

точки зрения ясно, что чем интенсивнее кинетика, тем большим должно быть расстояние между упругой и пластической волнами. Численный расчет это подтверждает. На фиг. 2 изображены профили с $B = 1$ и 3, наглядно иллюстрирующие это обстоятельство.

Интересные задачи встают в связи с возможностями экспериментальной проверки результатов расчета. Желательно было бы установить наличие стационарной двухволновой структуры. К сожалению, эта задача очень трудна, если расстояния и времена соответствуют расчетным, однако, как уже отмечали, кинетические константы могут отличаться от принятых и изучение структуры фронта может оказаться возможным.

Поступила 15 XI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В. Фазовые превращения в ударных волнах.— ПМТФ, 1978, № 4.
2. Подурец М. А., Симаков Г. В., Трунин Р. Ф. О фазовом равновесии в ударно-сжатом кварце и о характере кинетики фазового перехода.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1976, № 7.
3. Подурец М. А., Трунин Р. Ф. Об одной особенности ударной сжимаемости кварцита.— ДАН СССР, 1970, т. 195, № 4.
4. Keh A. S. Weissmann.— In: Proc. of the Conf. on Electron Microscopy and Strength of Materials. N. Y., 1963.
5. Gilman J. Dislocation dynamics and the response of materials.— Appl. Mech. Rev., 1968, vol. 21, N 8.
6. Lee E. H., Liu D. T. Finite-strain elastic-plastic theory with application to plane-wave analysis.— J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 1.
7. Lee E. H. Elastic-plastic deformation at finite strain.— J. Appl. Mech., 1969, vol. 36, N 1.
8. Любов Б. Я. Кинетическая теория фазовых превращений. М., Металлургия, 1969.

УДК 532.593

О ПРОЦЕССЕ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

Г. И. Канель, Л. Г. Черных

(Черноголовка)

Многочисленные исследования откольных явлений после выхода импульса сжатия на свободную поверхность образца показывают, что реализуемая при отколе прочность зависит от характерного времени действия нагрузки. В ряде работ [1—4] предлагаются дискретные критерии откольного разрушения, определяющие возможность разрушения через величину растягивающего напряжения и время его действия в данном сечении образца. Но, с одной стороны, нагрузка в любом сечении, вообще говоря, может произвольно изменяться, с другой стороны, сам процесс разрушения приводит к падению растягивающего напряжения, что затрудняет реальное использование дискретных критериев откола. В [5—7] обсуждается возможность введения в критерий откола непрерывной меры разрушения, в качестве которой могут использоваться размеры и количество трещин, остаточная прочность полуразрушенного образца и т. д. Экспериментальная информация о процессе разрушения может быть получена из металлографического анализа сохранных образцов [5, 6], либо из экспериментов по непрерывной регистрации скорости свободной поверхности образца при выходе на нее импульса сжатия и «откольного» импульса [8—11]. Получение непрерывной количественной информации непосредственно из зоны разрушения в настоящее время невозможно.

В данной работе рассматривается влияние кинетики разрушения на газодинамику волнового процесса. При газодинамическом анализе явления наиболее удобно в качестве меры разрушения взять удельный объем трещин v_T . Сдвиговой прочностью среды в дальнейшем будем пренебре-

гать. Скорость роста трещин (или пор) в материале, как следует из общих соображений [6, 7], определяется величиной действующего отрицательного давления p и достигнутой степенью разрушения v_T :

$$(1) \quad v_T = f(p, v_T).$$

В [6] предлагаются конкретные выражения для кинетики разрушения (1), основанные на модели экспоненциального зарождения и вязкого роста трещин.

Для того чтобы посмотреть, какую информацию о влиянии непрерывного разрушения на газодинамику процесса можно получить в общем виде, проследим изменение состояния вещества вдоль характеристик в линейном материале, т. е. в материале, уравнение состояния которого имеет вид

$$(2) \quad \frac{\rho^2}{\rho_0^2} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{v_T = \text{const}} = a^2 = \text{const},$$

где ρ , ρ_0 — текущая и начальная плотность вещества. Удельный объем разрушаемой среды v складывается из объема сплошного материала v_c и объема трещин v_T :

$$(3) \quad v = v_c + v_T.$$

Уравнения движения и непрерывности с учетом (1)—(3) для одномерного случая имеют в лагранжевых координатах вид

$$(4) \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0 a^2} \frac{\partial u}{\partial h} - \rho_0^2 a^2 \frac{\partial v_T}{\partial t} = 0,$$

где u — массовая скорость вещества; h — лагранжева координата.

Для определения характеристических направлений выразим производные по времени в системе уравнений (1)—(4), описывающих движение разрушаемой среды через производные d/dt по направлению $dh/dt = \lambda$:

$$(5) \quad \begin{aligned} \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial h} - \lambda \frac{\partial u}{\partial h} &= - \frac{du}{dt}, \\ \lambda \frac{\partial p}{\partial h} - \rho_0 a^2 \frac{\partial u}{\partial h} - \rho_0^2 a^2 \lambda \frac{\partial v_T}{\partial h} &= \frac{dp}{dt} - \rho_0^2 a^2 \frac{dv_T}{dt}, \\ \lambda \frac{\partial v_T}{\partial h} - \frac{dv_T}{dt} &= f(p, v_T). \end{aligned}$$

По определению выбранное направление λ будет характеристическим в случае, когда определитель системы (5) обращается в нуль. Отсюда определяем $\lambda = \pm a$, $\lambda = 0$, следовательно, характеристиками в рассматриваемом случае, как и в нерелаксирующей среде, являются прямые с наклоном $dh/dt = \pm a$ и траектории частиц $h = \text{const}$.

Производные массовой скорости и давления вдоль характеристики C_+ с учетом (2)—(4) имеют вид

$$(6) \quad \begin{aligned} \frac{du}{dt} \Big|_{C_+} &= \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 a \frac{\partial v_T}{\partial t}, \\ \frac{dp}{dt} \Big|_{C_+} &= \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_0 a \frac{\partial u}{\partial t} = - \rho_0 a \frac{du}{dt} \Big|_{C_+} + \rho_0^2 a^2 \dot{v}_T. \end{aligned}$$

Аналогично вдоль характеристики C_-

$$(7) \quad \frac{dp}{dt} \Big|_{C_-} = \rho_0 a \frac{du}{dt} \Big|_{C_-} + \rho_0^2 a^2 \dot{v}_T.$$

Из (6), (7) видно, что при $\dot{v}_T > 0$ траектории изменения состояния вдоль характеристик в координатах p, u отклоняются от определяемых инвариантами Римана прямых $p = +\rho_0 a u + \text{const}$ в сторону больших давлений.

Рассмотрим изменение амплитуды волны растяжения после отражения от свободной поверхности распространяющегося в положительном направлении треугольного импульса сжатия. Будем обозначать индексом $+$ состояния непосредственно перед скачком растяжения, индексом $-$ непосредственно за скачком. На распространяющемся в отрицательном направлении скачке разрежения выполняется условие Рэнкина — Гюгонно

$$(8) \quad p^- - p^+ = -\rho_0 a (u^- - u^+).$$

Учитывая, что отраженная волна накладывается на падающую прос- тую волну сжатия, для которой $\dot{v}_T = 0$ и $dp = \rho_0 a du$, из (7), (8) получим

$$(9) \quad \left. \frac{dp}{dt} \right|_{c_-} = 2 \left. \frac{dp}{dt} \right|_{c_+} - \left. \frac{dp}{dt} \right|_{c_-} + \rho_0^2 a^2 \dot{v}_T = 2\dot{p}_0 + \frac{1}{2} \rho_0^2 a^2 \dot{v}_{T0},$$

где $\dot{p}_0 = \left. \frac{1}{2} \frac{dp}{dt} \right|_{c_+} = \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right)_h$ — скорость изменения давления в падающем

импульсе в момент подхода к данной частице скачка растяжения; \dot{v}_{T0} — начальная скорость разрушения непосредственно за скачком. Согласно (9), при $\dot{v}_{T0} > 0$ нарастание амплитуды волны растяжения происходит медленнее, чем в случае неразрушаемой среды. Этот вывод необходимо учитывать при определении откольной прочности материалов. Рассмотрим для примера случай линейной зависимости скорости разрушения от давления:

$$\dot{v}_{T0}(p) = -2Ap / \rho_0^2 a^2.$$

Для треугольного падающего импульса ($\dot{p}_0 = \text{const}$) интегрированием (9) получим выражение для амплитуды волны растяжения

$$(10) \quad p^- = 2\dot{p}_0 [1 - \exp(-At)] / A = 2\dot{p}_0 \left[1 - \exp\left(A \frac{h-h_0}{a}\right) \right] / A,$$

где h_0 — координата свободной поверхности образца. Согласно (9), (10), амплитуда волны растяжения асимптотически приближается к величине, определяемой условием

$$\dot{v}_{T0} = -4\dot{p}_0 / \rho_0^2 a^2, \quad p^- = 2\dot{p}_0 / A.$$

Информация об отколе выходит на свободную поверхность образца в виде волны сжатия (откольного импульса), вызывающей подъем экспериментально регистрируемой скорости поверхности $w(t)$. Рассмотрим условия на характеристиках, соответствующие минимуму на профиле $w(t)$.

Очевидно, что минимум на профиле $w(t)$ соответствует слиянию траекторий изменения состояния вдоль C_+ -характеристик. Можно показать, что при условии $\dot{v}_T > 0$ в точке слияния траектории изменения состояния вдоль характеристик C_+ и C_- имеют общую касательную. Действительно, в противном случае при прохождении траектории изменения состояния

вдоль характеристики C_- через точку слияния должно выполняться условие $\frac{dp}{dt}\Big|_{C_-} = 0$ и $\frac{du}{dt}\Big|_{C_-} = 0$, а согласно (7), это возможно только при $v_T = 0$. Учитывая, что $\frac{du}{dt}\Big|_{C_+} + \frac{du}{dt}\Big|_{C_-} = 2\frac{\partial u}{\partial t}$ и $\frac{dp}{dt}\Big|_{C_+} + \frac{dp}{dt}\Big|_{C_-} = 2\frac{\partial p}{\partial t}$, приходим к выводу, что в точке слияния траектории изменения состояния для фиксированной частицы и вдоль характеристик C_+ и C_- имеют общую касательную.

Дальнейшее исследование процесса проведено путем численного моделирования явления. Методом конечных разностей на ЭВМ решалась одномерная газодинамическая задача о течении в разрушаемой пластине после выхода импульса сжатия треугольной или квадратичной формы на свободную поверхность пластины. Задача решалась в акустическом (уравнение состояния в виде (2)) и гидродинамическом приближениях. Задача в акустическом приближении решалась методом характеристик, причем шаг счета по времени брался равным $\Delta t = \Delta h/a$, где Δh — шаг счета по пространству. Длина падающего импульса сжатия бралась равной толщине пластины. Решение в гидродинамическом приближении осуществлялось сквозным методом с использованием шахматной сетки и квадратичной псевдовязкости [12]. Уравнение состояния при этом задавалось в виде

$$p = \rho_0 c_0^2 \left[\exp \left(4b \frac{v_0 - v_c}{v_0} \right) - 1 \right] / 4b,$$

где $v_0 = 1/\rho_0$; c_0 , b — константы в линейном выражении ударной адiabаты вещества $D = c_0 + bu$.

Расчет изменения состояния на каждом временном слое в обоих случаях проводился в два этапа, на первом из которых полагался замороженным процесс разрушения, а на втором замораживался газодинамический процесс и проводился расчет разрушения при постоянных v , u . Изменившиеся в результате разрушения значения давлений брались за начальные для следующего газодинамического шага. Плотность и сжимаемость исследуемой среды брались соответствующими железу. Кинетика разрушения (1) варьировалась.

Часть расчетов проведена с использованием кинетики вязкого роста трещин [6]:

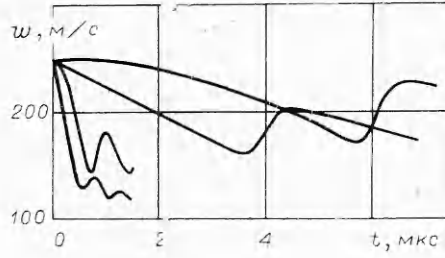
$$(11) \quad v_T = -p[v_T + v_{T0}(p)]/k,$$

где k — константа, по размерности и физическому смыслу подобная вязкости, $v_{T0}(p)$ — определяющая начальную скорость разрушения функция давления, которую можно трактовать как скорость зарождения очагов разрушения или начальное распределение потенциальных очагов разрушения в материале. Проведены расчеты с двумя типами функции $v_{T0}(p)$:

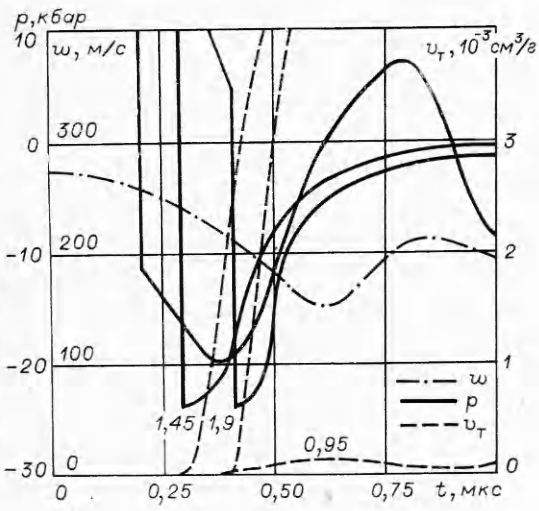
$$(12) \quad v_{T0} = v^* \exp(p/p^*);$$

$$(13) \quad v_{T0} = v^* \left[1 + th \left(\frac{p - p_K}{p^*} \right) \right].$$

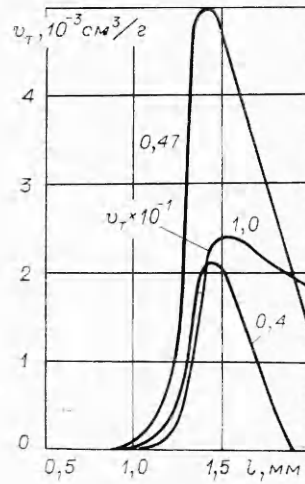
На фиг. 1 представлены результаты расчетов в акустическом приближении скорости свободной поверхности $w(t)$ пластины при кинетике разрушения в виде (11), (12) с константами $k = 2 \cdot 10^3$ г·см⁻¹·с⁻¹, $v^* = 10 \cdot 10^{-13}$ см³·г⁻¹, $p^* = -1 \cdot 10^9$ г·см⁻¹·с⁻². Качественно рассчитанные профили получают подобными регистрируемым экспериментально [8—11] — наблюдается подъем величины $w(t)$, связанный с выходом на поверхность информации об отколе, и последующие затухающие колебания



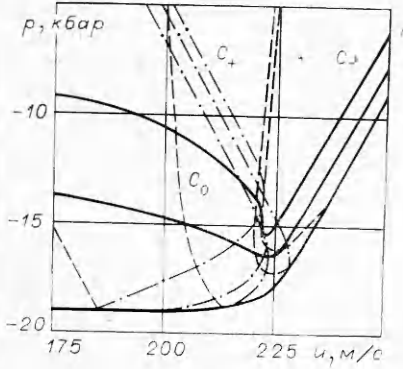
Фиг. 1



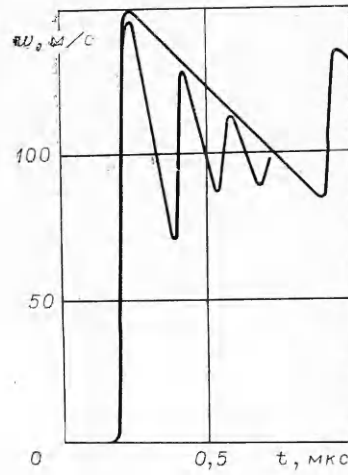
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

скорости w в процессе реверберации откольного импульса. Типичные профили давления $p(t)$ в зоне разрушения показаны на фиг. 2. Там же в едином масштабе времени приведены профили скорости свободной поверхности $w(t)$ и удельного объема трещин $v_T(t)$ для случая $k = 1,25 \cdot 10^3$, $v^* = 3 \cdot 10^{-14}$, $p^* = -1 \cdot 10^9$. Числами у кривых показано расстояние l (в миллиметрах) от свободной поверхности образца. Процесс разрушения приводит к уменьшению величины отрицательного давления. На фиг. 3 приведены рассчитанные при тех же константах кинетики разрушения кривые распределения степени разрушения $v_T(l)$ по толщине образца. Числа у кривых соответствуют промежутку времени (в микросекундах) от момента выхода фронта импульса сжатия на свободную поверхность пластины толщиной 4 мм. Видно, что расчет с кинетикой (11), (12) дает размытую область разрушения. На фиг. 4 показана часть полученной в результате расчета p, u -диаграммы процесса в области слияния траекторий изменения состояния вдоль характеристик. Как и следовало ожидать, изменение амплитуды волны растяжения по мере ее распространения от свободной поверхности в глубь пластины-образца носит асимптотический характер. Процесс разрушения может приводить к изменению не только величины, но и знака наклона траекторий изменения состояния вдоль характеристик C_+ и C_- . В месте слияния траекторий изменения состояния вдоль характеристик C_+ расчет показывает их касание с траекторией изменения состояния вдоль C_- и вдоль $h = \text{const}$, причем наклон касательной близок к вертикальному $\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{du}{dt} \Big|_{C_+} - \frac{du}{dt} \Big|_{C_-} \approx 0$. Согласно (4), (6), (7), отсюда следует, что в точке слияния

$$(14) \quad \frac{\partial v}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial t} = \rho_0^2 \frac{\partial v_T}{\partial t}.$$

Качественно распространяющуюся в положительном направлении от зоны разрушения волну можно представить как наложение двух волн — разгрузочной части падающего импульса и появляющейся в результате разрушения волны сжатия. Минимум на профиле $w(t)$ в этом случае можно трактовать как равенство по абсолютной величине значений \dot{p}_0 в падающей волне разрежения и в вызываемой разрушением волне сжатия. С учетом (14) это дает ориентир для первичной оценки кинетики разрушения (1) по серии профилей $w(t)$, полученных в экспериментах с различной скоростью спада давления в падающем импульсе.

Модельные расчеты показывают, что кинетика вязкого роста трещин (11), (12) может обеспечить качественное подобие рассчитанных и экспериментальных профилей $w(t)$ и зависимость от характерной длительности падающего импульса величины перепада w от максимума до первого минимума. Однако в расчете с этой кинетикой не удастся воспроизвести множественный откол [1], зона разрушения получается более размытой, чем наблюдается экспериментально [6], амплитуда откольного импульса уменьшается с увеличением крутизны падающего импульса. Использование функции $v_{T0}(p)$ с насыщением в виде (13) усугубляет эти недостатки. Сравнение с экспериментальными данными приводит к предположению, что реально процесс разрушения происходит быстрее, резче, зависимость \dot{v}_T от v_T должна быть более сильной. С другой стороны, было бы желательно согласовать единой кинетикой разрушения результаты исследований откольного разрушения и испытаний на долговечность образцов под нагрузкой [11, 13]. Удовлетворить этим требованиям может кинетика разрушения в виде

$$(15) \quad \dot{v}_T = -sp \exp(p/p_R + v_T/v_R),$$

где s , p_K , v_K — константы материала. При постоянной нагрузке время разрушения до заданной величины v_T и максимальное время разрушения получаются интегрированием (15):

$$\tau = -v_K [1 - \exp(-v_T/v_K)] \exp(-p/p_K)/sp,$$

$$\tau_{\max} = -v_K \exp(-p/p_K)/sp,$$

где $p < 0$. Таким образом, (15) дает близкую к экспоненциальной зависимость долговечности образца под нагрузкой от приложенного растягивающего напряжения, как и наблюдается экспериментально. Примеры рассчитанных в гидродинамическом приближении с использованием (15), где $s = 10^{-9} \text{ см}^4 \cdot \text{г}^{-2} \cdot \text{с}$, $p_K = -3 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$, $v_K = 6 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1}$, профилей показаны на фиг. 5. Как и следовало ожидать, использование кинетического соотношения (15) привело к увеличению амплитуды откольного импульса и сужению зоны разрушения. Наблюдается также множественный откол.

Таким образом, представление о непрерывном процессе разрушения с использованием в качестве меры разрушения удельного объема трещин может обеспечить описание результатов исследования откольных явлений путем сопоставления данных экспериментов и модельных расчетов. Анализ показывает наличие ряда газодинамических особенностей процесса откольного разрушения, которые могут быть использованы для получения дополнительной экспериментальной информации о кинетике разрушения. Так, представляется вполне возможным использовать влияние разрушения на закон изменения амплитуды волны растяжения для оценки начальной скорости процесса. Для выявления конкретного функционального вида кинетики разрушения (1) различных материалов и определения количественных характеристик кинетики требуются дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

Поступила 18 X 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Breed B. R., Mader C. L., Venable D. Technique for the determination of dynamic-tensile strength characteristics.— J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 8.
2. Tuler F. R., Butcher B. M. A criterion for the time dependence of dynamic fracture.— Intern. J. Fract. Mech., 1968, vol. 4, N 2.
3. Cohen L. J., Berkowitz H. M. Time-dependent fracture criteria for 6061-T6 aluminum under stress-wave loading in uniaxial strain.— Intern. J. Fract. Mech., 1971, vol. 7, N 2.
4. Иванов А. Г. Откол в квазиакустическом приближении.— ФГВ, 1975, т. 11, № 3.
5. Тарасов Б. А. О количественном описании откольных повреждений.— ПМТФ, 1973, № 6.
6. Barbee T. W., Seaman Jr. L., Crewdson R. Dynamic fracture criteria for ductile and brittle metals.— J. Materials, 1972, vol. 7, N 3.
7. Davison L., Stevens A. L. Continuum measures of spall damage.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 3.
8. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. Исследование разрушения стали, алюминия, меди при взрывном нагружении.— Физ. металлов и металловедение, 1966, т. 21, № 4.
9. Cohran S., Banner D. Spall studies in uranium.— J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, № 7.
10. Молодец А. М. Измерения откольной прочности трех сталей.— В сб.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черногловка, 1978.
11. Златин Н. А., Пугачев Г. С., Мочалов С. М., Врагов А. М. Временные закономерности процесса разрушения металлов при интенсивных нагрузках.— ФТТ, 1975, т. 17, № 9.
12. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. М., Наука, 1975.
13. Регель В. Р., Слущер А. И., Томашевский Э. И. Кинетическая природа прочности твердых тел.— УФН, 1972, т. 106, № 2.