

амплитуды биений интерференционного сигнала, обусловленное дисперсией скорости частиц свободной поверхности, присуще только неустановившимся пластическим фронтам, в то время как для стационарных фронтов всегда наблюдается довольно четкая интерференционная картина. Волны сжатия в алюминии А-95 и А-6 в исследуемом диапазоне скоростей нагружения становятся стационарными на весьма малых глубинах от поверхности соударения ($\sim 1,5$ мм), и им соответствуют интерферограммы с четко выраженной картиной биений. Наоборот, в материале Д-16 при данных скоростях нагружения процесс установления волны заканчивается на глубинах $\sim 10-15$ мм, т. е. в момент регистрации пластического фронта интерферометром волна сжатия еще нестационарна. С другой стороны, хорошо известно [6], что чем выше амплитуда напряжения в волне сжатия, тем быстрее она становится стационарной. Этим объясняется тот факт, что при увеличении скорости нагружения картина биений интерференционного сигнала, соответствующего переднему фронту импульса, становится более четкой. Подтверждением этому служат интерферограммы, показанные на фиг. 7 и соответствующие одинаковым мишеням из Д-16 при различной скорости нагружения. На верхней интерферограмме виден упругий предвестник, равный $3/4$ биения, за которым следует зона релаксации. Передний фронт импульса от заднего отделяет плато длительностью $\sim 0,8$ мкм, на котором скорость свободной поверхности постоянна. Из интерферограммы видно, что в отличие от заднего фронта, которому соответствуют 5 биений, на переднем фронте биения отсутствуют вообще. Вместо них на месте пластического фронта виден колоколообразный импульс, длительность которого равна длительности переднего фронта, а вершина соответствует его середине. На нижней интерферограмме, полученной при большей скорости нагружения, оба фронта импульса сжатия имеют отчетливую картину биений.

В заключение авторы выражают благодарность А. И. Недбаю за проведение ультразвуковых измерений в исследуемых материалах с целью определения их упругих констант.

Поступила 17 XII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Мещеряков Ю. И., Мерозов В. А., Судьенков Ю. В. Экспериментальные методы исследования сильнонеравновесных процессов в твердых телах при импульсном воздействии электронным пучком и скоростном соударении.— В кн.: Физическая механика. Вып. 2. Л.: изд. ЛГУ, 1978.
2. Barker L. M. Behavior of dense media under high dynamic pressure. N. Y.: Gordon and Breach, 1968.
3. Graham R. A., Neilson F. W., Benedic W. B. Piezoelectric current from shock loaded quartz a submicrosecond stress gauge.— J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, N 5.
4. Barker L. M. α -phase Hugoniot in iron.— J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, N 6.
5. Asay J. R., Barker L. M. Interferometric measurements of shock-induced internal particle velocity and spatial variation of particle velocity.— J. Appl. Phys., 1974, vol. 45, N 6.
6. Johnson J. N., Barker L. M. Dislocation dynamics and steady plastic wave profile in 6061-T6 aluminium.— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 11.

УДК 539.375.5

РОСТ ПОР В ПОЛОСЕ СДВИГА ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

В. М. Сегал

(Минск)

Анализ поведения пор в пластически деформируемом материале представляет большой интерес в связи с проблемой вязкого разрушения [1]. Решения для изолированных пор, находящихся под воздействием однородных полей напряжений и скоростей, приложенных на бесконечности, получены в [2, 3]; континуальное описание пластически дилатирующего материала, содержащего ансамбль пор, предложено в [4, 5] и др. Во всех случаях предполагалось, что течение в окрестности пор является устойчивым, а их первоначально сферическая или цилиндрическая форма сохраняется близкой к равновесной.

В то же время общей особенностью всех пластических тел является неустойчивость течения, приводящая к образованию областей сильной локализации деформации [6]. Такие области наблюдаются на микро- и макроуровнях в виде тонких полос сдвига, в пределах которых интенсивность деформаций, по крайней мере, на несколько порядков превышает соответствующее значение снаружи. В зависимости от особенностей проявления «геометрической» или «материальной» неустойчивости [6] полосы сдвига могут занимать фиксированные положения внутри области течения (линии разрыва скоростей жесткопластического тела) или определенных объемов деформированного материала (границы зерен, другие структурные несовершенства). Кроме того, они могут обнаруживаться как непосредственно после начала пластического течения, так и на заключительных стадиях, предшествующих разрушению.

Локализация пластического течения и последующее развитие деформаций в полосах сдвига тесно связаны с процессами зарождения и роста пор. Достаточно обоснованным является предположение [7], согласно которому локализация вызывается разупрочнением материала вследствие увеличения его пористости. Альтернативная точка зрения [6] связывает локализацию с тонкими особенностями конститутивных уравнений пластического нагружения. Однако независимо от причин возникновения локализация приводит к значительному снижению пластичности материала из-за концентрации деформаций в малых объемах и проявления специфического механизма роста пор в полосах сдвига. Последний сопровождается образованием «пластов пор», по которым происходит рост вязкой трещины и последующее разделение материала. Так как при этом толщина полос сдвига практически не изменяется, то, очевидно, форма пор на стадии локализации становится неравновесной, а изменение их размеров происходит главным образом в плоскости сдвига. Этот вывод подтверждается аналогичными явлениями потери устойчивости пор при чистом сдвиге в упругих и вязких материалах [8]. Пренебрежение указанным обстоятельством должно приводить к существенному завышению показателей пластичности, что в действительности обнаруживается при анализе вязкого разрушения в полосах сдвига [9, 10], выполненного на основе механизма изотропного роста пор [5].

В данной работе развивается простая модель поведения пор при локализации пластической деформации, предполагающая выраженную анизотропию скоростей роста в плоскости сдвига и в нормальном направлении. Результаты применяются к анализу образования вязких трещин по линиям разрыва скоростей жесткопластического материала в технологических процессах обработки металлов давлением.

1. Рассмотрим материал, содержащий жесткопластическую матрицу с равномерно распределенными порами. В исходном состоянии материал предполагается макроскопически однородным и изотропным; его структурные параметры определяются средними значениями размера пор $2a$ и расстояния между ними $2A$. Пористость материала

$$(1.1) \quad \theta = (a/A)^3 \ll 1$$

предполагается малой.

Пусть в момент времени t наступает локализация деформаций в тонком слое Σ , содержащем некоторое число пор и определенным образом ориентированном относительно главных направлений X_i (фиг. 1). Запишем поле скоростей внутри слоя

$$(1.2) \quad u_i = g_i(X_i) \quad (i = 1, 2, 3).$$

Функции g_i должны удовлетворять условиям непрерывности скоростей на границах слоя

$$(1.3) \quad g_i(X_i)|^+ = u_i^s|^+, \quad g_i(X_i)|^- = u_i^s|^-,$$

где индексы плюс и минус относятся к внутренней и внешней границам, а индекс s — к скорости материала, расположенного вне области локализации. Так как наложение жесткого движения не оказывает влияния на деформированное состояние, то за счет выбора переносной скорости материала можно добиться выполнения условия симметрии в произвольной точке слоя

$$(1.4) \quad g_i(X_i)|^+ = -g_i(X_i)|^-.$$

Используя (1.3), (1.4), граничные условия для функций g_i в малой окрестности этой точки запишем в виде

$$(1.5) \quad g_i(X_i)|^+ = -g_i(X_i)|^- = \frac{1}{2}(u_i^s|^+ - u_i^s|^-) = \frac{1}{2}[u_i^s].$$

Из (1.2), (1.5) следует, что деформированное состояние внутри области локализации определяется приращением вектора скорости $[u_i^s]$ на ее границах.

Разложим вектор $[u_i^s]$ на нормальную $[w]$ и касательную $[v]$ составляющие к слою Σ и введем локальную систему декартовых координат x, y, z , ось z которой совпадает с нормалью $\bar{n}$ к слою Σ , ось y — с направлением $[v]$, а начало — с центром произвольной поры O (см. фиг. 1). При $\theta \ll 1$ взаимодействием пор друг с другом можно пренебречь, что позволяет ограничиться рассмотрением элемента слоя со средними размерами $2A$ вдоль осей x и y локальной системы координат (заштрихован на фиг. 1). Согласно (1.5), состояние внутри этого элемента определяется решением задачи растяжения (сжатия) со сдвигом тонкого слоя со скоростями $\pm [w]/2$, $\pm [v]/2$ соответственно. Так как такой сдвиг должен осуществляться по наиболее ослабленному сечению, то толщина слоя должна быть соизмерена с высотой поры $2h$. Кроме того, из условия несжимаемости материала и соображений симметрии следует, что поток материала через границы элемента $x = \pm A$, $y = \pm A$ равен нулю, а через границы $z = \pm h$ связан с изменением объема пор. Для упрощения последующего анализа заменим действительную форму поры равновеликим параллелепипедом таким образом, чтобы сохранить значение средней пористости (1.1) и соотношение размеров вдоль осей локальной системы координат. Окончательная геометрия рассматриваемого элемента слоя локализации показана на фиг. 2, а.

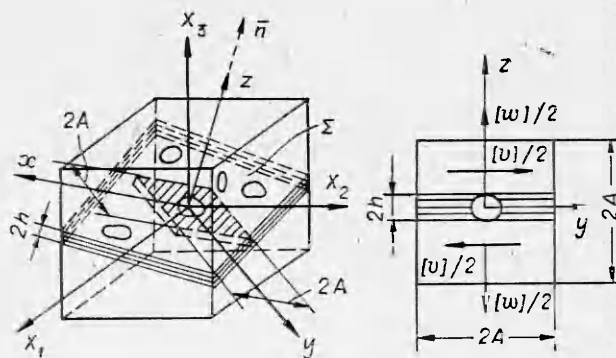
Для построения решения поставленной задачи остановимся вначале на случае растяжения (сжатия) со сдвигом тонкой прямоугольной полосы, на краях которой приложены напряжения (фиг. 2, б)

$$(1.6) \quad \sigma_x = q_x \text{ при } x = \pm L, \quad \sigma_y = q_y \text{ при } y = \pm B.$$

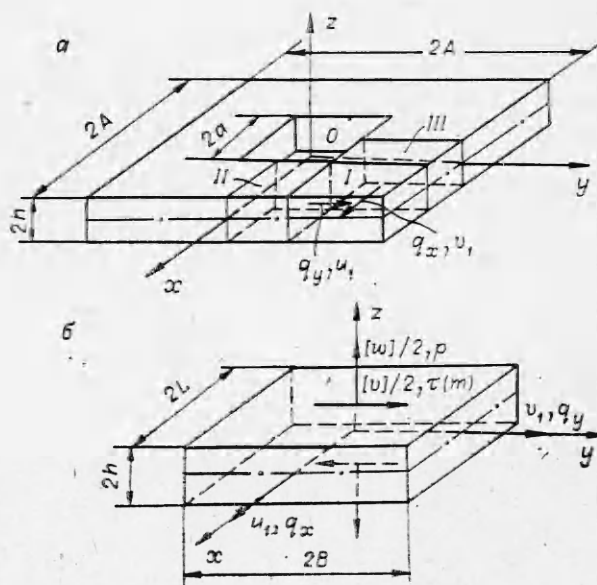
Кинематические граничные условия зададим параметром

$$(1.7) \quad m = [w]/[v].$$

Будем предполагать, что $m \ll 1$, т. е. состояние в слое приближается к простому сдвигу, для которого $m = 0$. При $m = 0$ на контактных поверх-



Фиг. 1



Фиг. 2

постоях $z = \pm h$ действуют максимальные касательные напряжения $\tau_{zy} = k$, где k — предел текучести на сдвиг материала матрицы. Если $m \neq 0$, то вследствие собственной деформации полосы происходит изменение скоростей относительного течения с внешними объемами материала, которое сопровождается перераспределением сил трения на границах слоя $z = \pm h$. Ввиду малости m заменим действительное распределение касательных напряжений на границах средними значениями:

$$(1.8) \quad \tau_{zx} \simeq 0, \quad \tau_{zy} \simeq \frac{1}{4LB} \int \tau_{zy} dx dy = \tau(m) \quad \text{при} \quad z = \pm h.$$

Здесь $\tau(m)$ — искомая функция параметра m . Соотношения (1.6)–(1.8) определяют граничные условия задачи.

Для достаточно тонкой полосы $h \ll L$, $h \ll B$ и малых m можно пренебречь изменением компонент напряжений по толщине слоя

$$(1.9) \quad \partial \sigma_{ij} / \partial z \simeq 0.$$

Подставляя (1.9) в уравнения равновесия

$$\partial \sigma_{ij} / \partial x_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3, x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z)$$

и интегрируя их совместно с (1.6), (1.8), найдем, что напряженное состояние в полосе соответствует однородному решению

$$(1.10) \quad \tau_{xz} = \tau_{xy} = 0, \quad \tau_{zy} = \tau(m), \quad \sigma_x = q_x, \quad \sigma_y = q_y, \quad \sigma_z = p,$$

где p — нормальное давление на границах $z = \pm h$. Компоненты (1.10) должны удовлетворять условию пластичности Мизеса

$$(1.11) \quad f = (q_x - q_y)^2 + (q_y - p)^2 + (p - q_x)^2 + 6\tau^2(m) - 6k^2 = 0.$$

Определим деформированное состояние полосы. Согласно ассоциированному закону пластического течения, компоненты тензора скоростей деформации будут равны

$$(1.12) \quad \xi_x = \lambda \frac{\partial f}{\partial \sigma_x} = \frac{\lambda}{3} (2q_x - q_y - p), \quad \xi_y = \frac{\lambda}{3} (2q_y - q_x - p),$$

$$\xi_z = \frac{\lambda}{3} (2p - q_x - q_y), \quad \eta_{zy} = 2\lambda \tau(m), \quad \eta_{xy} = \eta_{zx} = 0 \quad (\lambda > 0).$$

Подобно (1.10), решение (1.12) соответствует однородному деформированному состоянию во всей полосе. Это позволяет выразить (1.12) через значение скоростей на краях полосы:

$$(1.13) \quad \xi_x = u_1/L, \quad \xi_y = v_1/B, \quad \xi_z = [w]/2h, \quad \eta_{zy} = [v]/2h,$$

где величины u_1, v_1 относятся к точкам среднего сечения $z = 0$ (см. фиг. 2, б). Подстановка (1.12), (1.13) в (1.7) дает

$$(1.14) \quad m = \xi_z / \eta_{zy} = (2p - q_x - q_y) / 6\tau(m),$$

или

$$(1.15) \quad \tau(m) = (2p - q_x - q_y) / 6m.$$

Если кинематический параметр m является заданным, то уравнения (1.11), (1.15) могут быть разрешены относительно неизвестных величин p и $\tau(m)$. С другой стороны, если задано нормальное давление p на контакте, то из (1.11), (1.14) находятся m и $\tau(m)$. Таким путем могут быть определены все параметры состояния.

Для рассмотренного случая $m \ll 1$ с точностью до величин второго порядка малости решение (1.11), (1.14) принимает вид

$$(1.16) \quad p \simeq (q_x + q_y) / 2 + 3mk, \quad m \simeq (2p - q_x - q_y) / 6k, \quad \tau(m) \simeq k.$$

При этом параметры деформированного состояния

$$(1.17) \quad \xi_x = ([v]/8kh)(q_x - q_y - 2mk), \quad \xi_y = ([v]/8kh)(q_y - q_x - 2mk), \\ \xi_z = [v]m/2h, \quad \eta_{zy} = [v]/2h,$$

а скорости на краях полосы

$$(1.18) \quad u_1 = ([v]L/8kh)(q_x - q_y - 2mk), \quad v_1 = ([v]B/8kh)(q_y - q_x - 2mk).$$

2. Используем полученное решение для анализа состояния в элементе слоя с порой (см. фиг. 2, а). Вследствие симметрии ограничимся рассмотрением одной четверти элемента, который разобьем на три однородно деформируемые области I, II, III. Кинематический параметр (1.7) для всех областей остается постоянным, а из условия малой пористости (1.1) следует $m \ll 1$ (очевидно, $m \rightarrow 0$ при $\theta \rightarrow 0$). На границах областей $z = \pm h$ выполняются (1.8), на границах $x = a$ и $y = a$ непрерывны нормальные скорости и напряжения (на фиг. 2, а показаны величины, относящиеся к областям II, III), а на границах $x = A, y = A, x = 0$ и $y = 0$ нормальные скорости в срединном сечении равны нулю. Отсюда следует, что для каждой из областей справедливо решение (1.16)–(1.18) при соответствующем выборе параметров.

Из (1.18) запишем значения скоростей на границах областей:

$$(2.1) \quad \begin{aligned} u_1 &= -\frac{[v](A-a)}{8kh}(q_x - q_y - 2mk) \quad \text{при } x = a, \\ v_1 &= -\frac{[v](A-a)}{8kh}(q_y - q_x - 2mk) \quad \text{при } y = a \end{aligned}$$

для области I;

$$(2.2) \quad \begin{aligned} u_1 &= \frac{[v](A-a)}{8kh}(q_y + 2mk) \quad \text{при } x = a, \\ v_1 &= \frac{[v]a}{8kh}(q_y - 2mk) \quad \text{при } y = a \end{aligned}$$

для области II;

$$(2.3) \quad \begin{aligned} u_1 &= \frac{[v]a}{8kh}(q_x - 2mk) \quad \text{при } x = a, \quad v_1 = \frac{[v](A-a)}{8kh}(q_x + 2mk) \\ &\quad \text{при } y = a \end{aligned}$$

для области III. Приравнявая соответствующие уравнения (2.1)–(2.3), находим значения неизвестных напряжений на границах между областями:

$$(2.4) \quad q_x = q_y = q = 2mkA/a.$$

Нормальное давление для каждой из областей

$$p_I = mk(3 + 2A/a), \quad p_{II} = p_{III} = mk(3 + A/a).$$

Отсюда среднее давление на площади сдвига элемента слоя

$$(2.5) \quad p = p_I \left(\frac{A-a}{A} \right)^2 + 2p_{II} \frac{(A-a)a}{A^2} \simeq mk(1 + 2A/a).$$

Величина (2.5) соответствует макроскопическому значению гидростатической составляющей тензора напряжений σ на плоскости сдвига и обычно является заданной. Поэтому из (2.5) имеем для кинематического параметра

$$(2.6) \quad m = \sigma a / [k(2A + a)].$$

Обратившись к оставшимся уравнениям (2.2), (2.3), можно видеть, что скорости на поверхности поры в направлениях осей координат x и y равны, а пора изотропно растет или залечивается в плоскости сдвига. Из (2.4), (2.6) имеем для соответствующих скоростей роста

$$(2.7) \quad u = v = [v]\sigma(A^2 - a^2)/[4kh(2A + a)].$$

Определим изменение размеров поры в процессе конечной деформации. Используя (2.7), находим для приращения размеров поры

$$(2.8) \quad dh = [v]\sigma a dt / [4k(2A + a)], \quad da = [v]\sigma(A^2 - a^2)dt / [4kh(2A + a)],$$

откуда

$$dh/da = 2ah/(A^2 - a^2).$$

Интегрируя последнее уравнение при начальном условии $a_0 = h_0$, являющемся следствием изотропии свойств материала в исходном состоянии, найдем

$$(2.9) \quad h = a_0(A^2 - a_0^2)/(A^2 - a^2).$$

Уравнения (2.8), (2.9) можно разрешить в явном виде относительно переменных a , h . В соответствии с (1.1) ограничимся стадией роста пор, когда отношение a/A остается достаточно малым. При этом из (2.9) следует $h \simeq a_0$, а второе уравнение (2.8) дает

$$(2.10) \quad a = a_0 + \sigma A \Gamma / 4k,$$

где $\Gamma = [v]t/2a_0$ — относительный сдвиг в слое локализации за интервал времени t . Таким образом, эволюция пор в области локализации происходит изотропно лишь в плоскости сдвига, а высота пор остается близкой к исходной. При $\sigma > 0$ поры растут, подобно вязким трещинам, причем их поперечные размеры изменяются пропорционально произведению величины сдвига Γ и относительного гидростатического давления σ/k ; при $\sigma < 0$ имеет место аналогичный процесс заживления пор. В обоих случаях форма пор становится существенно неравновесной, что не позволяет использовать показатель средней пористости (1.1) в качестве характеристики материала на стадии локализации. Соответствующая величина должна быть отнесена к объему области локализации. Из (2.10) имеем для пористости в полосе сдвига

$$(2.11) \quad \theta = (\theta_0^{1/3} + \sigma \Gamma / 4k)^2,$$

где θ_0 — начальная пористость материала (при $t = 0$). Указанный процесс должен сопровождаться определенной модификацией конститутивных уравнений, описывающих пластическое поведение материала в области локализации. Хотя рассмотренная микромеханическая модель является слишком грубой, чтобы выявить ряд тонких особенностей этих уравнений, таких, например, как наличие угловых точек на поверхности нагружения, тем не менее соотношения (1.17), (2.6) указывают на их явную зависимость от гидростатического давления [6].

3. Примером стационарных областей локализации являются линии разрыва скоростей в несжимаемом жесткопластическом материале. В реальных металлах всегда присутствует некоторая малая пористость, однако при развитых пластических деформациях по границам соответствующих областей обычно наблюдаются узкие полосы сдвига с высокими градиентами скоростей, близкими к разрывам. Во многих случаях в процессахковки, прокатки, волочения и других по этим границам проходит расслоение материала и образование вязких трещин. При малой пористости для слоя локализации может быть использовано линеаризованное решение по параметру (1.1)

$$(3.1) \quad u_i = u_i^0 + \theta u_i', \quad \xi_{ij} = \xi_{ij}^0 + \theta \xi_{ij}', \quad \sigma_{ij} = \sigma_{ij}^0 + \theta \sigma_{ij}',$$

где величины с нулевым индексом соответствуют жесткопластическому телу, а штрихованные величины подлежат определению. Из (1.7), (2.4), (2.5) имеем для макроскопических скоростей деформаций в слое

$$\xi_x \simeq \xi_y \simeq \eta_{yx} \simeq \eta_{zx} \simeq 0, \quad \xi_z = \sigma a [v] / [2kh(2A + a)], \quad \eta_{zy} = [v] / 2h,$$

отсюда скорость изменения объема

$$(3.2) \quad \xi = \sigma a [v] / [2kh(2A + a)].$$

Подставляя в (3.2) соотношения (3.1) и пренебрегая величинами второго порядка малости, найдем

$$\xi \simeq a \sigma^0 [v^0] / 2kh(2A + a).$$

Таким образом, с точностью до членов порядка θ^2 изменение пористости в полосе сдвига может быть определено по соответствующему решению на линии разрыва скоростей несжимаемого жесткопластического материала. Эффективность такого подхода состоит в возможности использования хорошо разработанного аппарата математической теории пластичности [11] при анализе вязкого разрушения в области локализации. Ограничимся, для простоты, случаем плоского деформированного состояния. Пусть Σ — линия разрыва скоростей в жесткопластическом материале, вдоль которой выполняются кинематические соотношения [11]

$$w^0 = w^0|_+ = w^0|_-, \quad [v^0] = |v^0|_+ - v^0|_-.$$

При прохождении через линию разрыва скоростей частицы материала испытывают конечный сдвиг

$$(3.3) \quad \Gamma^0 = [v^0]/w^0.$$

Подставляя в соответствии с вышесказанным (3.3) в (2.11), будем иметь для пористости материала θ после пересечения линий Σ

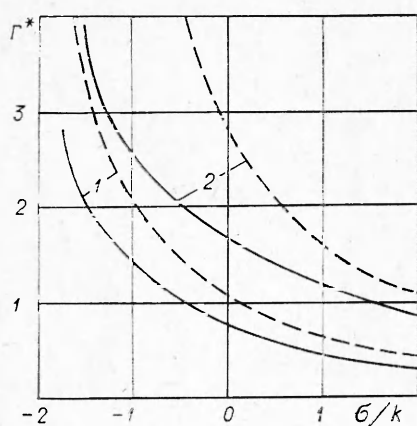
$$(3.4) \quad \theta = \left(\theta_0^{1/3} + \frac{\sigma^0 [v^0]}{4kw^0} \right)^2.$$

Согласно современным представлениям [1, 2], механизм вязкого разрушения пластичных металлов определяется последовательно развивающимися процессами зарождения, роста и коалесценции пор на различных уровнях. Вклад стадий зарождения и коалесценции в общую историю деформации несуществен, и им можно пренебречь, а критерий вязкого разрушения сформулировать из условия достижения критической пористости θ^* [12]. При макроразрушении такое состояние должно распространяться на некоторый минимальный представительный объем ΔV , содержащий достаточно большое число пор N и элементов микроструктуры. Поскольку вероятность зарождения пор и условия их роста на элементах микроструктуры являются различными, то уравнение (3.4) должно быть усреднено по ансамблю реализаций N внутри объема ΔV с учетом неоднородности распределения микронапряжений и микродеформаций. Если ввести структурные параметры материала $\langle \sigma' \rangle$, η [12] и пренебречь неравномерностью макросостояния в пределах ΔV , то усреднение (3.4) в момент достижения критической пористости дает условие макроразрушения внутри области локализации

$$(3.5) \quad \Gamma^* = [4k(\langle \theta^* \rangle^{1/2} - \langle \theta_0 \rangle^{1/3})] / [\eta(\sigma^0 + \langle \sigma' \rangle)].$$

Здесь $\langle \sigma' \rangle$ — усредненное значение шаровой составляющей тензора микронапряжений в окрестности пор; η — соответствующий параметр материала, характеризующий неоднородность микродеформаций; Γ^* — предельная интенсивность деформаций сдвига в области локализации при разрушении; величины в угловых скобках относятся к средним значениям. Можно видеть, что решение (3.5) существует лишь при $\sigma^0 + \langle \sigma' \rangle > 0$, когда имеет место рост пор; при $\sigma^0 + \langle \sigma' \rangle < 0$ деформация в полосах сдвига сопровождается их залечиванием.

Для использования критерия (3.5) должны быть заданы величины $\langle \sigma' \rangle$, η , $\langle \theta^* \rangle$ как характеристики материала в рассматриваемом состоянии. При макроскопическом описании процесса и ввиду сложности получения соответствующих теоретических оценок эти величины необходимо определить экспериментально. Поскольку, подобно другим механическим константам, они предполагаются независимыми от схемы напряженного состояния, для их нахождения могут быть использованы диаграммы пластичности, полученные в опытах на простое нагружение [13]. Результаты соответствующих вычислений по уравнению (3.5), подобные рассмотренным в [12], приведены на фиг. 3 для ст. 45 (кривая 1) и алюминиевого сплава АМг2 (кривая 2). При этом принималось $\theta_0 = 0$, $\theta^* = 0,2$. Штриховые кривые на фиг. 3 относятся к экспериментальным результа-



Ф и г. 3

там для случая [13], когда в рабочем объеме образца обеспечивалось однородное состояние и рост пор приближался к изотропному. Сравнение кривых на фиг. 3 показывает, что выраженная анизотропия роста пор в плоскости сдвига приводит к значительному снижению предельной пластичности материала в области локализации. Следует отметить, что это отличие демонстрирует влияние различных механизмов роста пор в однородно деформируемой области и в полосе сдвига; при вычислении в последнем случае средних деформаций, отнесенных к конечному объему, расхождение между кривыми становится еще более существенным [10, 11].

Приведенные результаты позволяют оценить вероятность разрушения в областях локализации при пластическом формоизменении металлов. Так как интенсивность деформаций сдвига Γ^0 на линиях разрыва скоростей жесткопластического материала обычно имеет порядок единиц [11], то из фиг. 3 следует, что при растягивающих (или невысоких сжимающих) гидростатических давлениях предельное состояние на линиях разрыва достигается раньше, чем в остальных точках очага деформации. Соответствующие типы вязкого разрушения обычно наблюдаются в практике пластической обработки металлов в виде «ковочного пресса», осевых трещин и расслоений по границам пластической области и линиям интенсивных сдвигов.

Поступила 10 XI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Макклиток Ф. Пластические аспекты вязкого разрушения. — В кн.: Разрушение. Т. 3/Под ред. Г. Либовица. М.: Мир, 1976.
2. Макклиток Ф. Критерий вязкого разрушения, обусловленного ростом пор. — ПМ, 1968, № 4.
3. Rice J. R., Tracey D. M. On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields. — J. Mech. and Phys. Solids, 1969, vol. 17, N 3.
4. Грин Р. Дж. Теория пластичности пористых тел. — Сб. пер. Механика, 1973, № 4.
5. Герсон А. Континуальная теория вязкого разрушения в результате зарождения и роста пор. Ч. 1. — Теор. основы инж. расчетов, 1977, № 1.
6. Райс Дж. Р. Локализация пластической деформации. — В кн.: Теоретическая и прикладная механика. Тр. XIV Междунар. конгресса IUTAM. М.: Мир, 1979.
7. Berg C. A. Plastic dilatation and void interaction. — In: Inelastic Behaviour of Solids/Eds. M. F. Kannien, W. F. Adler, A. R. Rosenfeld and R. I. Jaffe. N. Y.: McGraw-Hill, 1969.
8. Bandyopadhyay S. N., Singh N. Stability of void growth in an incompressible solid under uniaxial tension and shear. — Engineering Fracture Mechanics, 1979, vol. 11, N 4.
9. Christoffersen J. Microlocalization. — Rept/Dan. Cent. Appl. Math. and Mech., 1980, N 180.
10. Yamamoto H. Conditions for shear localization in the ductile fracture of void-containing materials. — Int. J. Fract. Mech., 1978, vol. 14, N 4.
11. Хилл Р. Математическая теория пластичности. М.: Гостехтеориздат, 1956.
12. Сегал В. М. Критерий вязкого разрушения при пластическом формоизменении металлов. — ПМТФ, 1981, № 1.
13. Колмогоров В. Л. Напряжения. Деформации. Разрушение. М.: Metallurgiya, 1970.