

в работе [11]. Однако в ней характер остаточных напряжений и их образование не обсуждались, так как основное внимание в работе уделено динамике развития взрыва в насыщенной пористой среде.

Поступила 26 VI 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев В. Д., Григорян С. С., Новгородов А. Ф., Рыков Г. В. Некоторые экспериментальные исследования по динамике мягких грунтов.— ДАН СССР, 1960, т. 133, № 6.
2. Григорян С. С. К решению задачи о подземном взрыве в мягких грунтах.— ПММ, 1964, т. 28, № 6.
3. Цветков В. М., Сизов И. А., Поликарпов А. Д. О поведении хрупкоразрушаемой среды при камуфлетном взрыве.— ФТПРПИ, 1977, № 4.
4. Цветков В. М., Сизов И. А., Сырников Н. М. О механизме разрушения хрупкой среды при камуфлетном взрыве.— ФТПРПИ, 1977, № 6.
5. Физика взрыва. М., Наука, 1975.
6. Компанец А. С. Ударные волны в пластической уплотняющейся среде.— ДАН СССР, 1956, т. 109, № 1.
7. Андрианки Э. И., Корявов В. П. Ударная волна в переменнo-уплотняемой пластической среде.— ДАН СССР, 1959, т. 128, № 2.
8. Николаевский В. Н., Басниев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. М., Недра, 1974.
9. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., Недра, 1974.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.
11. Ловецкий Е. Е., Масленников А. М., Фетисов В. С. Расширение газовой полости в газодонасыщенной упругопластической среде.— ПМТФ, 1979, № 1.

УДК 539.4.019 + 620.187.7

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ

Б. Г. Холодарь

(Челябинск)

В настоящее время получила значительное развитие теория долговечности, основанная на термофлуктуационных представлениях [1]. Показано, что термофлуктуационный механизм разрушения сохраняется в диапазоне времен долговечности от нескольких лет до долей микросекунд.

Классическим примером зависимости долговечности t_p от нагрузки служит формула С. Н. Журкова

$$(1) \quad t_p = t_0 \exp \left\{ \frac{U_0 - \alpha \sigma}{k \vartheta} \right\},$$

где $t_0 \approx 10^{-13}$ с; k — постоянная Больцмана; ϑ — абсолютная температура; σ — растягивающее напряжение; U_0 — энергия активации процесса разрушения; α — структурный параметр материала.

Однако возможность практического применения уравнения (1) ограничены в связи с тем, что параметры U_0 и α оказываются зависящими от условий нагружения (вида напряженного состояния, режима нагружения и др.). Эти ограничения могут быть в значительной степени сняты, если при проведении расчетов использовать, как это принято в механике [2, 3],

дифференциальные уравнения развития поврежденности, в частности, такие, которые в качестве решения для случая одномерного растяжения стержня давали бы для долговечности зависимость, близкую к формуле С. Н. Журкова.

Уравнения подобного типа для одномерного и объемного напряженных состояний были предложены в [4, 5]. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными показывает, что уравнения с достаточной полнотой отражают закономерности процесса развития поврежденности материалов в различных режимах нагружения.

В данной работе в целях упрощения рассматривается одномерный случай, а для проведения расчетов используется уравнение

$$(2) \quad d\omega/d\tau = (1 - \omega)Sh\{\varphi(X/(1 - \omega))\},$$

где ω — поврежденность материала ($0 \leq \omega \leq 1$); τ — безразмерное время, введенное вместо времени t по формуле $\tau = vt$; $v = v_0 e^{-Y}$; $Y = U_0/k\vartheta$; v_0 — константа материала; $X = \alpha\sigma/k\vartheta$ — безразмерный параметр нагрузки; $U_0, \alpha, k, \vartheta, \sigma$ сохраняют тот же смысл, что и в уравнении (1).

Сомножитель $(1 - \omega)^{-1}$, входящий в аргумент функции φ , учитывает возрастание средних напряжений в поврежденном сечении.

Примем в соответствии с общими представлениями [1], что энергия активации процессов разрушения U в зависимости от приложенного напряжения σ изменяется нелинейно. Общий вид зависимости $U(\sigma)$ и ее аппроксимации кусочно-линейными функциями показаны на фиг. 1.

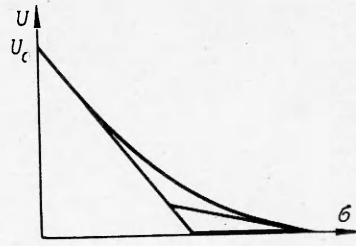
Ниже при проведении расчетов зависимость $\varphi(X/(1 - \omega))$, описывающая снижение энергии активации процессов разрушения $U = U_0 - \varphi(\sigma)$ от своего начального значения U_0 , использована в виде кусочно-линейной функции «без упрочнения», напоминающего по виду диаграмму деформирования идеально пластического материала:

$$(3) \quad \begin{aligned} \varphi(X/(1 - \omega)) &= \frac{X}{1 - \omega} \quad \text{при} \quad X/(1 - \omega) < Y, \\ \varphi(X/(1 - \omega)) &= Y \quad \text{при} \quad X/(1 - \omega) \geq Y. \end{aligned}$$

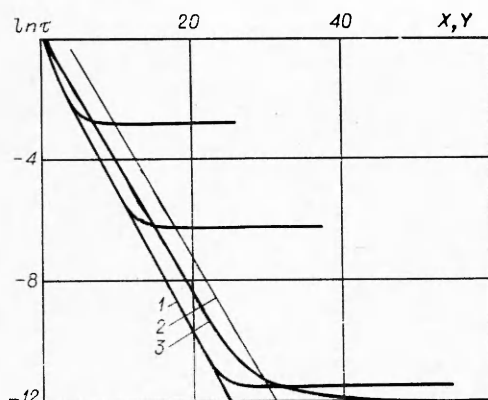
Рассчитанная по уравнениям (2), (3) долговечность материала τ , определяемая из условия $\omega(\tau) = 1$, приведена на фиг. 2 (кривые 1) в зависимости от значений параметров X и Y для случая постоянной во времени нагрузки ($X = \text{const}$). При значениях параметра X , лежащих в интервале $0 < X < Y$, на расчетных кривых наблюдается значительный квазилинейный участок, соответствующий формуле С. Н. Журкова. При больших значениях параметра X введение в уравнение (2) ограничения Y на функцию $\varphi(X/(1 - \omega))$ приводит к соответствующему ограничению снизу на уровень долговечности, предельные значения которой для рассматриваемого режима нагружения показаны линией 2 на фиг. 2 в зависимости от значений параметра Y ($X = \text{const}$).

Введение в функцию $\varphi(\sigma)$ участка «упрочнения» после точки излома диаграммы $\varphi(\sigma)$ приводит к появлению соответствующего второго квазилинейного участка на кривой долговечности материала (в режиме $X = \text{const}$) вместо проявляющейся на кривой $\tau(X)$ зоны «плато» (фиг. 2) при наличии ограничения $\varphi(X/(1 - \omega)) \leq Y$.

Известно [1, 6], что процесс разрушения материала во времени проходит несколько стадий: стадию зарождения и развития дефектов и микротрещин, в начальный период которой логарифм скорости роста повреж-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

ности ($\omega \approx 0$) при нагрузках $X < Y$ получаем

$$\ln \frac{d\omega}{dt} \approx \ln v + \ln Sh(X) \approx \ln v + \frac{\alpha}{k\sigma} \sigma.$$

При этом поврежденность ω в материале накапливается пропорционально времени процесса. Отклонение зависимости $\omega(\tau)$ от линейной становится заметным, как показывают проведенные расчеты, уже при поврежденности, составляющей $\omega \approx 0,03 - 0,05$ в зависимости от параметра нагрузки X .

Момент времени, когда нагрузка в поврежденном сечении достигает своего предельного значения Y , можно отождествить с началом атермической стадии разрушения, так как скорость накопления поврежденности при этом будет практически определяться величиной структурного параметра v_0 :

$$\ln (d\omega/dt) = \ln v_0 + \ln (1 - \omega) + \ln \{e^{-Y} Sh(Y)\} \approx \ln v_0.$$

Конкретные значения v_0 и U_0 для каждого материала определяются экспериментально, что позволяет связать характеристики наблюдаемого макропроцесса с более глубокими физическими параметрами явления разрушения.

Естественно, что уравнение (2), использующее однородное распределение напряжений в сечении и предполагающее гомогенный характер разрушения объема, нельзя непосредственно применить к определению времени прохождения микротрещины поперек сечения конкретных размеров. Для проведения такого расчета необходимо дополнительно введение в рассмотрение распределения напряжений в плоскости трещины, как это делается в механике трещин, тем более, что известные экспериментальные данные о зависимости долговечности материала от коэффициента интенсивности напряжений [6, 7] не противоречат термофлуктуационному подходу.

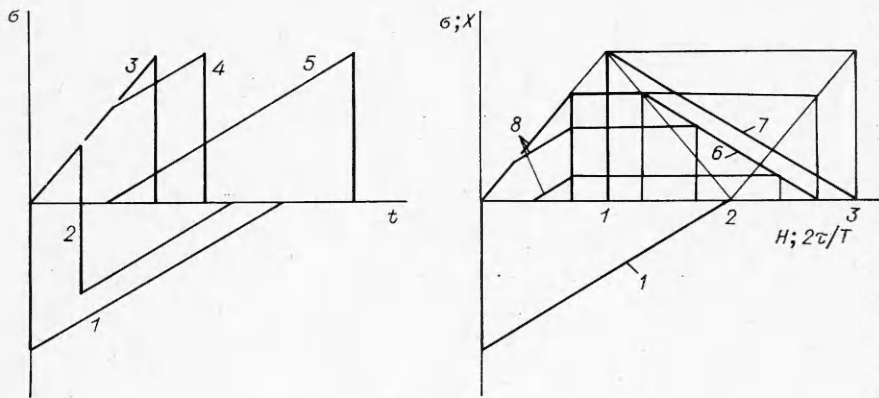
Однако уравнение типа (2) может быть применено к описанию другого быстропротекающего процесса — откольного разрушения, поскольку, как отмечается в работе [8], процесс развития поврежденности в этом случае близок к гомогенному (микротрещины развиваются из большого числа очагов, находящихся на расстоянии 0,1—1,0 мм друг от друга).

С этой целью рассмотрим прямой стержень постоянного сечения, к свободному концу которого подошел импульс сжатия в виде прямоугольного треугольника с уменьшающейся амплитудой.

депности пропорционален приложенному напряжению, и заключительную стадию, называемую атермической или звуковой, когда распространение макротрещины идет с примерно постоянной скоростью, составляющей около половины скорости волн сдвига в материале.

Выбор зависимости $\varphi(\sigma)$ в виде ограниченной кусочно-линейной функции позволяет удовлетворить условиям роста поврежденности на обеих стадиях.

Действительно, из уравнений (2), (3) для начального периода развития поврежден-



Ф и г. 3

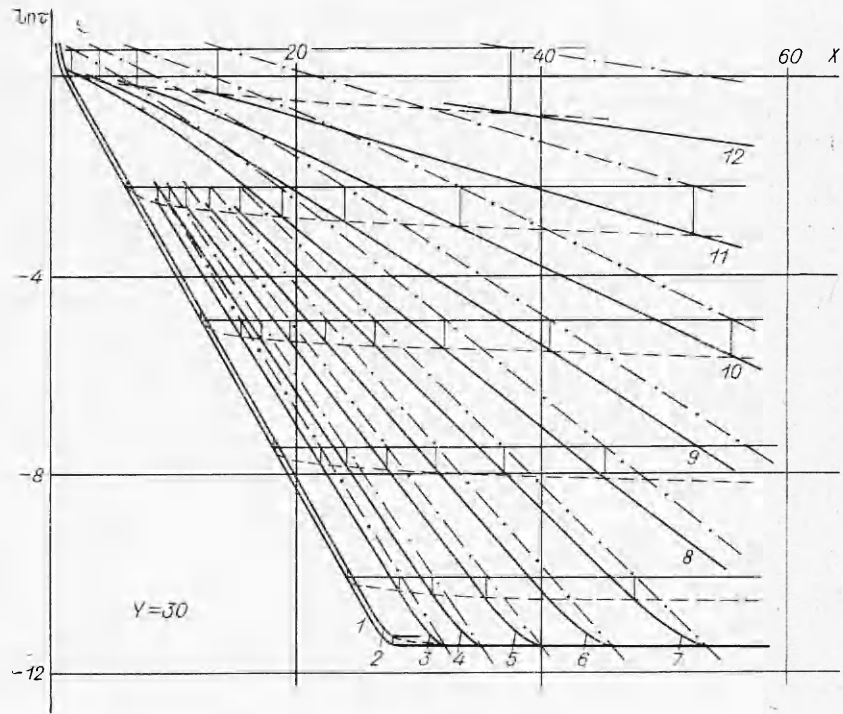
Профиль импульса после начала отражения и временную зависимость растягивающих напряжений в сечениях стержня с относительной координатой $H = 2vS/CT$ (C — скорость распространения импульса, T — его длительность, S — расстояние вдоль оси от свободного торца стержня) можно найти с помощью построений, приведенных на фиг. 3 (1–5 — эпюры напряжений в стержне при $\tau = 0$, $\tau < T/2$, $\tau = T/2$, $T/2 < \tau < T$, $\tau > T$ соответственно; 6, 7 — зависимость от времени растягивающих напряжений в сечениях $H < 1$ и $H = 1$; 8 — формы откольного импульса). Для импульса сжатия в форме произвольного треугольника эпюры растягивающих напряжений в сечениях сохраняют форму, приведенную на фиг. 3, с той только разницей, что область постоянных напряжений становится несимметричной относительно оси $H = 1$.

Кривая 1 на фиг. 4 устанавливает зависимость между амплитудой X и длительностью T растягивающей линейно-уменьшающейся нагрузки для $H = 1$, остальные кривые относятся к рассматриваемому случаю отражения импульса сжатия от свободного торца стержня и характеризуют связь амплитуды X разрушающего импульса и времени до разрушения τ_c сечений стержня с координатами $H = 1,0-2$; $0,95-3$; $0,9-4$; $0,8-5$; ... $0,1-12$. При этом величина импульса $I = XT/2$, соответствующая $H = 1$, является минимальной при заданной амплитуде X , так как нарастание поврежденности от нуля до единицы достигается здесь за время, равное T . Увеличение амплитуды импульса X при сохранении его длительности T приводит к уменьшению координат сечения откола (безразмерной H и размерной S).

Амплитуды импульса сжатия, при которых происходит откол в сечениях с заданным значением H , определены численно, на основе условий минимума суммарного времени до разрушения сечения $\tau_c = \tau_h + \tau_p$ ($\tau_h = TH/2$ — время возникновения растягивающих напряжений в сечении H , $\tau_p = \tau_p(X, H)$ — долговечность материала при изменении напряжений по закону $X = X(H)$, соответствующему заданному H , см. фиг. 3).

Представляет интерес исследование влияния длительности и амплитуды импульса на состояние поврежденности материала в зоне откола.

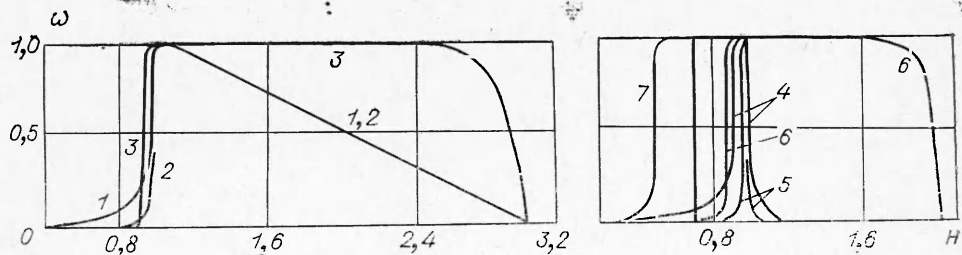
На фиг. 5 цифрами 1–3 отмечена поврежденность стержня на момент разрушения для импульсов с амплитудами $X = 8$; 16; 28 при соответствующих им минимальных длительностях, 4–6 — то же при увеличении длительности импульса в 2 раза, 7 — при увеличении амплитуды импульса в ~ 2 раза по отношению к исходному значению $X = 8$ (при этом $H = 0,7$).



Фиг. 4

По приведенным на фиг. 5 результатам нельзя сделать окончательного заключения о поврежденности или, как естественно предполагать, связанных с ней характеристиках дробления материала, поскольку программой вычислений не была предусмотрена возможность появления повторных отколов после разгрузки материала в откольном сечении. Однако уже по полученным результатам видно, что отколовшийся кусок будет наименее поврежден, если откол проведен при условии $H = 1$, т. е. при минимальной (для фиксированного T) амплитуде импульса. При отколе с $H < 1$ перед плоскостью откола будет находиться зона больших повреждений, наличие которой может, вообще говоря, привести к неправильной интерпретации результатов опыта.

При увеличении длительности импульса характер поврежденности зависит от соотношения между амплитудой импульса X и предельным параметром Y . Если откол производится при соотношении $X/Y < 1$, то зона разрушения сильно локализована, а при $X/Y \approx 1$ материал интенсивно повреждается на значительной длине. Эти результаты, полученные



Фиг. 5

на основе применения кинетического подхода, качественно подтверждаются фрактографической картиной разрушения таких хрупких материалов, как некоторые пластмассы и стекла [9], у которых откольная поверхность является гладкой, и вязких, как, например, мягкая сталь [10], у которой откол может оказаться неровным (ввиду наличия некоторой исходной поврежденности материала) или проявиться в виде многочисленных компланарных трещин.

Кинетический подход позволяет установить связь между величинами исходного импульса $I = XT/2$ и откольного, заключенного в отколовшемся ($0 \leq h \leq H$) куске материала, $I_0 = \int_{\tau_c}^{\infty} X(h, \tau) d\tau$.

Возможны три формы откольного импульса (см. фиг. 3), которым соответствуют величины интегралов:

$$I_0 = \frac{XT}{2} \frac{H^2}{2}, \quad 0 < \tau_p \leq T(1-H),$$

$$I_0 = \frac{XT}{2} \frac{H^2}{2} \left\{ 1 - 2 \left[1 - \frac{1}{H} \left(1 - \frac{\tau_p}{T} \right) \right]^2 \right\}, \quad T(1-H) \leq \tau_p \leq T \left(1 - \frac{H}{2} \right),$$

$$I_0 = \frac{XT}{2} \left(1 - \frac{\tau_p}{T} \right)^2, \quad T \left(1 - \frac{H}{2} \right) \leq \tau_p \leq T.$$

В соответствии с проведенными по уравнению (2) расчетами при $H < 0,95$ для $6 \leq X \leq 24$ реализуется первая форма откольного импульса, для которой отношение откольного импульса к исходному I_0/I в зависимости от H возрастает по квадратичному закону. В дальнейшем отношение I_0/I проходит через максимум порядка 0,46—0,48 (в зависимости от значений X и H) и резко падает до нуля при $H = 1$ (для импульса сжатия прямоугольной формы выполняется соотношение $I_0/I \leq 0,5$).

С другой стороны, по полученным результатам можно показать, что импульс, необходимый для откола на заданном расстоянии $S = CTN/2v$ от свободной поверхности, уменьшается с ростом H , поэтому если результаты расчета интерпретировать с точки зрения производства откола и выброса грунта, то оптимальными для этой цели являются импульсы, дающие откол с большими значениями $H \leq 1$.

В заключение сделаем еще одно замечание. Как показывают результаты расчетов (см. фиг. 2, 4), долговечность выходит на постоянный уровень, соответствующий конкретному значению Y . В то же время эксперименты по откольному разрушению показывают [8, 11, 12], что наблюдается некоторая зависимость долговечности от напряжений и в области предельных нагрузок $X \approx Y$. Несоответствие расчета и эксперимента может быть связано с неучитываемым в модели влиянием напряжений сжатия исходного импульса на свойства материала, а также с тем обстоятельством, что в реальных условиях нарастание растягивающих напряжений в сечениях происходит не скачком, как это принято в данной работе, а имеет линейный участок нарастания [11]. Возможность введения «упрочнения» в зависимость снижения энергии от внешних напряжений $\phi(\sigma)$, а также вид кривой долговечности для линейно-возрастающей нагрузки $X = V\tau$ (кривая 3 на фиг. 2, $Y = 30$) показывают, что рассматриваемая кинетическая модель способна легко устранить указанное несоответствие.

Полученные результаты свидетельствуют, что кинетические уравнения типа (2) могут быть применены и к задаче об откольных разрушениях при сложном напряженном состоянии материала.

Поступила 21 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Регель В. Р., Слущер А. И., Томашевский Э. В. Кинетическая природа прочности твердых тел. М., Наука, 1974.
2. Работнов Ю. Н. Ползучесть элементов конструкций. М., Наука, 1966.
3. Качанов Л. М. Основы механики разрушения. М., Наука, 1974.
4. Холодарь Б. Г. К вопросу о связи трещинообразования с напряженно-деформированным состоянием материала.— Проблемы прочности, 1975, № 1.
5. Холодарь Б. Г. Некоторые вопросы применения термофлуктуационного подхода к описанию процессов деформирования и разрушения материалов и конструкций. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Челябинск, ЧПИ, 1976.
6. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. М., Наука, 1974.
7. Тетelman А. С., Эвили А. Дж. Мк. Разрушение высокопрочных материалов.— В кн.: Разрушение. Т. VI. М., Metallurgia, 1976.
8. Златин Н. А., Пугачев Г. С., Молчанов С. М., Брагов А. М. Временная зависимость прочности металлов при долговечностях микросекундного диапазона.— ФТТ, 1975, т. 17, вып. 9.
9. Кольский Г., Рейдер Д. Волны напряжений и разрушение.— В кн.: Разрушение. Т. I. М., Мир, 1973.
10. Райнхарт Дж. С., Пирсон Дж. Поведение металлов при импульсивных нагрузках. М., ИЛ, 1958.
11. Златин Н. А., Мочалов С. М., Пугачев Г. С., Брагов А. М. Временные закономерности процесса разрушения металлов при интенсивных нагрузках.— ФТТ, 1974, т. 16, вып. 6.
12. Златин Н. А., Иоффе Б. С. О временной зависимости сопротивления отрыву при отколе.— ЖТФ, 1972, т. XLII, вып. 8.

УДК 539.376

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ СВЯЗАННОСТИ НА ДИНАМИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ВЯЗКОУПРУГИХ ТЕЛ

Б. П. Гумениок, В. Г. Карнаузов, И. К. Сенченков

(Киев)

Особенностью поведения вязкоупругих материалов является их способность к диссипации значительной части подведенной механической энергии и существенная зависимость физико-механических свойств от температуры. Наиболее ярко эффект термомеханической связанности проявляется в процессе продолжительных периодических деформаций.

В данной работе на основе определяющих уравнений термомеханической теории вязкоупругости [1] дана приближенная постановка задачи о вынужденных колебаниях нелинейных вязкоупругих тел. В рамках этой постановки исследованы некоторые термомеханические эффекты, обусловленные диссипацией, а также зависимость свойств материала от температуры и амплитуды деформации.

1. В соответствии с [2, 3] определяющие уравнения широкого класса сред связаны с заданием некоторых функций (функционалов) состояния, например удельной свободной энергии Гельмгольца ψ . С точки зрения возможностей адекватного моделирования среды и относительной простоты экспериментальной программы определенным преимуществом обладают теории, основанные на одноинтегральном представлении задающих функций. Для так называемых обобщенных термореологически простых материалов [1] основное определяющее допущение имеет вид

$$(1.1) \quad \psi = \psi^\infty(E, T) + \int_{-\infty}^t N(E_d, T_d, E, T, \zeta) a[\Lambda(\tau)] d\tau,$$