. В [3, 8—10] обсуждается вопрос о корреляции динамических и квазистатических данных, характеризующих разрушение как процесс накопления микротрещин.

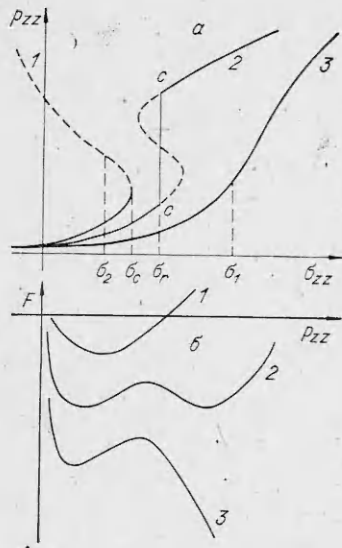
Этот аспект разрушения, по-видимому, заслуживает детального изучения, так как наблюдаемая общность процессов зарождения и роста микротрещин при существенно отличных режимах нагружения позволяет связать с микротрещинами переменную состояния — независимую термодинамическую координату — и рассматривать ее как универсальный структурный параметр. Известные к настоящему времени модели процесса разрушения, учитывающие зарождение и рост микротрещин, рассматривают его, как правило, с феноменологических позиций. Однако, как отмечается в [11, 12], в основе описания деформирования и разрушения сред с дефектами этого типа должна лежать статистическая модель накопления дефектов, включающая исследование всего ансамбля микротрещин, каждая из которых развивается в случайном поле напряжений, определяемом микротрещинами окружения и микронеоднородностью материала. Эксперименты показывают, что во всяком реальном твердом теле существуют зародыши разрушения в виде тех или иных несовершенств. Поэтому при построении модели разрушения необходимо рассматривать рост разрушения из уже существующих дефектов. Характерно также, что физические закономерности процесса разрушения определяются локальными соотношениями, которые существенно изменяются даже при постоянстве начальных величин.

1. В [13, 14] предложена статистико-термодинамическая модель твердых тел с микротрещинами. В качестве дополнительной переменной состояния, характеризующей объемную концентрацию микротрещин и их преимущественную ориентацию, использован симметричный тензор p_{ik} — тензор плотности микротрещин. Последний определяется осреднением по статистическому ансамблю микротрещин

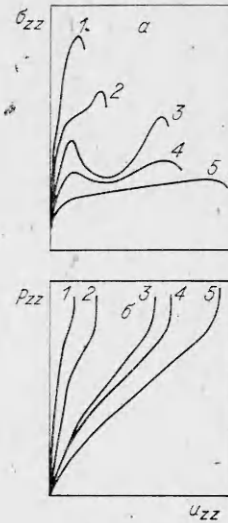
$$(1.1) \quad p_{ik} = n \int s_{ik} W ds d^3 v$$

где $s_{ik} = sv_i v_k$ — симметричный тензор, определяющий объем s и ориентацию v микротрещины «нормального» отрыва; $W = Z^{-1} \exp(-E/T)$ — функция распределения Гиббса микротрещин по размерам и ориентациям; Z — нормирующий множитель; E — энергия микротрещины; T — температура, измеренная в энергетических единицах; n — число микротрещин в единице объема ($n \approx 10^{11} - 10^{13}$).

Изучение свойств упругой среды с микротрещинами на основе уравнения (1.1) для одноосного растяжения образца позволило выяснить характерные реакции твердых тел на трещинообразование [14]. На рис. 1, а изображены зависимости параметра p_{zz} от напряжения σ_{zz} при фиксированной температуре T для различных значений структурного параметра δ (кривые 1—3 соответствуют $\delta < \delta_c$, $\delta_c < \delta < \delta_*$, $\delta > \delta_*$). В [15] показано, что величина последнего зависит от естественных масштабных характеристик материала: среднего размера структурной гетерогенности и корреляционного радиуса полей микронапряжений, вносимых микротрещинами. Для значений $\delta > \delta_*$ зависимость $p_{zz}(\sigma_{zz})$ носит монотонный характер: приложенному напряжению отвечает единственная концентрация микротрещин, и реакция на трещинообразование является обратной. Этот результат подтверждается экспериментами [5, 16]. В интервале $\delta_c < \delta < \delta_*$ наблюдается метастабильность по параметру p_{zz} , связанная с ориентационными степенями свободы микротрещин. При этом в области неоднозначности происходит резкое изменение объемной концентрации микротрещин. Такой характер изменения плотности материала в ходе деформирования впервые обнаружен Баушингером и впоследствии подтвержден значительным числом экспериментов [17]. Для значений $\delta < \delta_c$ скачок по параметру p_{zz} будет бесконечным, а в области $\sigma_{zz} > \sigma_c$ реакция материала на зарождение и рост микротрещин становится абсолютно неустойчивой. Иллюстрация кривых $p_{zz}(\sigma_{zz})$ приведена на рис. 1, б, где показаны соответствующие характерным реакциям зависимости части свободной энергии, связанной с микротрещинами, $F = -nT \ln Z$ (зависимости 1—3 отвечают $\delta > \delta_*$ при $\sigma = \sigma_1$, $\delta_c < \delta < \delta_*$ при $\sigma = \sigma_r$, $\delta < \delta_c$ при $\sigma = \sigma_s$). Для значений $\delta > \delta_*$ на кривых имеется один минимум; метастабильность фаз в области перехлеста ($\delta_c < \delta < \delta_*$) связана с существованием двух минимумов функции $F(p_{zz})$. При $\delta < \delta_c$ множеству значений напряжений, меньших σ_c , соответствует область метастабильности, однако правый минимум функции $F(p_{zz})$ ста-



Р и с. 1



Р и с. 2

новится бесконечно глубоким, и объемная концентрация микротрещин при конечном напряжении может стать сколь угодно большой.

Изучение взаимосвязи кинетики трещинообразования и пластической деформации проведено в [18] в приближении локального равновесия. Диссипативная функция для системы, в которой существуют пластическая релаксация и дисперсное разрушение, имеет вид

$$(1.2) \quad TP_S = -\frac{q_h}{T} \frac{\partial T}{\partial x_h} + \sigma'_{ik} e'_{ik} + \sigma e^p - \Pi'_{ik} \frac{\Delta p'_{ik}}{\Delta t} - \Pi \dot{p} \geq 0 \quad (i, k = 1, 2, 3),$$

где P_S — производство энтропии; q_h — компоненты вектора потока тепла; $\Pi_{ik} = \partial F / \partial p_{ik}$ — термодинамическая сила, действующая на систему, когда значение p_{ik} отличается от равновесного; σ'_{ik} , e'_{ik} , p'_{ik} , Π'_{ik} и σ , e^p , p , Π — бесследовые и изотропные компоненты тензоров напряжений, скоростей пластических деформаций, параметра плотности микротрещин и тензора Π_{ik} ; $\frac{\Delta p'_{ik}}{\Delta t} = \frac{dp'_{ik}}{dt} - \omega_{il} p'_{lk} - \omega_{lk} p'_{il}$ — тензорная производная по времени (производная по Яуманну [19]); ω_{il} — антисимметричный тензор вихря.

Согласно (1.2), в линейном приближении по неравновесности определяющие уравнения записываются как [13, 20]

$$(1.3) \quad q_i = \lambda_{ik} (p_{\alpha\beta}) \frac{\partial T}{\partial x_k};$$

$$(1.4) \quad \sigma = \zeta(p) e^p - \alpha(p) p;$$

$$(1.5) \quad \Pi = \alpha(p) e^p - \beta(p) p;$$

$$(1.6) \quad \sigma'_{ik} = L_{iklm}^{(1)} (p_{\alpha\beta}) e'_{lm} - L_{iklm}^{(2)} \frac{\Delta p'_{lm}}{\Delta t};$$

$$(1.7) \quad \Pi'_{ik} = L_{iklm}^{(2)} (p_{\alpha\beta}) e'_{lm} - L_{iklm}^{(3)} \frac{\Delta p'_{lm}}{\Delta t}$$

с учетом симметрии коэффициентов α , $L_{iklm}^{(2)}$ и при условии положительной определенности коэффициентов λ_{ik} , $L_{iklm}^{(1)}$, $L_{iklm}^{(3)}$.

Уравнения (1.3)–(1.7) квазилинейные: кинетические коэффициенты λ_{ik} , ζ , α , β , $L_{iklm}^{(v)}$ в общем случае зависят от p_{ik} . Связанная со структурным параметром p_{ik} анизотропия кинетических коэффициентов описывает

деформационную анизотропию механических свойств и появление текстур в пластически деформируемом материале. С учетом симметрии тензора p_{ik} общий вид зависимости кинетических коэффициентов $L_{iklm}^{(v)}$ от p_{ik} следующий:

$$(1.8) \quad L_{iklm}^{(v)} = l^{(v)} \delta_{il} \delta_{km} + l_1^{(v)} (p_{il} \delta_{km} + p_{kl} \delta_{im}) + l_2^{(v)} p_{ik} p_{lm}$$

($l^{(v)}$, $l_1^{(v)}$, $l_2^{(v)}$ — феноменологические коэффициенты). Аналогично для тензора коэффициентов теплопроводности λ_{ik} , соосного с тензором p_{ik} , имеем представление

$$\lambda_{ik} = \lambda_0 \delta_{ik} + \lambda_1 p_{ik},$$

где λ_0 — коэффициент теплопроводности исходно изотропного материала; λ_1 — параметр материала, в общем случае зависящий от инвариантов тензора p_{ik} .

Уравнения состояния материала включают соотношения релаксационного типа для тензора напряжений (1.4), (1.6) и уравнения движения для параметра p_{ik} (1.5), (1.7). В этих уравнениях учтены «перекрестные» эффекты: влияние трещинообразования на релаксационные процессы и пластичности на кинетику роста p_{ik} . В дальнейшем рассматривается случай, когда пластические деформации подчиняются условию $Sp e_{ik}^p = 0$, а среднее напряжение σ определяется упругими составляющими тензора деформации

$$(1.9) \quad u_{ik}^e = \frac{1}{2\mu} (\sigma_{ik} - \sigma \delta_{ik}) + \frac{1}{3K} \sigma \delta_{ik}$$

(μ , K — модули сдвигового и объемного сжатия).

Уравнения состояния (1.4)—(1.7) использовались в [18] при описании закономерностей деформирования и разрушения в условиях ползучести и растяжения с постоянной скоростью деформации u_{zz} .

На рис. 2 проведено качественное сопоставление характерных деформационных кривых с кинетическими зависимостями, отражающими изменение p_{ik} . При высоких скоростях деформации зависимость $\sigma_{zz}(u_{zz})$ имеет почти линейный характер (кривая 1). Резкое снижение сопротивления деформированию, начиная с некоторых значений p_{zz} , связано с интенсивным ростом объемной концентрации микротрещин при переходе на абсолютно неустойчивую ветвь зависимости $p_{zz}(\sigma_{zz})$ (см. рис. 1, а, кривая 1). Процесс накопления микротрещин в этом случае развивается в режиме взрывной неустойчивости. При уменьшении скорости деформации линейный участок сменяется участком пластичности с нелинейным упрочнением (кривая 2), который, как и в первом случае, переходит в ниспадающую ветвь, соответствующую лавинообразному росту микротрещин. В некотором диапазоне скоростей деформаций наблюдается неустойчивое деформирование (кривая 4), сопровождающееся появлением «зуба» и площадки текучести.

Проявление неустойчивости связано с наличием области метастабильности по параметру p_{zz} . В условиях перехода с нижней на верхнюю ветвь в области метастабильности (см. рис. 1, а, кривая 2) резко увеличивается темп релаксации. При относительно невысоких скоростях деформации переход с нижней на верхнюю ветвь происходит почти по линии равновесного перехода $c - c$ и «зуба» текучести практически не наблюдается (кривая 5). С увеличением скорости деформации имеет место более глубокое проникновение в область метастабильности, что приводит к росту величины скачка по напряжению с эффективным увеличением предела упругости (кривая 3). Участок упрочнения при этом проходит также выше, что объясняется ростом вязкого сопротивления деформированию.

Таким образом, предложенная система уравнений позволяет описать различные реакции твердых тел на деформирование с учетом нелинейной кинетики по параметру плотности микротрещин p_{ik} .

2. Рассмотрим постановку задачи об отколе при распространении в пластине плоской одномерной волны сжатия в направлении оси z . В этом случае $e_{xx}^p = e_{yy}^p = \dot{u}_{xx}^e = \dot{u}_{yy}^e = 0$, $p_{xx} = p_{yy} = 0$. Ограничимся в (1.8) первыми членами разложения, тогда с учетом введенных предположений система уравнений состояния совместно с законами сохранения массы и импульса принимает вид

$$(2.1) \quad \dot{p} = -\frac{1}{\beta} \Pi;$$

$$(2.2) \quad \sigma'_{zz} = l^{(1)} e'_{zz} - l^{(2)} \frac{\partial p'_{zz}}{\partial t};$$

$$(2.3) \quad \Pi'_{zz} = l^{(2)} e'_{zz} - l^{(3)} \frac{\partial p'_{zz}}{\partial t};$$

$$(2.4) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z);$$

$$(2.5) \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_z) = -\frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z^2 - \sigma'_{zz}),$$

где ρ — плотность материала; v_z — компонента вектора скорости.

Приведенные уравнения необходимо дополнить также кинематическим соотношением, связывающим тензор скоростей необратимых (пластических) деформаций e_{ik}^p со скоростями упругой u_{ik}^e и полной u_{ik} деформаций. Расчет деформаций в задаче о соударении пластин [21] показал, что компоненты тензора деформации не превышают в условиях откольного разрушения металлов 0,01. При таких значениях кинетическое соотношение

$$(2.6) \quad \dot{u}_{ik} = e_{ik}^p + \dot{u}_{ik}^e.$$

Преобразуя уравнения (2.1)–(2.5) с учетом соотношений (1.9) и (2.6), после введения параметров $\tilde{\sigma} = \sigma_{zz}/\rho c_l^2$, $\tilde{t} = t/\tau_l$ ($\tau_l = h/c_l$, $c_l = \sqrt{K + \frac{4}{3}\mu}$) / ρ — скорость продольной волны), $\tilde{v} = v_z/c_l$, $\tilde{\rho} = \rho/\rho_0$, $\tilde{\xi} = (h/z)^{-1}$ (h — толщина пластины), $\Pi' = \frac{4}{l^{(3)}} \frac{h}{c_l} \Pi'_{zz}$, $\Pi^0 = \frac{h}{\beta c_l} \Pi$, $\tau_m = \frac{2}{3} \frac{2\mu^2}{(3K + 2\mu)\rho c_l^2}$, $\alpha = \tilde{v}^{(2)}/\tilde{v}^{(1)}$ уравнения преобразуются (символ \sim безразмерных переменных в дальнейшем опускаем):

$$(2.7) \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -\Pi^0, \quad \frac{\partial p'}{\partial t} = \frac{2}{3} \alpha \left(\frac{\partial v}{\partial \tilde{\xi}} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \sigma}{\partial t} \right) - \Pi',$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \alpha \frac{\partial \sigma}{\partial \tilde{\xi}} - \frac{\tau_l}{\tau_m} \sigma - \alpha \kappa \frac{\partial p'}{\partial t}, \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho v) = -\frac{\partial}{\partial \tilde{\xi}} (\rho v^2 - \sigma), \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \tilde{\xi}} (\rho v).$$

Требуется найти численное решение системы (2.7), удовлетворяющее граничным

$$\sigma(0, t) = \sigma_0(t), \quad \sigma(1, t) = 0$$

и начальным условиям

$$v(\tilde{\xi}, 0) = \sigma(\tilde{\xi}, 0) = p(\tilde{\xi}, 0) = 0, \quad \rho(\tilde{\xi}, 0) = 1.$$

Здесь $\sigma_0(t)$ — заданная функция; $\sigma = \sigma_0(t)$ при $t \leq t_1$; $\sigma_0(t) \equiv 0$ при $t > t_1$. Для получения конечно-разностного аналога указанных уравнений использована явная разностная схема второго порядка точности [22]. Параметры временной и пространственной сетки выбирались в соответствии с условием устойчивости $\Delta t \leq \min \{L_f \Delta x/a\}$, где $L_f \approx \frac{1}{3}$ — число Куранта, a — местная скорость звука. Функции Π' и Π^0 , представленные в

[15] через статистические интегралы, аппроксимировались конечными выражениями

$$\Pi' = -A\sigma \exp(-p_a/p') + B(p' - p_b),$$

$$\Pi^0 = \begin{cases} -L\sigma^2 \exp(p) & \text{при } \sigma \geq 0, \\ 0 & \text{при } \sigma < 0 \end{cases}$$

(A, B, p_a, p_b, L — параметры аппроксимации).

В [23] анализируются некоторые конкретные выражения для кинетического уравнения, описывающего рост концентрации микротрещин, и отмечается, что экспоненциальный характер зависимости скорости накопления микротрещин от p позволяет получить качественно верную картину разрушения в условиях откола.

Входящие в уравнения состояния коэффициенты определялись по данным экспериментов на ползучесть алюминия [24, 25] и принимались равными

$$\kappa = 2,5, \alpha = 0,5, \tau_m = 3 \cdot 10^{-6} \text{ с}, \tau_l = 1,96 \cdot 10^{-6} \text{ с},$$

$$A = 3, B = 0,45, p_a = 3 \cdot 10^{-3}, p_b = 10^{-3}, L = 7 \cdot 10^{-13}.$$

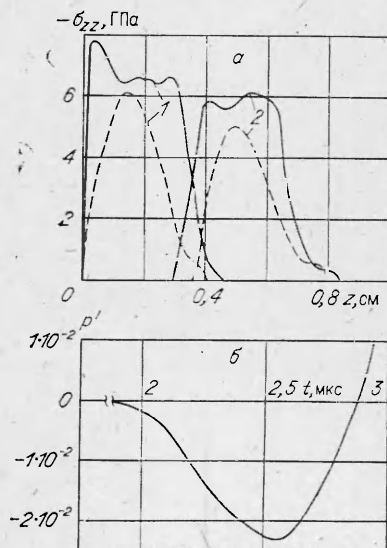
В [23] отмечается, что необходимо согласовывать единой кинетикой разрушения результаты исследования откольного разрушения и испытаний на долговечность под нагрузкой. По-видимому, введение параметра, имеющего смысл переменной состояния, характеризующей изменение структуры материала, например дефектность, предполагает проверку возможности описания экспериментальных результатов в достаточно широкой области изменения условий эксперимента.

Форма импульса нагрузки принималась треугольной и прямоугольной с длительностью $t_1 = 0,75$ мкс и амплитудой отрицательных напряжений соответственно $\sigma_0 = 7$ и 8 ГПа.

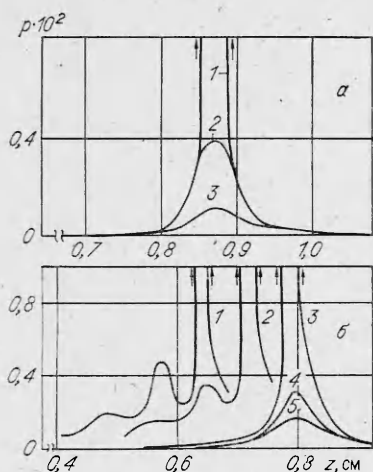
На рис. 3 приведены результаты численного моделирования распространения волн напряжений и изменения во времени бесследовой компоненты параметра плотности микротрещин p_{zz} в сечении откола ($t = 0,75$ и 1,5 мкс — кривые 1 и 2, сплошные — прямоугольный импульс, штриховые — треугольный).

В области напряжений, приближенно соответствующей динамическому пределу текучести, реализуется кинетический переход по параметру p' , что приводит к резкому увеличению темпа релаксации напряжений, изменению профиля пластической волны и выделению упругого предвестника. В [26]

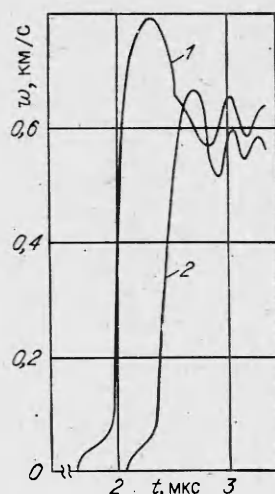
отмечается, что структура ударных волн в основном определяется зависимостью времени релаксации от параметров, характеризующих среду и изменяющихся в процессе нагружения. Особенность предложенного описания состоит в том, что резкое изменение параметра p'_{ik} , приводящее к существенному уменьшению времени релаксации напряжений, реализуется в ситуации, аналогичной фазовому переходу первого рода. Подобная динамическая реакция твердых тел наблюдается при полиморфных превращениях — переходах твердых тел из одной кристаллической модификации в другую [27]. В этом случае по веществу распространяются две ударные волны, следующие одна за другой. Расщепление волны связано с аномальным ходом ударной адиабаты вещества в области фазового перехода,



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

аналог которого — резкое изменение ориентационной моды микротрещин, приводящее к скачку величины деформаций [14].

Таким образом, используя тензорный параметр поврежденности и учитывая нелинейную кинетику его изменения в процессе деформирования, можно описать упруговязкопластическое поведение, в том числе и неустойчивую пластическую реакцию, в рамках релаксационного уравнения для тензора напряжений. В [26] предложена модель, учитывающая изменение времени релаксации, и на ее основе изучена структура волновых фронтов. Изменение времени релаксации описано с привлечением активационных соотношений, учитывающих уровень действующих напряжений. По существу, это соответствует предположению, что времена релаксации по параметру p_{ik} — характерные времена установления равновесия по структурным изменениям в материале — существенно меньше времени релаксации напряжений. В рассматриваемом описании этого предположения не делается.

Отражение волны сжатия от свободной поверхности приводит к формированию растягивающего импульса, появлению объемных изменений в материале за счет роста микротрещин и разрушению.

Кинетика роста объемной концентрации микротрещин представлена на рис. 4 (*a* — для 3,065; 3,0202 и 2,975 мкс (линии 1–3), $\sigma_0 = 4$ ГПа; *b* — для 3,4710; 3,3352; 2,9295; 2,9287 и 2,828 мкс (линии 1–5), $\sigma_0 = 7$ ГПа), она отражает следующие стадии дисперсного разрушения. В области значений феноменологических параметров, соответствующих $\delta > \delta_c$, процесс роста микротрещин характеризуется относительно слабым их объемным взаимодействием и дисперсное разрушение в основном сказывается на изменении релаксационных свойств материала. Особенно сильно, как уже отмечалось, это наблюдается при ориентационном переходе, который сопровождается появлением более упорядоченной системы микротрещин. Резкий переход к упорядоченной структуре в макроскопических объемах может приводить к аномалиям деформационных свойств, известных в задачах динамики как разрушение вследствие неустойчивости пластического сдвига [28]. С ростом объемной концентрации микротрещин происходит переход на абсолютно неустойчивую ветвь зависимости $p_{zz}(\sigma_{zz})$ (см. рис. 1, *a*) и процесс разрушения, продолжая оставаться дисперсным, обретает новые черты, свойственные нелинейным системам в условиях кинетического перехода [29]: в области $\delta < \delta_c$ процесс зарождения и роста микротрещин характеризуется взрывной неустойчивостью.

Переход через порог взрывной неустойчивости ($\delta = \delta_c$) сопровождается сменой временной асимптотики для p_{zz} и интенсивным ростом дефектов в полях перенапряжений, порождаемых микротрещинами. Рассеян-

ное разрушение сменяется образованием кластеров из дисперсно разрушенных областей, и с этого момента кинетика процесса разрушения определяется взаимодействием кластеров, являющихся очагами макроскопических трещин [15]. Рассматриваемая ситуация аналогична той, которая существует в теории фазовых переходов [30], а также в математической теории горения и взрыва [31]. Как известно, исходные дифференциальные уравнения теории горения и взрыва имеют непрерывные решения, непрерывным образом зависящие от параметров, начальных и граничных условий. Но при выделении асимптотик возникает скачкообразность решений, их критичность к малому изменению параметров, т. е. характер решения существенно изменяется.

Рост объемной концентрации микротрещин сопровождается резким увеличением бесследовой компоненты тензора p_{ik} . Инверсия знака p' (см. рис. 3, б) связана с отражением волны сжатия от свободной поверхности и формированием волны растяжения. С увеличением амплитуды начального импульса нагрузки происходит переход от распределения микротрещин с одним максимумом (рис. 4, а) к множественному образованию очагов (рис. 4, б) — областей с резко увеличенной скоростью роста микротрещин.

Экспериментальная информация о закономерностях откольного разрушения косвенно содержится в измерениях скорости свободной поверхности ударно нагружаемых пластин [32]. На рис. 5 изображены рассчитанные профили скорости свободной поверхности w (1 и 2 — прямоугольный и треугольный импульсы). Движение свободной поверхности определяется взаимодействием волны разгрузки и возмущения, образующегося в зоне разрушения в результате роста микротрещин. На профилях w выделяется выход на поверхность упругого предвестника с амплитудой $\sim 0,4$ ГПа. Вслед за упругим предвестником наблюдается выход пластической ударной волны и последующие затухающие колебания скорости w в процессе реверберации откольного импульса. Эти колебания свидетельствуют о том, что внутри образца появилась либо свободная поверхность, либо область с малой динамической жесткостью [10]. Исследованные закономерности перехода к макроскопическому разрушению позволяют дать объяснение явлению перегрузки при нагружениях микросекундной длительности и связанной с ним неоднозначности в определении разрушающих напряжений [33]. Сопоставление кривых $\sigma_{zz}(u_{zz})$ и $p_{zz}(u_{zz})$ (см. рис. 2) обнаруживает характерную особенность: различие в максимальных значениях напряжений на зависимостях $\sigma_{zz}(u_{zz})$ практически не отражается на уровне критических значений параметра p_{zz} .

Объяснение этой ситуации — существование для уравнений (1.5) и (1.7) автомодельного решения, соответствующего асимптотике, на которой процесс роста микротрещин характеризуется взрывной неустойчивостью [13]. Таким образом, неоднозначность в определении разрушающих напряжений, а также слабая зависимость времени до разрушения от амплитуды начального импульса (явление динамической ветви [8]) при нагружениях с длительностью $\sim 10^{-7}$ с связаны с тем, что в условиях ударного нагружения процесс трещинообразования протекает быстрее, чем нарастание растягивающих напряжений в сечении откола, что и приводит к ограничению перегрузки [34].

ЛИТЕРАТУРА

1. Инденбом В. Л., Орлов А. Н. Долговечность материала под нагрузкой и накопленные повреждения. — ФММ, 1977, т. 43, вып. 3.
2. Бетехтин В. И., Владимиров В. И. и др. Пластическая деформация и разрушение кристаллических тел. — Пробл. прочности, 1979, вып. 7—8.
3. Barbee T. W., Seamon L. et al. Dynamic fracture criteria for ductile and brittle metals. — J. Mater., 1972, v. 7, N 3.
4. Seamon L., Curran D. R., Shockey D. A. Computational models for ductile and brittle fracture. — J. Appl. Phys., 1976, v. 47, N 11.
5. Ветехтин В. И., Владимиров В. И. Кинетика микроразрушения кристаллических тел. — В кн.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979.

6. Curran D. R., Shockey D. A., Seamon L. Dynamic fracture criteria for a polycarbonate.— J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 9.
7. Воловец Л. Д., Златин Н. А., Пугачев Г. С. Возникновение и развитие субмикротрещин в полиметилметакрилате при динамическом растяжении (отколе).— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 18.
8. Златин Н. А., Пугачев Г. С. и др. Временная зависимость прочности металлов при долговечностях микросекундного диапазона.— Изв. АН СССР. ФТТ, 1975, т. 17, № 9.
9. Воловец Л. Д., Златин Н. А., Пугачев Г. С. О механизме разрушения твердых тел при временах жизни микросекундного диапазона.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 18.
10. Дремин А. И., Молодец А. М. Кинетические характеристики откольного разрушения.— ПМТФ, 1980, № 6.
11. Новожилов В. В. О пластическом разрыхлении.— ПММ, 1965, т. 29, вып. 4.
12. Баренблатт Г. И., Ботвина Л. Р. Автомоделность усталостного разрушения. Накопление повреждаемости.— Изв. АН СССР. МТТ, 1983, № 4.
13. Наймарк О. Б. О термодинамике деформирования и разрушения твердых тел с микротрещинами. Препринт № 22.— Свердловск: ИМСС УНЦ АН СССР, 1982.
14. Наймарк О. Б., Давыдова М. М., Постных А. М. О деформировании и разрушении гетерогенных материалов с микротрещинами.— Механика композит. материалов, 1984, вып. 2.
15. Наймарк О. Б., Давыдова М. М. О статистической термодинамике твердых тел с микротрещинами и автомоделности усталостного разрушения.— Пробл. прочности, 1986, вып. 1.
16. Бетехтин В. И., Владимиров В. И., Садовников Б. В. Обратимый характер начальной стадии разрушения в металлах.— В кн.: Металлофизика. Киев: Наук. думка, 1975, вып. 61.
17. Бэлл Дж. Б. Экспериментальные основы механики деформируемых твердых тел. I.— М.: Наука, 1984.
18. Наймарк О. Б. О порообразовании, уравнениях состояния и устойчивости сверхпластического деформирования материалов.— ПМТФ, 1985, № 4.
19. Седов Л. И. Введение в механику сплошной среды.— М.: Физматгиз, 1962.
20. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика.— М.: Мир, 1964.
21. Глушко А. И. Исследование откола как процесса образования микропор.— Изв. АН СССР. МТТ, 1978, № 5.
22. Вазов Ф., Форсайт Дж. Разностные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных.— М.: ИЛ, 1963.
23. Канель Г. И., Черных Л. Г. О процессе откольного разрушения.— ПМТФ, 1980, № 6.
24. Бетехтин В. И., Савельев В. Н., Петров А. И. Кинетика накопления микроскопических разрывов сплошности в процессе испытания алюминия на долговечность и ползучесть.— ФММ, 1974, т. 38, вып. 4.
25. Гришаев С. И., Наймарк О. Б. Исследование пластического разрыхления и кинетики разрушения металлов.— В кн.: Структурно-механическое исследование композиционных материалов и конструкций. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1984.
26. Годунов С. К., Козин Н. С. Структура ударных волн в упруговязкой среде с нелинейной зависимостью максвелловской вязкости от параметров вещества.— ПМТФ, 1974, № 5.
27. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
28. Jonas G. H., Zukas J. A. Mechanics of penetration: analysis and experiment.— Int. J. Engng Sci., 1978, v. 16, N 11.
29. Михайлов А. С., Упоров П. В. Критические явления в средах с размножением, распадом и диффузией.— УФН, 1984, т. 144, вып. 1.
30. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления.— М.: Мир, 1973.
31. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
32. Davison L., Stevens A. L., Kipp M. E. Theory of spall damage accumulation in ductile metals.— J. Mech. Phys. Solids, 1977, v. 25, N 1.
33. Златин Н. А., Пугачев Г. С. и др. К вопросу о перегрузке твердых тел при нагружении микросекундной длительности.— Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, вып. 2.
34. Наймарк О. Б., Постных А. М. О явлении динамической ветви при отколе и автомоделности процесса накопления микротрещин.— Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, вып. 20.

Поступила 25/VII 1985 г.