

10. Образцов И. Ф., Васильев В. В., Бунаков В. А. Оптимальное армирование оболочек вращения из композиционных материалов.— М.: Машиностроение, 1977.
11. Баум А. Ф. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
12. Шитов А. Т. и др. ФГВ, 1976, 12, 2, 304.
13. Зайцев Г. П. и др. МКМ, 1980, 5, 881.
14. Гарнопольский Ю. М., Кинцис Т. Я. Методы статических испытаний армированных пластиков.— М.: Химия, 1981.
15. Проектирование, расчет и испытание конструкций из композиционных материалов // Тр. ЦАГИ им. Н. Е. Жуковского.— М., 1973.— Вып. 1.
16. Бажанов В. Л. и др. Сопrotивление стеклопластиков.— М.: Машиностроение, 1968.

Поступила в редакцию 30/XI 1987

УДК 539.3

КИНЕТИКА НАКОПЛЕНИЯ МИКРОТРЕЩИН И СТАДИЙНОСТЬ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ НАГРУЗКАХ

О. Б. Наймарк, В. В. Беллев

(Пермь)

Вопрос о разделении процесса разрушения на временные стадии при ударно-волновых воздействиях был поставлен после уяснения того факта, что время действия напряжений наряду с самими напряжениями играет важную роль. Стадийность процесса разрушения при отколе обсуждается в [1—3], где указывается на известную аналогию характера разрушения в условиях откола и разрушений при квазистатическом нагружении. Однако специфика ударно-волновых нагружений (высокая интенсивность и малая пространственная и временная длительность импульса) изменяет соотношение длительностей характерных периодов разрушения, наблюдаемых при квазистатических нагружениях. При последних отчетливо наблюдаются следующие стадии разрушения: зарождение микротрещин (микропор), их рост и слияние, разделение материала с образованием свободных поверхностей. В зависимости от вида материала и условий нагружения указанные стадии могут иметь различную длительность либо даже не наблюдаться совсем. При вязком разрушении основное время занимают зарождение и рост порообразных несплошностей [4]. Стадия разрыва материала между дефектами занимает значительно меньший интервал времени.

Как правило, процесс динамического разрушения включает следующие основные стадии: быстрое зарождение микродефектов (пор, микротрещин), рост их под действием растягивающих напряжений, слияние микротрещин и разделение материала с образованием одной или более свободных поверхностей. Возникающие на первом этапе несплошности различаются не только размерами, но и формой. Дефекты, образующиеся при деформировании материалов, находящихся в пластическом состоянии, имеют порообразную, почти сферическую форму с соотношением осей $\sim 1:2$. Хрупкие разрушения сопровождаются зарождением дископодобных (плоских) трещин, анизометричность формы которых достигает $\sim 1:15$. Исходя из характерной формы микротрещин, разрушения при динамических нагрузках, как и при квазистатических, подразделяют на два класса: вязкие и хрупкие [5—7]. В случае вязкого разрушения наблюдается постепенное развитие порообразных несплошностей, завершающееся зарождением макроскопической трещины в результате слияния большого числа пор. Хрупкое разрушение сопровождается образованием сетки несплошностей, представляющей собой различным образом ориентированные микротрещины, способные расти в течение всего времени деформирования.

Определение характерных стадий откольного разрушения с точки зрения зарождения и роста микроскопических повреждений представля-

ет значительный практический интерес, так как, например, лавинообразное зарождение в материале большого числа микроповреждений характеризует собой исчерпание его физической прочности. О стадийности процесса разрушения при динамических нагрузках говорит, в частности, тот факт, что для характеристики степени поврежденности твердых тел используют четыре предела: критическое нормальное напряжение, при котором разрушение зарождается (начальный предел), промежуточный, полный и конечный [2]. Предельные напряжения вводятся как качественные характеристики повреждения. В соответствии с ними стадии разрушения включают отсутствие нарушений сплошности; образование в образце трещин или пор, выявляемых на шлифе (начальный откол); образование в мишени большого числа полостей, размер которых вырастает до величины, превышающей диаметр зерна (промежуточный откол); наличие сформировавшихся поверхностей разрушения.

Для детального исследования процесса разрушения, а также для решения прикладных задач необходимо уметь оценивать длительность каждой из этих стадий. Однако это возможно только в случае, если описание разрушения включает модели зарождения и роста дефектов, т. е. основывается на микроскопических моделях процесса разрушения. Необходимость количественной оценки и структурных характеристик различных стадий следует, например, из того факта, что оцениваемые критические (разрывные) напряжения отличаются иногда более чем на порядок [3].

В работе [1] процесс откола разграничивается на стадии в соответствии с определениями, данными в [4]: превращение исходной дефектности в суб- и микроскопические нарушения сплошности; наступление критического (неустойчивого) состояния; закритическое развитие трещин до полного разделения тела. При этом также отмечается аналогия разрушения при отколе с квазистатическим разрушением. В обоих случаях разрушение начинается с появления зародышевых дефектов и сопровождается ростом микротрещин. При достижении микротрещинами определенных размеров и числа разрушение переходит в заключительный самоускоряющийся период и может закончиться уже без внешнего подгружения.

Развитые в [8, 9] представления о кинетике разрушения подтверждают существование указанных стадий, в соответствии с которыми закономерности разрушения целесообразно рассматривать для докритического, критического и закритического состояний. Две последние стадии подробно анализировались в [10] при описании кинетических закономерностей разрушения при ползучести. Физические теории начального (докритического) состояния, основанные на дислокационных представлениях, приводят к следующим выводам: зародыши разрушения в виде тех или иных несовершенств существуют во всяком реальном твердом теле, поэтому необходимо рассматривать и зарождение, и развитие микротрещин из этих зародышевых дефектов; физические закономерности разрушения определяются локальными соотношениями, которые, как правило, существенно изменяются даже при постоянстве средних начальных величин [11].

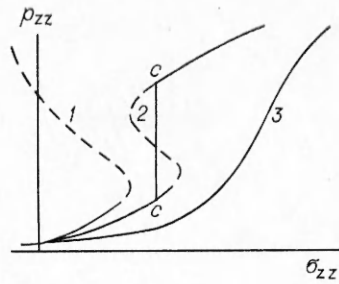
В [8—10] развито статистико-термодинамическое описание поведения ансамбля взаимодействующих микротрещин в твердых телах под нагрузкой. В качестве структурного параметра, определяющего объемную концентрацию и преимущественную ориентацию микротрещин, использован симметричный тензор p_{ik} . Последний определяется усреднением по ансамблю микротрещин, каждая из которых характеризуется микроскопическим тензором $s_{ik} = s v_i v_k$:

$$p_{ik} = n \int s_{ik} W ds d^3 v, \quad (1)$$

где n — число микротрещин в единице объема; s — объем микротрещины; \vec{v} — вектор нормали к ее берегам; W — функция распределения микротрещин по размерам и ориентациям.

Рис. 1. Зависимость плотности микротрещин p_{zz} от напряжения σ_{zz} для различных значений параметра δ .

1 — $\delta < \delta_c$; 2 — $\delta_c < \delta < \delta_*$;
3 — $\delta > \delta_*$.



Описание равновесных свойств среды с микротрещинами проведено в [12] в приближении среднего поля. Решение уравнения (1) для случая одноосного растяжения образцов представлено на рис. 1 в виде качественных зависимостей компоненты тензора плотности микротрещин p_{zz} от напряжения σ_{zz} для различных значений структурного параметра δ . Величина последнего определяется двумя характерными масштабами: средним размером структурной гетерогенности и корреляционным радиусом полей перенапряжений, вносимых микротрещинами [10]. Исследования [12] показали существование трех интервалов δ , определяющих качественно различные реакции материала на рост микротрещин: для $\delta > \delta_*$ зависимость носит устойчивый (обратимый) характер; в интервале $\delta_c < \delta < \delta_*$ наблюдается скачок по параметру p_{zz} , связанный с возможностью спонтанного упорядочения (ориентационный переход) в системе микротрещин; в области $\delta < \delta_c$ скачок по p_{zz} становится бесконечным, и для напряжений $\sigma_{zz} > \sigma_c$ реакция материала на зарождение и рост микротрещин абсолютно неустойчива.

С использованием результатов стохастического описания методами термодинамики необратимых процессов в [9] получены уравнения состояния, включающие соотношения релаксационного типа для тензора напряжений σ_{ik} и кинетические уравнения для тензора плотности микротрещин p_{ik} :

$$\sigma = \zeta e^p - \alpha \dot{p}, \quad (2)$$

$$\Pi = \alpha e^p - \beta \dot{p}, \quad (3)$$

$$\sigma'_{ik} = L_{iklm}^{(1)} e'_{lm} - L_{iklm}^{(2)} \frac{\Delta p'_{lm}}{\Delta t}, \quad (4)$$

$$\Pi'_{ik} = L_{iklm}^{(2)} e'_{lm} - L_{iklm}^{(3)} \frac{\Delta p'_{lm}}{\Delta t}. \quad (5)$$

Здесь $\Pi_{ik} = \Pi \delta_{ik} + \Pi'_{ik} = \frac{\partial F}{\partial p_{ik}}$ — термодинамическая сила, действующая на систему, когда значение p_{ik} отличается от равновесного; F — свободная энергия среды с микротрещинами; σ'_{ik} , e'_{ik} , p'_{ik} и σ , e^p , p — соответственно бесследовые и изотропные компоненты тензоров напряжений, скоростей пластических деформаций и тензора плотности микротрещин; $\Delta(\dots)/\Delta t$ — производная по Яуманну. Уравнения (2)–(5) квазилинейны: кинетические коэффициенты ζ , α , β , $L_{ik}^{(v)}$ в общем случае зависят от инвариантов p_{ik} . Приведенные соотношения описывают «перекрестные» эффекты: влияние трещинообразования на релаксационные процессы и пластичности на кинетику роста микротрещин.

Уравнения состояния (2)–(5) использовались в [9] для описания закономерностей разрушения при растяжении с постоянной скоростью деформации $\dot{\epsilon}_{zz}$. На рис. 2 приведено качественное сопоставление деформационных кривых с кинетическими зависимостями, отражающими изменение p_{zz} . Кривая 1 характерна для хрупкого разрушения. Резкое снижение сопротивления деформированию, следующее сразу за упругим участком, связано с интенсивным ростом объемной концентрации микротрещин при переходе на абсолютно неустойчивую ветвь зависимости $p_{zz}(\sigma_{zz})$ (см. рис. 1, 1). Процесс накопления микротрещин в этом случае

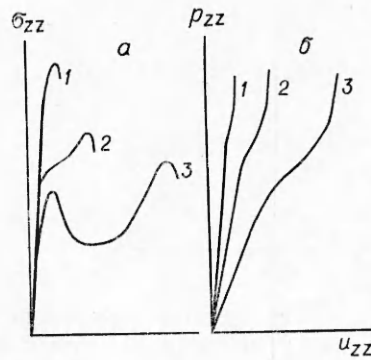


Рис. 2. Деформационные кривые $\sigma_{zz}(u_{zz})$ и кинетические зависимости $p_{zz}(u_{zz})$ при одноосном растяжении с постоянной скоростью деформации \dot{u}_{zz} (кривые 1—3 соответствуют уменьшению \dot{u}_{zz}).

развивается в режиме взрывной неустойчивости. При высоких скоростях деформации релаксационные механизмы в материале проявляются слабо и поля перенапряжений существенно ускоряют процесс разрушения. При уменьшении скорости деформации разрушению предшествует участок пластичности с нелинейным упрочнением (рис. 2, 2). В некотором диапазоне \dot{u}_{zz} наблюдается неустойчивое пластическое деформирование (рис. 2, 3), связанное с наличием области метастабильности по параметру p_{zz} (см. рис. 1, 2). Следствием ориентационного перехода в этой области является резкое увеличение темпа релаксации напряжений. Разрушение в этом случае носит преимущественно вязкий характер.

Развитая модель использовалась для описания закономерностей деформирования и разрушения металлов в условиях ползучести и активного нагружения [9], сверхпластического поведения [8], разрушения при малоциклового усталости [10], а также разрушения в волнах напряжений [13, 14].

С целью изучения характерных временных стадий процесса разрушения металлов в ударных волнах исследуется явление откола в круглой алюминиевой мишени (алюминий 1100) толщиной 0,64 см при соударении со скоростью 142 м/с с диском из кварца (толщина 0,32 см [15]). В случае плоской одномерной волны $e_{xx}^p = e_{yy}^p = u_{xx} = u_{yy} = 0$, $p_{xx} = p_{yy} = 0$; кинетические коэффициенты предполагаются постоянными (первые члены разложения по p_{ik}). С учетом введенных предположений и кинематического соотношения для скоростей деформации $\dot{u}_{ik} = e_{ik}^p + \dot{u}_{ik}^e$ система уравнений состояния совместно с законами сохранения массы и импульса для безразмерных переменных имеет вид [14]

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = -\Pi^0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial \tau} = \frac{2}{3} m \left(\frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial \tau} \right) - \Pi', \quad (7)$$

$$\frac{\partial \tilde{\sigma}}{\partial \tau} = \kappa \frac{\partial v}{\partial \zeta} - \frac{\tau_l}{\tau_m} \tilde{\sigma} - m \kappa \frac{\partial p'}{\partial \tau}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\tilde{\rho} v) = - \frac{\partial}{\partial \zeta} (\tilde{\rho} v^2 - \tilde{\sigma}), \quad (9)$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial \zeta} (\tilde{\rho} v). \quad (10)$$

Здесь $\tilde{\sigma} = \sigma_{zz}/\rho_0 c_l^2$; $c_l = \sqrt{\left(K + \frac{4}{3}\mu\right)/\rho_0}$; $\tau = t/\tau_i$; $\tau_i = h/c_l$ (h — толщина пластины); $v = v_z/c_l$, $\tilde{\rho} = \rho/\rho_0$, $\zeta = z/h$ — безразмерные скорость, плотность и координата; $\Pi' = \Pi'_{zz} h / (l^{(3)} c_l)$; $\Pi^0 = \Pi h / (\beta c_l)$; $\tau_m = l^{(1)}/\mu$ — время релаксации напряжений; $\kappa = \frac{4}{3} \mu^2 / (3K + 2\mu) \rho_0 c_l^2$; $m = l^{(2)}/l^{(1)}$. Функции Π^0 и Π' , представленные в [10] через статистические интегралы,

аппроксимировались конечными выражениями

$$\Pi' = -A\tilde{\sigma} \exp(-p_a/p') + B(p' - p_b), \quad (11)$$

$$\Pi^n = \begin{cases} -L\tilde{\sigma}^2 \exp(p) & \text{при } \tilde{\sigma} > 0, \\ 0 & \text{при } \tilde{\sigma} \leq 0, \end{cases} \quad (12)$$

где A, B, p_a, p_b, L — параметры аппроксимации.

При выборе аппроксимации функции $\Pi^0 = \partial F / \partial p$ имелась в виду абсолютно неустойчивая ветвь зависимости $p_{zz}(\sigma_{zz})$ (см. рис. 1, 1). Такой выбор, по-видимому, справедлив в случае больших уровней напряжений и высоких скоростей нагружения. В условиях откольного разрушения достаточно быстро достигаются напряжения, обеспечивающие самоускоряющееся протекание разрушения. В [16] анализируются некоторые конкретные выражения для кинетического уравнения, описывающего рост концентрации микротрещин, и отмечается, что экспоненциальный характер зависимости скорости накопления микротрещин от их объемной концентрации позволяет получить качественно верную картину разрушения в условиях откола.

Учет в аппроксимации Π всего спектра зависимостей $p_{zz}(\sigma_{zz})$, изображенных на рис. 1, позволяет оценить влияние микротрещин на эффекты объемной сжимаемости, важные при рассмотрении ударно-волновых явлений в пористых средах. Выражение для Π^0 учитывает наиболее существенное свойство процесса накопления микротрещин в волне растяжения: при больших значениях напряжений кинетика разрушения характеризуется сильной нелинейностью по параметру плотности микротрещин. В этом смысле аппроксимация $\partial F / \partial p$ — асимптотическое представление в окрестности предразрывных значений p — аналогична представлению Франк-Каменецкого в теории горения и взрыва [17]. Последнее с хорошей точностью сохраняет основные нелинейные свойства температурной зависимости скорости химического превращения в развитой стадии процесса.

Асимптотический подход использовался также при выборе вида аппроксимации $\Pi' = \partial F / \partial p'$. При этом учитывался тот факт, что наиболее сильно ориентационные эффекты в системе микротрещин проявляются в области метастабильности (см. рис. 1, 2), где создаются условия для скачкообразного изменения ориентационной моды микротрещин, сопровождающегося также резким увеличением объемной концентрации последних.

Введение параметра, имеющего смысл переменной состояния и характеризующего изменение структуры материала, например дефектность, предполагает проверку возможности описания экспериментальных данных в достаточно широкой области изменений условий эксперимента. С учетом корреляции между закономерностями зарождения и роста микротрещин при квазистатических и динамических нагрузках, параметры в уравнениях (6) — (8) оценивались на основе экспериментов на ползучесть при одноосном деформировании [18, 19].

Численное моделирование эксперимента по соударению алюминиевой мишени с кварцевым диском проводилось с использованием явной разностной схемы второго порядка точности. Параметры временной и пространственной сеток выбирались из условия устойчивости по Куранту.

На рис. 3 приведены результаты численного моделирования распространения волн напряжений в различные моменты времени. В области напряжений, приближенно соответствующей динамическому пределу текучести, реализуется кинетический переход по переменной p' [14], что приводит к увеличению темпа релаксации напряжений, изменению профиля ударной волны и выделению упругого предвестника. Резкое изменение p' и, как следствие этого, уменьшение времени релаксации реализуется в ситуации, подобной фазовому переходу первого рода. Такая динамическая реакция твердых тел имеет место при полиморфных пре-

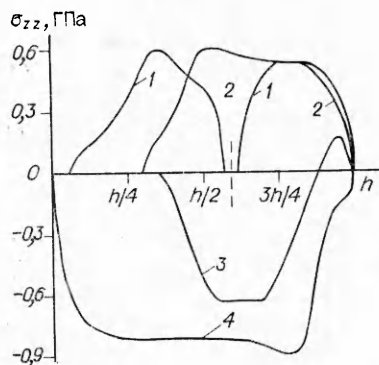


Рис. 3. Уровни напряжений по толщине мишени в различные моменты времени t .
 t , мкс: 1 — 2,3, 2 — 2,1, 3 — 1,6, 4 — 1,1.

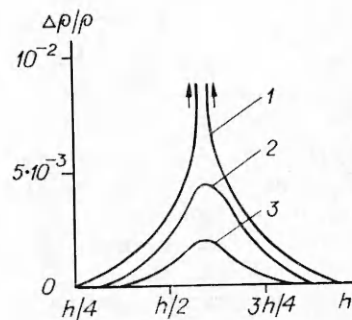


Рис. 4. Кинетика накопления объемной концентрации микротрещин (изменение плотности $\Delta\rho/\rho$).
 t , мкс: 1 — 2,30, 2 — 2,25, 3 — 2,20.

вращениях [20]. В данном случае волна расщепляется при резком изменении ориентационной моды микротрещин, сопровождающемся скачком деформации.

Реализация рассматриваемого кинетического перехода связана с коллективным ориентационным эффектом появления более упорядоченной системы микротрещин. Проявление кооперативности в неравновесных условиях анализируется, например, в работах [21, 22]. В [21] отмечается, что кооперативные свойства на микроструктурном уровне могут усиливаться благодаря диссипации энергии в системе, что в данном случае приводит к резкому изменению ее деформационных свойств. Качественное различие состояний материала, которым соответствуют верхние и нижние термодинамические ветви кривой 2 на рис. 1, позволяет отождествить верхнее состояние с диссипативной структурой. Наблюдаемые при одномерном растяжении образцов линии скольжения (линии Чернова — Людерса) являются, по-видимому, отражением указанной пространственной упорядоченности в системе дефектов.

Возникающая при ударном нагружении волна сжимающих напряжений отражается от свободной поверхности алюминиевой мишени, и при ее взаимодействии с встречной волной разгрузки в мишени образуется область растягивающих напряжений (см. рис. 3). В волне растяжения происходят интенсивное зарождение и рост микротрещин. Кинетика накопления объемной концентрации микротрещин (изменение плотности $\Delta\rho/\rho$) представлена на рис. 4 и отражает следующие основные стадии дисперсного разрушения. В области значений феноменологических параметров, соответствующих $\delta > \delta_c$ (см. рис. 1), рост микротрещин характеризуется относительно слабым их объемным взаимодействием, и дисперсное разрушение в основном сказывается на изменении релаксационных свойств материала. С увеличением объемной концентрации микротрещин наблюдается переход на абсолютно неустойчивую ветвь зависимости $p_{zz}(\sigma_{zz})$ (см. рис. 1, 1), и процесс разрушения, продолжая оставаться дисперсным, обретает новые черты, свойственные нелинейным системам в условиях кинетического перехода [23]: 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. Рассеянный характер разрушения сменяется образованием кластеров (очагов макроскопических трещин [10]) из дисперсно-разрушенных областей. С этого момента разрушение полностью определяется взаимодействием кластеров. Рассматриваемая ситуация аналогична имеющей место в теории фазовых переходов [24] и в математической теории горения

и взрыва [17]. 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.

Возникновение очага макроскопической трещины сопровождается зарождением диссипативной структуры — области интенсивного разрушения, локализованной на характерном масштабе (фундаментальной длине) и развивающейся в режиме с обострением [25]. Таким образом, вне области устойчивости термодинамической ветви (для $\delta < \delta_c$) в среде с микротрещинами появляется новый тип организации (диссипативная структура), связывающий когерентное пространственно-временное поведение системы (зарождение и развитие очага макроскопической трещины) с динамическими процессами внутри системы. Характерно, что рождение качественно нового типа дефекта материала — макроскопической трещины — в системе взаимодействующих микротрещин происходит в режиме взрывной неустойчивости — режиме с обострением.

В [25] при рассмотрении процесса горения среды в режиме с обострением указывалось на зависимость времени обострения τ_c от формы и величины начального возмущения — распределения температуры в начальный момент времени. Подобная ситуация, по-видимому, наблюдается и в откольном разрушении, когда при невысоких скоростях и умеренных амплитудах нагружения форма и величина импульса напряжений определяют координату и момент разрушения (см. рис. 4). Необходимо отметить, что непосредственно начальным возмущением, приводящим к возникновению очага (диссипативной структуры, развивающейся в режиме с обострением), являются не сами напряжения, а инициируемое ими распределение объемной концентрации микротрещин. В условиях откола разрушением, как правило, охвачена существенная область сечения, однако режим с обострением успевает развиться лишь внутри фундаментальных длин с минимальным значением τ_c . С увеличением амплитуды импульса нагрузки (скорости соударения) начальное возмущение приводит к формированию нескольких структур, локализованных на соседних фундаментальных длинах. Эта ситуация соответствует множественному отколу. Описание последнего на основе предложенной модели дано в [14].

Изменение среднего напряжения и плотности микротрещин в сечении откола приведено на рис. 5. Характерно, что с ростом концентрации микротрещин величина растягивающих напряжений снижается и происходит разгрузка материала в зоне растущих несплошностей.

Взрывообразный рост объемной концентрации микротрещин вызывает распространение волны возмущения (откольного импульса), движущейся от зоны интенсивного разрушения в обе стороны. При достижении откольным импульсом свободной (тыльной) поверхности мишени ее скорость увеличивается. Резкое изменение скорости при этом позво-

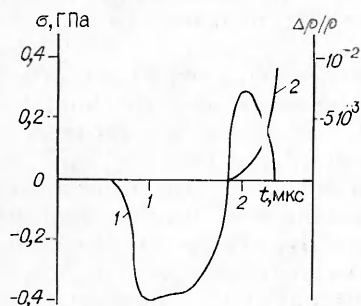


Рис. 5. Изменение среднего напряжения σ и плотности $\Delta\rho/\rho$ в сечении откола.

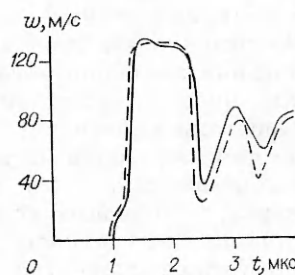


Рис. 6. Расчетные (сплошная линия) и экспериментальные профили скорости свободной поверхности.

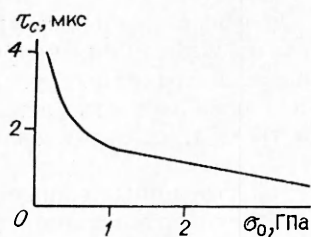


Рис. 7. Зависимость времени обострения τ_c от амплитуды начального импульса нагрузки σ_0 .

ляет оценить, например, характер откольного разрушения (преимущественно вязкий или хрупкий) в зависимости от крутизны фронта откольного импульса [26], а также время, в течение которого сформировался и начал расти очаг макроскопической трещины. Таким образом, зная скорость движения свободной поверхности w , можно получить информацию о кинетике процесса разрушения. Количественное сопоставление результатов расчета и данных эксперимента [15] отражены на рис. 6. На профилях w вслед за упругим предвестником наблюдаются выход пластической ударной волны и последующие затухающие колебания скорости в процессе реверберации откольного импульса. Расчетная координата откола $z_{отк} = 0,37$ см, что дает близкую к экспериментально определенной величину откольной пластины.

Исследованные закономерности перехода к макроскопическому разрушению в условиях откола позволяют дать объяснение явлению перегрузки и связанной с ним неоднозначности в определении разрушающих напряжений [13]. Сопоставление кривых $\sigma_{zz}(u_{zz})$ и $p_{zz}(u_{zz})$ (см. рис. 2) обнаруживает характерную особенность: различие максимальных значений напряжений на зависимостях $\sigma_{zz}(u_{zz})$ практически не отражается на уровне критических значений параметра p_{zz} . Объясняет эту ситуацию существование для уравнений (2), (3) автомодельного решения, соответствующего асимптотике, на которой процесс роста микротрещин характеризуется взрывной неустойчивостью. Кинетический переход, сопровождающийся сколь угодно большим ростом объемной концентрации микротрещин, на завершающей стадии дисперсного разрушения полностью определяется полями перенапряжений, порождаемыми микротрещинами. На рис. 7 видно, что начиная с некоторых значений σ_0 кривая выполаживается и ее наклон слабо зависит от σ_0 . Эта характерная для ударных нагружений слабая зависимость времени до разрушения от σ_0 (явление динамической ветви [27]) объясняется автомодельностью роста микротрещин на развитой стадии разрушения [10, 13, 14]. Анализ экспериментальных данных показывает, что в рассматриваемой области динамического нагружения стадия локализации разрушения реализуется за $\sim 10^{-7}$ с, при этом размер микротрещин достигает ~ 1500 Å. По данным работы [28], близкого размера в предразрывном состоянии достигали микротрещины и при статическом нагружении. Таким образом, процесс разрушения в его развитой стадии характеризуется известной независимостью от величины напряжений и его кинетика определяется основной для данного состояния нелинейностью, являющейся внутренним свойством системы.

Объяснение стадий разрушения, предложенное в работе, основано на описании эволюции ансамбля взаимодействующих микротрещин. Разделение процесса разрушения на характерные периоды определяется особенностями кинетики развития нелинейной системы, способной к кинетическим переходам и явлениям самоорганизации. Это позволило с единых позиций описать кинетику разрушения при квазистатических и при ударно-волновых условиях нагружения. Известное же разделение зависимости долговечности на две ветви — квазистатическую и динамическую (откольную) — связано с ошибочным описанием кинетики разрушения соотношениями, связывающими долговечность и разрушающее напряжение. Именно благодаря этому долгое время существовал «незаполненный» интервал долговечности от 10^{-2} до 10^{-6} с.

С учетом установленных кинетических закономерностей естественно рассматривать три стадии откольного разрушения:

1) докритическая, соответствующая термодинамической ветви зависимости $p_{zz}(\sigma_{zz})$ (см. рис. 1). Она связана с дисперсным зарождением и ростом слабо взаимодействующих микротрещин и может быть охарактеризована временным интервалом, аналогичным периоду индукции в теории горения и взрыва;

2) критическая, связанная с переходом через порог взрывной неустойчивости и формированием очагов макроскопических трещин. Длительность стадии определяется временем выхода на автомодельный режим;

3) закритическая (режим с обострением) — возникновение и развитие очагов макроскопических трещин. Длительность стадии характеризуется временем обострения, включающим время фокусировки автомодельного профиля распределения плотности микротрещин [25] и время распространения макроскопической трещины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин А. Н., Молодец А. М. ПМТФ, 1980, 6, 85.
2. Голубев В. К., Новиков С. А. и др. ПМТФ, 1983, 4, 151.
3. Фадеенко Ю. И. // Динамика сплошной среды.— Новосибирск, 1977.— Вып. 32.
4. Фридман Я. Б. Механические свойства металлов: Деформация и разрушение.— М.: Машиностроение, 1974.— Ч. I.
5. Barbee T. W., Seamon L. et al. J. Materials, 1972, 7, 3, 393.
6. Seamon L., Curran D. R., Shockey D. A. J. Appl. Phys., 1976, 47, 11, 4814.
7. Curran D. R., Shockey D. A., Seamon L. J. Appl. Phys., 1973, 44, 9, 4025.
8. Наймарк О. Б. ПМТФ, 1985, 4, 144.
9. Наймарк О. Б. О термодинамике деформирования и разрушения твердых тел с микротрещинами.— Свердловск, 1982.— (Препр./УИЦ АН СССР, ИМСС; № 22).
10. Наймарк О. Б., Давыдова М. М. Пробл. прочн., 1986, 1, 91.
11. Инденбом В. Л., Орлов А. Н. Физика метал. и металловед., 1977, 43, 3, 469.
12. Наймарк О. Б., Давыдова М. М., Постных А. М. МЖМ, 1984, 2, 271.
13. Наймарк О. Б., Постных А. М. Письма в ЖТФ, 1984, 10, 20, 1247.
14. Беляев В. В., Наймарк О. Б. ПМТФ, 1987, 1, 163.
15. Davison L., Stevens A. L., Kipp M. E. J. Mech. Phys. Solids, 1977, 25, 1, 11.
16. Канель Г. И., Черных Л. Г. ПМТФ, 1980, 6, 78.
17. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
18. Бетехтин В. И., Савельев В. Н., Петров А. И. ФММ, 1974, 38, 4, 834.
19. Гришаев С. Н., Наймарк О. Б. // Структурно-механическое исследование композиционных материалов и конструкций.— Свердловск: УИЦ АН СССР, 1984.
20. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
21. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций.— М.: Мир, 1973.
22. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах.— М.: Мир, 1979.
23. Михайлов А. С., Упоров И. В. УФН, 1984, 144, 1, 79.
24. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления.— М.: Мир, 1973.
25. Дмитренко Н. В., Курдюмов С. П. и др. Возникновение структур в нелинейных средах и нестационарная термодинамика режимов с обострением.— М., 1976.— (Препр./АН СССР. ИПМ им. М. В. Келдыша; № 74).
26. Молодец А. М., Дремин А. П. ФГВ, 1986, 22, 2, 110.
27. Златин Н. А., Пугачев Г. С. и др. ФТТ, 1975, 17, 9, 2599.
28. Воловец Л. Д., Златин Н. А., Пугачев Г. С. // Проблемы прочности и пластичности твердых тел.— Л.: Наука, 1979.

Поступила в редакцию 14/IX 1987