

В. В. Ивасюк

**К ВОПРОСУ О ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА
С УЧЕТОМ ТЕМПЕРАТУРНО-СКОРОСТНОГО НАГРУЖЕНИЯ**

В рамках концепции скольжения, сформулированной в понятиях сопротивления сдвигу S_{NL} и интенсивности скольжения φ_{nl} [1], предлагается один из вариантов вида характеристической функции материала F [4]. Температурно-скоростные режимы нагружения влияют на процесс зарождения и развития пластической деформации в металле в основном через пиковые напряжения [5]. В идеально однородной модели поликристаллического тела локализация напряжений и их способность к релаксации учитываются (косвенно) параметром неоднородности I [4].

Пусть в некоторый момент времени $t = s$ за промежуток времени Δs оператор I получает приращение

$$\Delta I_0 = (1 - \alpha)(1 - \lambda) \frac{\partial E}{\partial s} \Delta s^{1-\alpha}, \quad (1)$$

где λ — гомологическая температура; α — константа материала ($0 \leq \alpha \leq 1$); $E = \tau_i^2$ — удельная энергия формоизменения; τ_i — интенсивность касательных напряжений.

Анализируя результаты работы [6], скорость релаксации пиковых напряжений во времени при постоянной температуре задаем дифференциальным соотношением

$$\frac{dI}{I(u)} = - \frac{\alpha}{u-s} du \quad (s + \Delta s \leq u \leq t), \quad (2)$$

удовлетворяющим начальному условию

$$\Delta I = \Delta I_0 \text{ при } u = s. \quad (3)$$

Таким образом, оператор неоднородности I определяется уравнениями (1), (2) при условии (3).

Рассмотрим одноосное растяжение с постоянной скоростью нагружения v :

$$\sigma_z = vt; \quad \tau_i = \frac{\sqrt{2}}{3} vt; \quad \tau_m = \frac{vt}{2} \quad (4)$$

в статическом диапазоне скоростей нагружения и интервале низких и средних температур ($0,15 \leq \lambda \leq 0,5$). При таком нагружении в материале отсутствуют структурные изменения (рекристаллизация, фазовые превращения), а ползучесть является преимущественно результатом сдвигов [3].

Из уравнений (1), (2), учитывая соотношения (3), (4), получаем

$$I(t) = \frac{4}{9} \frac{(1-\lambda)}{(2-\alpha)} v^{2t} t^{2-\alpha} = \frac{2(1-\lambda)}{(2-\alpha)} \tau_i^{2-\alpha} v^\alpha. \quad (5)$$

Сопротивление сдвигу S_{NL} , согласно работе [4], представим в виде

$$S_{NL} = F(I, \tau_i)(1 + R_{NL}\varphi_{nl}), \quad (6)$$

где R_{NL} — оператор Леонова [2]; F — характеристическая функция материала.

Если при нагружении в момент времени t_0 достигается предел текучести, то из условия $S_{NL} = \tau_{NL}$, используя равенство (6), получаем условие пластичности

$$F[I(t_0), \tau_i(t_0)] = \tau_m(t_0). \quad (7)$$

Определим оператор F в таком виде, чтобы можно было получить зависимость предела текучести, наблюдаемую в экспериментах. С этой целью

рассмотрим результаты экспериментальной зависимости предела текучести от температуры $\sigma_s(\lambda)$ при разных скоростях нагружения [7] (рисунок).

Как видно из рисунка, кривые 1 и 2 подобны и имеют аномальные горбы А, В, величина которых зависит от скорости нагружения.

Введем гипотезу подобия пределов текучести. Это значит, что

$$\frac{\sigma_s(\lambda, \nu)}{1 + a \frac{I}{E+1}(\lambda, \nu)} = \frac{\sigma_{\text{экс}}(x, \nu_{\text{экс}})}{1 + a \frac{I}{E+1}(x, \nu_{\text{экс}})} \quad (8)$$

где $\sigma_s(\lambda, \nu)$ — температурная зависимость предела текучести при произвольной скорости нагружения; a — константа материала; $\sigma_{\text{экс}}(x, \nu_{\text{экс}})$ — аппроксимированная аналитическая температурная зависимость предела текучести при постоянной динамической скорости нагружения $\nu_{\text{экс}}$ (в нашем случае кривая 2); x — некоторый параметр, стягивающий горбы по горизонтали. В дальнейшем x будем называть приведенной (обобщенной) температурой и задавать соотношением

$$\frac{x}{1 + b \frac{I}{E+1}(x)} = \frac{\lambda}{1 + b \frac{I}{E+1}(\lambda)} \quad (9)$$

Здесь b — константа материала.

Используя соотношение (8) с учетом (9), для кривой 1 получаем хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных (кривая 3).

Из формулы (8) получаем вид оператора

$$F = \frac{1}{2} \frac{\sigma_{\text{экс}}(x, \nu_{\text{экс}})}{1 + a \frac{I}{E+1}(x, \nu_{\text{экс}})} \left[1 + a \frac{I}{E+1}(\lambda, \nu) \right] \quad (10)$$

С учетом этого сопротивление сдвигу (6) принимает следующий вид:

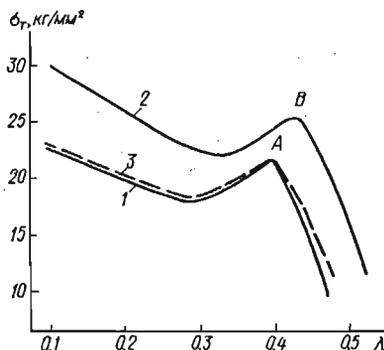
$$S_{NL} = \frac{1}{2} P(x, \nu_{\text{экс}}) \left[1 + a \frac{I}{E+1}(\lambda, \nu) \right] [1 + R_{NL} \Phi_{nl}] \quad (11)$$

где

$$P(x, \nu_{\text{экс}}) = \frac{\sigma_{\text{экс}}(x, \nu_{\text{экс}})}{1 + a \frac{I}{E+1}(x, \nu_{\text{экс}})}$$

— предел ползучести.

В заключение отметим, что использование сопротивления сдвигу в виде (11) позволяет описать разнообразные временные эффекты при деформации, не усложняя математический аппарат по сравнению с аппаратом работ [4, 5].



1. Леонов М. Я. К основам математической теории прочности.— Изв. АН КиргССР, 1969, № 4, с. 13—20.
2. Леонов М. Я. Элементы теории пластичности.— Докл. АН СССР, 1971, 199, № 2, с. 293—295.
3. Работнов Ю. Н. Ползучесть элементов конструкций.— М.: Наука, 1966.— 752 с.
4. Русинко К. Н., Малинин В. Г. Деформация твердого тела с учетом времени.— Прикл. механика, 1975, 11, вып. 2, с. 15—21.
5. Русинко К. Н., Панова Л. Т. О зависимости пластической деформации от температуры и скорости нагружения.— ФХММ, 1977, № 4, с. 85—90.
6. Саррак В. И., Шубин В. Н. О релаксации локальных напряжений в железе.— ФММ, 1968, 25, вып. 3, с. 522—528.
7. Manjoine M. J. Influence of rate of strain and temperature on yield stresses of mild steel.— J. Appl. Mech., 1944, 11, N 4, p. A-211 — A-218.