

4. Cochran S., Banner D. Spall studies in uranium.— J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 7.
5. Голубев В. К., Повиков С. А. и др. О механизмах откольного разрушения сталей Ст. 3 и 12Х18Н10Т в температурном диапазоне — 196 ... 800°C.— Проблемы прочности, 1981, № 5.
6. Тарасов Б. А. Сопротивление разрушению пластин при ударном нагружении.— Проблемы прочности, 1974, № 3.
7. Schmidt R. M., Davies F. W. a. o. Temperature dependent spall threshold of four metal alloys.— J. Phys. Chem. Solids, 1978, vol. 39, N 4.
8. Smith J. H. Three low pressure spall threshold in copper.— In: Dynamic Behavior of Materials. Philadelphia: ASTM, 1963.
9. Stevens A. L., Tuler F. R. Effect of shock precompression on the dynamic fracture strength of 1020 steel and 6061-T6 aluminum.— J. Appl. Phys., 1971, vol. 42, N 13.
10. Ashby M. F., Gandhi C., Taplin D. M. R. Fracture-mechanism maps and their construction for f. c. c. metals and alloys.— Acta Metallurgica, 1979, vol. 27, N 3.
11. Fields R. J., Weerasooriya T., Ashby M. F. Fracture-mechanisms in pure iron, two austenitic steels, and one ferritic steel.— Metallurg. Trans., 1980, vol. 11A, N 2.
12. Steinberg D. J., Sharp R. W. Interpretation of shock-wave data for beryllium and uranium with an elastic-viscoplastic constitutive model.— J. Appl. Phys., 1981, vol. 52, N 8.
13. Повиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. Исследование разрушения стали, алюминия и меди при взрывном нагружении.— ФММ, 1966, т. 21, вып. 4.
14. Канель Г. И., Щербань В. В. Пластическая деформация и откольное разрушение железа Армо в ударной волне.— ФГВ, 1980, № 4.
15. Speight C. S., Taylor P. F., Wallace A. A. Observations of spallation and attenuation effects in aluminium and beryllium from free-surface velocity measurements.— In: Metallurgical Effects at High Strain Rates. N. Y.— L.: Plenum Press, 1973.

УДК 539.42 : 620.172.254

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ ПРИ УДАРНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ. МОДЕЛЬ ПОВРЕЖДАЕМОЙ СРЕДЫ

И. Х. Ахмадеев

(Уфа)

В связи с разнообразными применениями действия ударных волн в технике и науке важным является вопрос о прочности испытываемых материалов в условиях интенсивных динамических воздействий. В настоящее время достаточно хорошо изучена область статических и квазистатических разрушений при растяжении. Большое признание получила кинетическая (термофлуктуационная) теория прочности твердых тел (дающая зависимость долговечности образца от величины растягивающих напряжений σ и от температуры T), справедливая для разрушений, происходящих за времена от 10^7 до 10^{-3} с [1]. Для разрушений в масштабе времен $\sim 10^{-6}$ с имеется только система опытных фактов, пока недостаточная для полного понимания процессов, происходящих при динамическом разрушении.

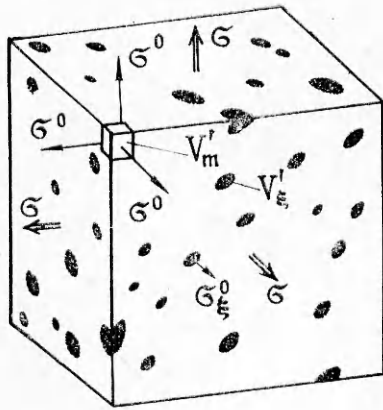
1. **Динамическое откольное разрушение.** Рассматривается откольное разрушение пластины — мишени конечной толщины, предварительно подвергнутой ударному нагружению, происходящее за очень малые времена ($\sim 10^{-6}$ — 10^{-7} с) при встречном взаимодействии волн разрежения, движущихся от свободных поверхностей пластин. При столкновении волн разрежения с интенсивностью 13 ГПа и выше откол в железных и стальных образцах характеризуется образованием очень гладких (зеркальных) поверхностей разрушения [2] с высокой чистотой откольных поверхностей и является результатом столкновения волн разрежения, на которых реализуются обратные $\epsilon \rightarrow \alpha$ фазовые превращения. По мере снижения уровня разрывающих напряжений чистота поверхностей откола становится все меньшей и при действии достаточно небольших (4—5 ГПа) растягивающих напряжений области, близкие к поверхности откола, характеризуются наличием большого числа микроповреждений. На это указывают имеющиеся опытные факты ряда экспериментальных работ по соударению пластин [3—6], в которых для испытываемых материалов (металлы, полимеры) выявлено, что в зоне действия растягивающего импульса происходит интенсивное образование микроповреждений (в виде плоских трещин или округлых пор), приводящее по мере их накопления до некоторого критического уровня к полному разрушению (отрыву) в сечении пластины, отстоящем от ее внешней свободной поверхности на расстоянии, примерно равном длине ударника. Микроповреждения в зоне разрыва образуются в результате нарушения сплошности на субмикроскопических неоднородностях (твердые фазы, частицы нерастворимых примесей и т. д.) под действием растягивающих напряжений, а также за счет раскрытия уже имеющихся субмикроразрывов (газовые пузыри, усадочные полости, раковины и т. п.). В настоящее время нет прямых методов, позволяющих измерять напряжения или деформации (или другие параметры) в обла-

сти разрушения, и о процессе откольного разрушения судят по экспериментально фиксируемой скорости $W(t)$ свободной поверхности мишени, по толщине отколовшегося слоя δ^* и структуре зон, близких к поверхности откола [3—5], поэтому для анализа процесса разрушения необходимо привлечение математических моделей.

При исследовании откольных разрушений, вызванных действием напряжений растяжения порядка 6—8 ГПа и выше и характеризующихся очень малым временем задержки разрушения после появления растягивающих напряжений, вполне применима схематизация мгновенного откола [7], когда сразу по достижении некоторого критического (отрывного) напряжения σ^* образуется магистральная трещина, разделяющая образец на части в том месте, где впервые напряжение σ достигнет значения σ^* . Попытки использовать для описания откола предельные критерии, основанные на критических разрушающих напряжениях σ^* , и их различные модификации (например, учитывающие скорость роста напряжений в разрушаемом сечении и т. п.) в волнах меньшей интенсивности не привели к удовлетворительным результатам, поскольку в волнах растяжения с напряжениями 4—5 ГПа и ниже преобладающим фактором в разрушении становится образование микроповреждений, приводящих к задержке разрушения и существенно меняющих картину течения. Прежде всего с ростом микроповреждений происходит уменьшение среднего напряжения в макрочастице поврежденной среды [8] и возможность введения некоторого максимального σ^* , хотя бы даже условного, вызывает сомнения. Кроме того, в подобных условиях разрушение образца происходит с запаздыванием и развивается в течение некоторого времени, после того как возникли растягивающие напряжения, достаточные для образования локальных повреждений, поэтому необходимо учитывать появление и накопление микроповреждений в материале, ответственных за механизм откольного разрушения, а при возвратном сжатии — возможность их частичного или полного закрытия. Необходимость введения меры повреждения или функции повреждаемости при описании разрушений в твердых телах понималась исследователями давно (см., например, [9]). В настоящему времени разработан ряд моделей, в которых для описания откольного разрушения вводится непрерывная мера повреждения, обычно отождествляемая с объемным содержанием пустот. В [5] развивается модель откольного разрушения при действии растягивающего импульса с учетом зарождения определенного числа начальных микротрещин или микропор фиксированных размеров, а затем и их роста путем раскрытия образовавшихся микроповреждений. Полное отделение части образца происходит за счет слияния микропустот в единую макротрещину. В [5] используются результаты детального исследования разрушенных образцов, в которых микроповреждения классифицированы по форме, размерам и определено их объемное распределение в зависимости от размеров, а в случае образования микротрещин — и от их ориентации. Разрушение, характеризующееся образованием микротрещин (имеющих форму плоского диска), названо хрупким, этот тип разрушения наблюдался в образцах из армо-железа. Когда же в зоне разрыва образуются почти сферические микропустоты (что характерно для алюминиевых образцов), разрушение определено как вязкое. Следует отметить, что предлагаемые в [5] расчетные модели перегружены кинетическими константами, используемыми при описании кинетик зарождения микродефектов и скорости их раскрытия. Пример использования подобной модели для описания разрушения в медных образцах приведен в [10]. Несколько более простая схема откольного разрушения как результата накопления повреждений, зависящих от приложенного напряжения и от уже имеющегося разрушения, используется в [11]. Модель разрушения вязкопластических сред с накоплением повреждений и учетом их влияния в сдвиговых напряжениях строится в [12].

В данной работе предлагается модель повреждаемой среды, учитывающая процессы образования микроповреждений при действии растягивающих напряжений, способных с течением времени развиться в макроразрушение в виде откольной трещины, разделяющей нагружаемый образец на части. Чтобы не усложнять и без того достаточно сложную модель течения с разрушениями, рассматривается упругопластическая модель, в которой основное внимание обращается на процесс образования микроповреждений, определения и исследования кинетики их роста в волнах растяжения. При этом рассматриваются не очень слабые волны (с уровнем напряжений 4—5 ГПа) и при необходимости в волнах меньшего уровня напряжений вязкопластические свойства деформируемых сред можно учесть на основе дислокационных представлений [13].

2. Уравнения модели. Рассмотрим движение повреждаемой конденсированной среды, в которой имеются микрополости. Такую среду можно представить как смесь двух фаз [14], каждая из которых занимает некоторую часть общего объема смеси V и на межфазных поверхностях которой макроскопические характеристики среды (например, плотность) терпят разрыв. Пусть первая фаза есть неповрежденная часть несущей среды (будем называть ее в дальнейшем матрицей), занимающая объем V_m и характеризующаяся истинной плотностью ρ^0 . Вторая фаза — микрополости, занимающие объем V_ε с истинной плотностью материала полостей (газ) ρ_ε^0 , причем выполняется очевидное неравенство $\rho_\varepsilon^0 \ll \rho^0$. В качестве иллюстрации на фиг. 1 показан кубический макрообъем V повреждаемой



Ф и г. 1

среды с линейными макроскопическими размерами l , в котором выделены микрообъемы матрицы несущей среды V_m и полостей V_v с характерными размерами $\lambda \ll l$. Ясно, что суммирование указанных микрообъемов V_m и V_v по всему макрообъему смеси ($V \gg V_m, V_v$) даст соответственно общие объемы фаз смеси:

$$V_m = \sum V'_m \quad \text{и} \quad V_v = \sum V'_v,$$

которые и составляют исходный объем смеси V , т. е. $V = V_m + V_v$. Определим удельное объемное содержание микроповреждений ξ как отношение V_v/V , тогда

для средней плотности повреждаемой среды ρ имеет место соотношение

$$(2.1) \quad \rho = \rho^0 (1 - \xi) + \rho_v^0 \xi \approx \rho^0 (1 - \xi).$$

Выпишем законы сохранения массы, импульса и энергии в одномерном плоском случае для средних величин повреждаемой среды:

$$(2.2) \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial r}, \quad \rho_0 \frac{\partial e}{\partial t} = \sigma \frac{\partial u}{\partial r}.$$

Уравнения (2.2) справедливы до некоторого критического значения объемного содержания микроповреждений ξ^* . При достижении ξ^* повреждаемую среду уже нельзя описывать методами механики сплошных сред. Естественнo связать это критическое значение ξ^* с образованием макроповреждения, когда в некоторой области течения происходит разрушение скелета матрицы несущей среды и превращение повреждаемой среды в этой области в совокупность разрозненных микрочастиц конденсированной фазы (порошок). Зона разрушения может представлять собой одну или несколько сквозных макротрещин, разделяющих образец на отдельные макроблоки, или макрополостей внутри образца, содержащих в себе микрочастицы исходной фазы.

В (2.2) использованы следующие обозначения: u — массовая скорость частиц смеси; e и σ — удельная внутренняя энергия и осредненный тензор напряжений повреждаемой среды (см. фиг. 1), которые представимы через соответствующие величины e^0 и σ^0 неповрежденного материала матрицы (называемые истинными величинами) в виде

$$(2.3) \quad e = e^0 + e_v^s + e_v^g, \quad \sigma = \sigma^0 (1 - F(\xi)) + \sigma_v^g \Phi(\xi),$$

где e_v^s и σ_v^g — удельная внутренняя энергия и напряжение материала макрополостей; e_v^s — энергия, связанная с образованием поверхностей макрополостей объема ξ . Материал фазы микроповреждений представляет собой растворенный в матрице газ или смесь газов (сопутствующих технологическому процессу изготовления исходной конденсированной среды, возможно частично разреженных), для параметров которой относительно параметров несущей конденсированной фазы, как и для плотностей ρ_v^0 и ρ^0 , справедливо $e_v^0 \ll e^0$ и $\sigma_v^0 \ll \sigma^0$. Можно привести примеры, когда нельзя пренебрегать величинами ρ_v^0 , e_v^0 и σ_v^0 газовой фазы, образующейся в исходной твердой среде. В частности, при детонации твердых взрывчатых веществ плотность, давление и внутренняя энергия образующихся в процессе химической реакции газообразных продуктов детонации сравнимы по порядку величин с соответствующими величинами твердой фазы, и их следует учитывать в полной мере [15]. В (2.3) $F(\xi)$ и $\Phi(\xi)$ — функции формы микроповреждений. В простейшем случае $F(\xi) = \Phi(\xi) = \xi$. Необходимость учета в модели формы микроповреждений вызвана тем, что

объем единичной микротрещины в форме плоского диска (даже когда радиус диска совпадает с радиусом поры) меньше объема единичной сферической микропоры. Поэтому при образовании плоских микротрещин (ξ_c) и сферических микропор (ξ_p) одинакового удельного объемного содержания $\xi_c = \xi_p$ количество микротрещин N_c и их общая поверхность S_c (являющаяся межфазной в повреждаемой среде) больше соответствующих величин N_p и S_p для микропор. В силу этого осредненное напряжение σ , реализующееся на произвольно выделенной макроплощадке S в повреждаемой среде, зависит от формы микроповреждений, а для микротрещин — и от ориентации. Внутренняя энергия и напряжение в неповрежденных микрообъемах несущей среды определяются соотношениями $e^0 = e^0(\rho^0, T)$ и $\sigma^0 = -p^0(\rho^0, T) + \tau^0$, в которых для описания $e^0(\rho^0, T)$ и $p^0(\rho^0, T)$ можно использовать уравнение состояния Му—Грюнайзена [16]. Для девиатора напряжений в упругой области предполагается справедливым закон Гука

$$(2.4) \quad \frac{d\tau^0}{dt} = -\frac{4}{3} \frac{\mu}{\rho^0} \frac{\partial \rho^0}{\partial t} \quad \text{при} \quad \tau^0 < \tau_s.$$

В области пластического течения, когда $\tau^0 \geq \tau_s$, в соответствии с условием текучести Мизеса девиатор τ^0 сохраняется на пределе текучести $\tau^0 = \tau_s$. В (2.4) μ и τ_s — эффективные модуль сдвига и предел текучести в макрочастице повреждаемой среды, учитывающие, что в ослабленном микроповреждениями материале эти характеристики должны уменьшиться по сравнению с μ^0 и τ_s^0 неповрежденного материала. Положим, что это изменение, как и для σ , зависит от формы образующихся микроповреждений: $\mu = \mu^0(1 - F(\xi))$, $\tau_s = \tau_s^0(1 - F(\xi))$. Соотношение (2.4) с учетом (2.1) и закона сохранения массы (2.2) можно преобразовать к виду

$$(2.5) \quad \frac{d\tau^0}{dt} = \frac{4}{3} \mu \left[\frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{1}{1 - \xi} \frac{d\xi}{dt} \right],$$

который показывает, что при определении девиатора τ^0 в полной деформации повреждаемой среды (см. в (2.5) первое слагаемое) необходимо учитывать деформацию за счет роста микропустот (см. в (2.5) второе слагаемое).

3. Кинетика повреждений. При проведении экспериментов по откольному разрушению обнаружено [3], что степень повреждения среды при динамическом растяжении зависит от интенсивности волны растяжения σ^0 и от времени действия приложенного напряжения. Имеются экспериментальные факты, которые указывают, что образование и рост повреждений зависят от структурных параметров η_i , например от сорта испытываемого материала [5] и механических характеристик образцов (размера зерна, механических примесей, ориентации предварительной механической обработки и т. п.). В [4] выявлено, что одинаковую степень повреждений (например, полный откол) при прочих равных условиях можно достичь в волне несколько меньшей интенсивности, если направление действия растягивающих усилий будет перпендикулярно направлению технологической прокатки. В [17] показано, что на процесс разрушения влияет также и исходная зернистость материала (испытывались медные образцы) — уменьшение размеров зерна с 250—350 до 60—70 мкм при прочих равных условиях приводило к меньшей степени поврежденности образца (соответственно от полного откола к начальным микроповреждениям). Имеются данные о влиянии на процесс откола предварительной термообработки (отжига) и начальной температуры нагрева образцов T_0 [18]. Кроме того, на рост повреждений, очевидно, должны влиять и уже имеющиеся микроповреждения ξ . Таким образом, можно считать, что уравнение кинетики имеет вид

$$(3.1) \quad \dot{\xi} = f(\sigma^0, \xi, T_0, \eta_i),$$

и предполагать, что имеющиеся в реальных материалах субмикродфекты (концентраторы напряжений и зародышевые субмикроразрывы) равномерно

но распределены по объему и их достаточно много в каждом элементарном микрообъеме V' испытываемого материала; в противном случае можно было бы выделить участки образцов, обладающих теоретической прочностью на разрыв [19]. Имея в виду данные [1], отметим, что кинетику (3.1) можно разбить на две последовательные стадии, т. е. представить, что

$$\dot{\xi} = \psi(\sigma^0, \xi_0, T_0, \eta_i) + f(\sigma^0, \xi).$$

Первая стадия — предварительный кинетический процесс, отвечающий образованию субмикрополостей размеров ξ ($\xi \ll \lambda$). Под действием растягивающих напряжений σ^0 на твердых субмикродефектах (частицы нерастворенных примесей, твердые фазы и т. д.) в результате концентрации напряжений происходит нарушение сплошности несущей среды, а затем и их раскрытие вместе с уже имеющимися в исходной среде зародышевыми субмикрополостями (газовыми пузырьками и раковинами) объемного содержания ξ_0 . Вторая стадия — рост микроповреждений из субмикрофазы размеров ξ до некоторых (предельных) устойчивых микроразмеров λ . Отметим здесь следующее: образование макроповреждения с характерными макроскопическими размерами l не должно пониматься как рост единичной микрополости от размера λ (или объема V_ξ') до макроразмера l (или до объема V_ξ , сравнимого с V). Макроразрушение может дать только коллектив микроповреждений, из которых каждое имеет свои предельные линейные размеры масштаба λ , а в совокупности будет достигнут критический уровень удельного объемного содержания $\xi^* = V_\xi^*/V$. Достижение критического уровня ξ^* приводит к настолько сильному ослаблению прочности матрицы несущей среды, что в рассматриваемой области ее скелет полностью разрушается.

В настоящее время для определения функции ψ практически нет опытных данных о параметрах разрушения на суб- и микроуровнях. Имеющийся экспериментальный материал в основном дает макроскопические параметры разрушения — длину и скорость полета отколовшегося слоя, и лишь в очень немногих работах, например в [3,5], имеются сведения о предельных размерах λ образующихся микроповреждений. Поэтому будем считать, что когда в матрице несущей среды растягивающее напряжение σ^0 превышает некоторый уровень σ_L , то образование микроповреждений размер λ происходит по следующей кинетике:

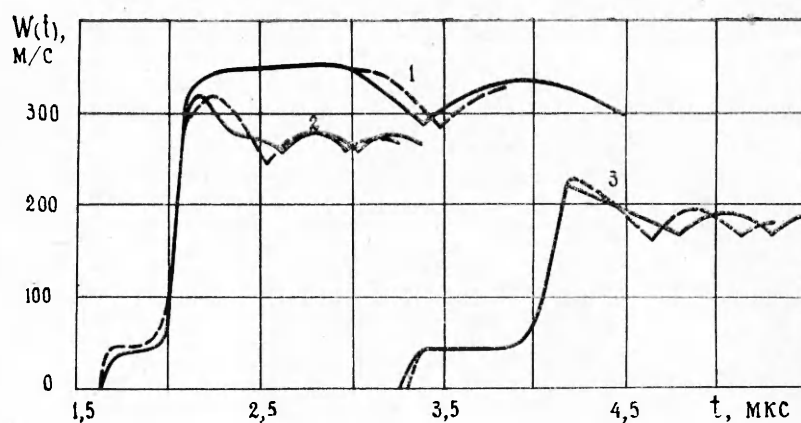
$$(3.2) \quad \dot{\xi} = f(\sigma^0 - \sigma_L, \xi) \quad \text{при } \xi < \xi^* \text{ и } \sigma^0 > \sigma_L,$$

где функцию f можно определить, моделируя условия реальных экспериментов. В [5], а затем и в [20] показывается, что при достижении ξ в некотором сечении величины порядка 7–10% (т. е. ξ^*) происходит разделение образца. При $\xi = 0$ в макрочастице повреждаемой среды напряжение σ совпадает с истинным напряжением σ^0 , а $F(\xi) = 0$. С ростом ξ осредненное напряжение σ уменьшается и при $\xi = \xi^*$ величина $F(\xi) = 1$, одновременно с этим напряжение $\sigma = 0$, что будет соответствовать полному разрушению макрочастицы, хотя истинное напряжение σ^0 в этот момент в ее отдельных микрочастицах может быть и отлично от нуля. С ростом повреждений ξ должен уменьшаться и пороговый уровень разрушающих напряжений σ_L (по сравнению с уровнем σ_L^0 , необходимым для образования повреждений в монолитном образце), для которого аналогично (2.3) примем $\sigma_L = \sigma_L^0(1 - F(\xi))$, предполагая, что в ослабленной микроповреждениями макрочастице испытываемого образца дополнительные повреждения можно вызвать уже меньшими растягивающими напряжениями σ^0 .

Из анализа экспериментов по откольному разрушению ударом пластины со скоростью v_0 , когда реализуется достаточной продолжительности волновой импульс, следует, что для фиксированных материалов и длин ударника и мишени $l_1 - l_2$ можно ввести пороговую скорость удара пластины v_s , отвечающую началу интенсивного зарождения и раскрытия суб-

микрополостей (для определения которой требуются эксперименты с изучением структуры нагружаемых образцов на суб- и микроуровнях); пороговую скорость V_m , отвечающую началу образования микроповреждений (обозначенную в [3] через v_1) и зависящую от выбора того уровня объема субмикрополостей, который будет принят за переход к микроповреждениям (в [3] справедливо отмечается, что экспериментально определенная скорость v_1 соответствует повреждениям, не являющимся начальными); пороговую скорость удара v_f , приводящую в результате накопления микроповреждений к макроповреждению — откольной трещине, разделяющей образец на части (в [3] обозначенную через v_2); и, наконец, пороговую скорость v_d , означающую переход к откольному макроповреждению без предварительного образования микроповреждений (т. е. гладкому или шероховатому). Введение пороговых скоростей удара позволяет выделить эксперименты с $v_0 < v_s$, $v_s \leq v_0 < v_m$, $v_m \leq v_0 < v_f$, $v_f \leq v_0 < v_d$, $v_0 \geq v_d$, которые соответствуют отсутствию разрушений в мишени; образованию и раскрытию субмикроповреждений с характерными размерами ζ ; образованию единичных микроповреждений размеров λ ; образованию макроповреждения размера l , сравнимого с макроскопическими размерами испытываемых образцов ($\zeta \ll \lambda \ll l$) и характеризующегося задержкой разрушения, определяемой кинетикой (3.1); образованию сквозной макротрещины в образце без задержки разрушения. Такая классификация скорости удара v_0 дает возможность, например, объяснить имеющиеся различия в интерпретации данных экспериментов [6] и [18] по влиянию на откол температуры начального разогрева образцов T_0 . В [6] образцы из отожженного алюминия ($l_2 = 5-40$ мм) при начальной температуре 20 и 320°C нагружались полым алюминиевым стаканом ($l_1 \approx 2$ мм) со скоростью v_0 от 300 до 1200 м/с. Во всех экспериментах на интерферограммах скорости свободной поверхности $W(t)$ наблюдались полный откол и автономное движение отколовшегося слоя δ^* . Проведенная в [6] обработка экспериментальных измерений показала, что выбранные значения начальной температуры T_0 не влияют на откол и, в частности, на зависимость долговечности образца от максимального разрывающего напряжения, в связи с чем в [6] сделан вывод об атермичности процесса откольного разрушения. В [18] для ряда металлов экспериментально получена зависимость критической скорости удара v_* (при которой визуально еще не наблюдалось образование повреждений) от начальной температуры T_0 ; увеличение v_* на 5% приводило к частичному разрушению в виде локальных макротрещин, а дальнейшее увеличение скорости удара вело к отделению откольного слоя в центральной части образца, сопровождавшегося ростом поверхности отрыва за счет раскрытия магистральной макротрещины по берегам. В первом приближении при оценке сверху можно считать, что $v_m \approx v_*$, а $v_f \approx (1 - 0,05) v_*$. В [18] для пластин длиной 20 мм из неотожженного алюминия АД-1 при $T_0 \approx 0^\circ\text{C}$, нагружаемых ударником из сплава АМц с $i_1 = 4$ мм, определена скорость $v_* \approx v_m = 253$ м/с, а $v_f \approx 265$ м/с. Интерполяция экспериментальных данных для температуры $T_{00} = 20^\circ\text{C}$ (нормальные начальные условия) дает значения скоростей $v_{m0} \approx 247$ м/с, $v_{f0} \approx 260$ м/с; для $T_0 = 320^\circ\text{C}$ соответственно $v_m \approx 168$ м/с, $v_f \approx 176$ м/с. В [18] также выявлено, что в условиях, близких к нормальным, предварительный отжиг уменьшает скорость v_* примерно на 10%, с увеличением T_0 зависимость $v_*(T_0)$ для отожженного материала (медь) приближается к зависимости $v_*(T_0)$ для неотожженного и совпадает с ней при $T_0 \geq 600^\circ\text{C}$.

Из представленных выше данных следует, что во всех испытаниях [6] выполнялось условие $v_0 > v_f$, которое усиливается, если учесть следующее: в [6] испытывались отожженные образцы из алюминия (что дает уменьшение v_f при $T_0 \approx T_{00}$), кроме того, при $T_0 > T_{00}$ скорость v_f уменьшается с ростом T_0 . Ясно, что когда энергия волны растяжения превышает энергию, необходимую для откола (т. е. при $v_0 > v_f$), трудно ожидать заметного влияния температуры при $20^\circ \leq T_0 \leq 320^\circ\text{C}$ на процесс откола. Иное дело, когда энергия волны растяжения близка к энергии откола



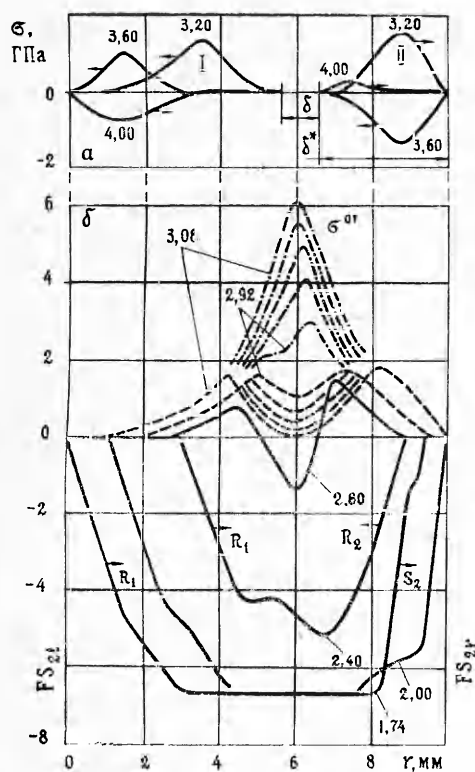
Фиг. 2

($v_0 \approx v_f$) — в этих условиях в [18] показано влияние температуры T_0 на величину пороговых скоростей v_m и v_f и на кинетику откола при $T_0 > T_{00}$ и $T_0 < T_{00}$.

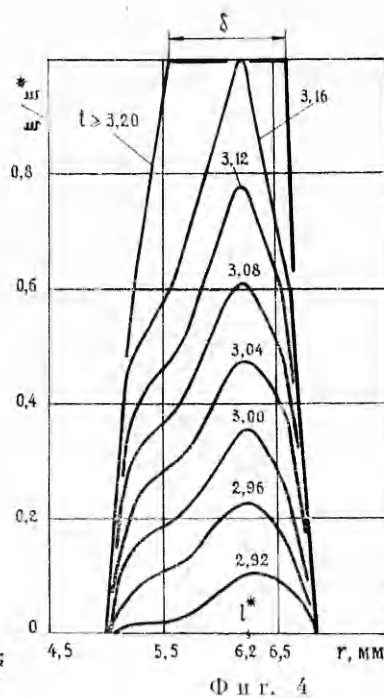
4. Численные результаты. Модель повреждаемой среды использовалась для численного описания откольного разрушения пластин в условиях экспериментов [12]. В [12] мишень из армо-железа нагружалась ударом алюминиевой пластины со скоростью $v_0 \approx 600$ м/с; испытывались следующие три пары пластин $l_1 - l_2$ (в мм): 5—10, 2—10, 2—20, для которых емкостной методикой регистрировался профиль скорости внешней свободной поверхности мишени $W(t)$. В модельных расчетах рассматривалось несколько вариантов кинетического уравнения (3.3), показавших, что достаточно хорошо работает следующая кинетика:

$$\dot{\xi} = \frac{\sigma^0 - \sigma_L}{\tau_K \sigma_L^0} (1 + \xi) \quad \text{при} \quad \xi < \xi^* \quad \text{и} \quad \sigma^0 > \sigma_L = \sigma_L^0 (1 - F(\xi)),$$

которая удовлетворительно согласовала имеющиеся экспериментальные и расчетные факты. Расчетные данные для экспериментов [12] представлены на фиг. 2 в виде профилей скорости свободной поверхности мишени $W(t)$ (кривая 1 — для пары 5—10; кривая 2 — для пары 2—10; кривая 3 — для пары 2—20), полученных при следующих значениях кинетических констант: $\tau_K = 0,07$ мкс; $\sigma_L^0 = 1,8$ ГПа; $\xi^* = 0,075$; $F(\xi) = (\xi/\xi^*)^{1/2}$; $\sigma_s^* = 0$. Из фиг. 2 видно достаточно хорошее качественное и количественное согласование расчетных (сплошные линии) и экспериментальных (штриховые линии) данных. Большее рассогласование кривых 3 для мишени длиной 20 мм возможно вызвано влиянием боковой разгрузки. Анализ условий опытов [12] показал, что реализуемая в них скорость удара v_0 больше соответствующей пороговой скорости v_f для испытываемых пар пластин $l_1 - l_2$. Для описания разрушений в более широком диапазоне нагружений необходима информация о соударении пластин (допустим, пары 2—10) при меньших скоростях удара, близких к v_f , когда бы реализовались частичные повреждения ($v_0 < v_f$) и начальный полный откол ($v_0 \approx v_f$). На фиг. 3, б показан полный импульс сжатия, сформировавшийся в мишени при испытании пластин 5—10. На эпюрах $\sigma(r)$ стрелками указано направление движения фронтов сжатия S_2 и разрежения R_1 . После выхода переднего фронта импульса сжатия S_2 на правую свободную поверхность мишени FS_{2r} (см. эпюру $\sigma(r)$ при $t = 2,00$ мкс) происходит формирование волны разгрузки R_2 , движущейся назад от поверхности FS_{2r} . Положение встречных волн разрежения R_1 и R_2 показано эпюрой $\sigma(r)$ при $t = 2,40$ мкс. Столкновение волн R_1 и R_2 приводит к формированию импульса растяжения. Приведенные на фиг. 3 эпюры растягивающих напряжений σ'' в виде штрихпунктирных линий в моменты вре-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

происходит. В те же моменты времени, но уже в виде штриховых линий представлены эпюры σ , полученные с учетом образующихся микроповреждений (микротрещин). Сопоставление полученных результатов (ср. штрихпунктирные и штриховые линии) показывает сильное влияние образующихся микроповреждений на всю картину течения. Рост удельного объемного содержания микроповреждений в мишени в те же моменты времени t показан на фиг. 4. Из данных фиг. 3, 4 следует, что зона повреждений локализуется в средней части мишени, а наиболее опасное сечение приходится на глубину $l^* = 6,2$ мм. Из эпюр $\sigma(r)$ и $\xi(r)$ при $t = 2,92$ мкс видно, что образование микроповреждений даже в очень малом количестве приводит к значительной релаксации напряжений $\sigma(r, t)$. В момент $t = 3,16$ мкс на глубине l^* имеет место разрушение скелета матрицы мишени и образование сквозной макротрещины. На фиг. 3, а показаны область полного разрушения мишени δ (см. также фиг. 4) и длина отлетающего слоя δ^* . Здесь же эпюрами $\sigma(r)$ в моменты времени $t = 3,20; 3,60; 4,00$ мкс показана дальнейшая эволюция разделившихся импульсов растяжения I и II, действующих в оставшейся (большой) части мишени и в отделившемся слое δ^* . По выходе импульса растяжения II на внешнюю неповрежденную свободную поверхность FS_{2r} происходит его отражение в виде импульса сжатия (см. эпюры $\sigma(r)$ при $t = 3,20$ и $3,60$ мкс). При возвратном движении и отражении импульса сжатия уже от внутренней свободной поверхности слоя δ^* , имеющего поврежденную (трещиноватую) структуру, наблюдается заметное ослабление вновь образовавшейся волны растяжения (см. эпюры $\sigma(r)$ в моменты $t = 3,60$ и $4,00$ мкс).

Рассмотрим теперь серию опытов эксперимента [21], в которой мишень из стали Ст. 3 различной длины ($l_2 = 5; 10; 20; 25; 30$ и 40 мм) нагружалась стальным ударником ($l_1 = 1,06$ мм, $v_0 = 960$ м/с). На фиг. 5 опытные данные с учетом указанных в [21] погрешностей измерения δ^* и w^* (средней скорости полета отколовшегося слоя) представлены в виде прямоугольников на координатной плоскости (δ^*, w^*). Точками I и II



Ф и г. 5

показаны численные результаты, полученные соответственно с использованием схемы мгновенного откола [7] и модели повреждаемой среды. Приведенные на фиг. 5 данные подтверждают сделанные в [7] выводы. В частности, схема мгновенного откола (точки *I*) очень хорошо описывает опыты 1 и 2, в то же время для этих опытов имеется значительное расхождение результатов, полученных при использовании модели повреждаемой среды (точки *II*). Это понятно, поскольку в опытах 1 и 2 реализуются отколы, близкие к гладким. Наоборот, хорошее соответствие наблюдается для точек *II* и опытов 3—5, когда в более длинных мишенях со снижением интенсивности формирующегося импульса растяжения (в результате затуха-

ния ударной волны по глубине образца) откольное разрушение определяется уже образованием и накоплением микроповреждений. Анализ представленных данных дает возможность предположить, что пороговая скорость удара v_d в рассматриваемых условиях реализуется для пар пластин, близких к паре, испытываемой в опыте 3 ($l_1 = 1,06$ мм; $l_2 = 20$ мм, $v_d = 960$ м/с). Имеющееся рассогласование для опыта 6 вызвано неточностями при восстановлении в опытах длины δ^* (см. [7]), а возможное поле значений δ^* и w^* на фиг. 5 отмечено штриховыми линиями.

В заключение отметим, что в модели повреждаемой среды можно учесть энергетические затраты e_{ξ}^s , идущие на образование поверхностей микроповреждений. При $e_{\xi}^s = e_{\xi}^* \xi / \xi^*$ в (2.3) (e_{ξ}^* — энергия, необходимая для образования поверхностей разрушения объема ξ^*) проведены численные эксперименты, в которых величина e_{ξ}^* предварительно оценивалась, а затем варьировалась в достаточно широких пределах. Эти расчеты показали, что в предлагаемой модели влияние величины e_{ξ}^* на процесс откольного разрушения мало и определяющим фактором в динамических откольных разрушениях является образование, рост и накопление микроповреждений. Представленные в работе результаты показывают, что модель повреждаемой среды позволяет качественно и количественно описать имеющиеся экспериментальные факты, понять и проанализировать условия разрушения в волнах разгрузки, классифицировать откольные разрушения пластин введением пороговых скоростей удара v_s , v_m , v_f и v_d . Для дальнейшей детализации модели необходимы экспериментальные данные не только на макроуровне (фиксирование откольной трещины и наличия повреждений) при различных скоростях удара, но и на микроуровне — определение пороговых скоростей удара, отвечающих началу роста суб- и микроповреждений, количественная оценка микроповреждений, изучение структуры зон повреждений и т. д.

В работе автор постоянно пользовался вниманием и советами Р. И. Нигматулина, за что приносит ему искреннюю благодарность.

Поступила 8 VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Регель В. Р., Слущер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974.
2. Иванов А. Г., Новиков С. А., Тарасов Ю. П. Откольные явления в железе и стали, вызванные взаимодействием ударных волн разрежения. — ФТТ, 1962, т. 4, № 1.

3. Тарасов Б. А. О количественном описании откольных повреждений.— ПМТФ, 1973, № 6.
4. Тарасов Б. А. Сопротивление разрушению пластин при ударном нагружении.— Проблемы прочности, 1974, № 3.
5. Seaman L., Curran D. R., Shockey D. A. Computational models for ductile and brittle fracture.— J. Appl. Phys., 1976, vol. 47, N 11.
6. Златин Н. А., Пугачев Г. С. и др. Временная зависимость прочности металлов при долговечностях микросекундного диапазона.— ФТТ, 1975, № 9.
7. Ахмадеев Н. Х., Нигматулин Р. И. Моделирование откольного разрушения при ударном деформировании. Анализ схемы мгновенного откола.— ПМТФ, 1981, № 3.
8. Carroll M., Holt A. C. Suggested modification of the $p - \alpha$ model for porous material.— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 2.
9. Работнов Ю. Н. Ползучесть элементов конструкций. М.: Наука, 1966.
10. Глушко А. И. Исследование откола как процесса образования микропор.— МТТ, 1978, № 5.
11. Davison L., Stevens A. L., Kipp M. E. Theory of spall damage accumulation in ductile metals.— J. Mech. Phys. Solids, 1977, vol. 25, N 1.
12. Канель Г. И., Щербань В. В. Пластическая деформация и откольное разрушение железа Армо в ударной волне.— ФГВ, 1980, № 4.
13. Нигматулин Р. И., Ахмадеев Н. Х., Холин Н. Н. Физико-химические процессы в твердых телах при взрывном нагружении.— Сб. докл. межд. симп. «Нелинейные волны деформации». Ч. 2. Таллин, 1977.
14. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
15. Ахмадеев Н. Х. Моделирование детонационных волн в твердых ВВ.— ФГВ, 1981, № 1.
16. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968.
17. Клещевников О. А., Софронов В. И. и др. Экспериментальная проверка критериев разрушения в опытах с медными образцами.— ЖТФ, 1977, № 8.
18. Голубев В. К., Новиков С. А. и др. Влияние температуры на критические условия откольного разрушения металлов.— ПМТФ, 1980, № 4.
19. Ахмадеев Н. Х., Ахметова Н. А. Кинетика динамического разрушения в волнах разгрузки.— В кн.: Аннотации докл. V Всесоюз. съезда по теор. и прикл. механике. М.: Наука, 1981.
20. Нигматулин Р. И., Ахмадеев Н. Х., Ахметова Н. А. Разрушение пластин из армо-железа в волнах разгрузки.— В кн.: Детонация. Физические свойства веществ в ударных волнах. Черноголовка, 1981.
21. Рыбаков А. П. Отколы в стали при нагружении с помощью взрыва листового заряда ВВ и удара пластиной.— ПМТФ, 1977, № 1.

УДК 539.375

О ДИССИПАТИВНОМ КРИТЕРИИ РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ПОЛЗУЧЕСТИ

В. И. Астафьев

(Куйбышев)

Для описания процесса ползучести металлов при высоких температурах наиболее перспективной и широко используемой в настоящее время является гипотеза уравнивания состояния Ю. Н. Работнова [1]. Согласно этой гипотезе, тензор скоростей деформаций ползучести $\dot{p}_{ij}$ определяется текущими значениями тензора напряжений σ_{ij} , температуры T и структурных параметров $q_1, q_2, \dots, q_n$, изменения которых можно описать соответствующими кинетическими уравнениями:

$$\dot{p}_{ij} = \dot{p}_{ij}(\sigma_{kl}, \bar{T}, q_1, q_2, \dots, q_n), \quad \dot{q}_m = \dot{q}_m(\sigma_{kl}, \bar{T}, q_1, q_2, \dots, q_n).$$

Конкретизация этих соотношений и структурных параметров позволяет описать все три стадии процесса ползучести либо некоторые из них.

Ограничимся далее одномерным случаем при постоянной температуре, чтобы не исследовать вопрос о влиянии вида напряженного состояния или переменности температуры на процесс ползучести.

В [1—4] для описания процесса разрушения при ползучести принят один скалярный структурный параметр $\omega(t)$. Этот, по существу, «микроструктурный» параметр отражает степень внутренней поврежденности материала и изменяется от нуля в неповрежденном состоянии до единицы в момент разрушения. В [5—7] в качестве такого параметра выбрана величина рассеянной в процессе ползучести энергии $D(t) =$