

УДК 539.374

## СКОРОСТНОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ МЕТАЛЛОВ

НИГМАТУЛИН Р. И., ХОЛИН Н. Н.

Кинетический подход, развиваемый в [1–3], используется для описания скоростного деформирования металлических материалов в условиях трехосного нагружения. Получены определяющие уравнения неупругого деформирования среды, описывающие как пластические деформации, так и деформации, зависящие от масштаба времени. Одним из подходов к проблеме построения модели неупругого поведения материала, обнаруживающего чувствительность к изменениям скоростей деформации, является подход, основанный на изучении внутренних микроскопических процессов, происходящих в металлах при их деформировании и ответственных за их неупругое поведение.

Экспериментальные данные из [4, 5] позволяют предполагать, что процессы зарождения и скольжения дислокаций определяют такие эффекты скоростного деформирования металлов как запаздывание текучести, затухание амплитуды упругого предвестника, изменение диаграммы напряжение – деформация при изменении скоростей деформации и т. д. Увеличение плотности дислокаций в процессе деформирования металлов приводит к их взаимному заперению и снижению скоростной чувствительности материалов. С ростом числа дислокаций происходит формирование субструктуры – трехмерных дислокационных образований. Этот механизм определяет пластические деформации, не зависящие от масштаба времени.

Следует отметить, что при высокоскоростном деформировании металлов, когда скорости деформации превышают некоторое значение  $\epsilon_k$ , где  $\epsilon_k$  для различных металлов лежит в диапазоне  $10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}$ , практически все металлы проявляют высокую скоростную чувствительность [6]. Существование некоторого порогового значения объясняется тем, что термофлуктуационные механизмы скольжения дислокаций при умеренных скоростях деформации в области их высоких значений заменяются механизмом вязкого, надбарьерного скольжения [7].

В [1, 7] дислокационные представления используются для построения модели неупругого деформирования металлов и исследования поведения упругого предвестника при плоском соударении пластин. Согласно модели [1, 7], упрочнение материала в результате неупругого деформирования (наклеп) является следствием частичного заперения дислокаций вследствие увеличения их плотности. В [8] показано, что полученные в [1, 7] определяющие соотношения адекватно описывают экспериментальные данные по квазистатическому деформированию стретчевых образцов из малоуглеродистой стали. Однако экспериментальные данные по квазистатическому деформированию предварительно упрочненных путем наклепа образцов, а также образцов из металла с гранецентрической кристаллической структурой, обнаруживающего слабую чувствительность к изменениям скоростей деформации, нельзя описать в рамках модели [1, 7].

Публикуемая работа является развитием [1, 7] для описания экспериментальных данных по скоростному деформированию металлов в широком диапазоне изменения скоростей деформации, учета особенностей упрочнения различных типов металлов, а также для описания скоростного деформирования металлов в условиях трехосного нагружения.

**1. Определяющие параметры среды и функция нагружения.** Предположим существование конечной системы параметров и постоянных материала, определяющих состояние элемента среды  $\sigma_{ij}$ ,  $T$ ,  $\epsilon_{ij}^n$ ,  $\mu_s$ ,  $k_i$ , где  $\sigma_{ij}$  – компоненты тензора напряжений,  $T$  – абсолютная температура,  $\epsilon_{ij}^n$  – компоненты тензора неупругих деформаций,  $\mu_s$  – внутренние параметры состояния,  $k_i$  – константы материала. В дальнейшем для простоты будем считать процесс изотермическим и полагать, что  $T$  входит в число параметров  $k_i$ . На основании структурно-физического анализа для параметров  $\mu_s$  можно определить уравнения эволюции

$$d\mu_s / dt = \varphi_s(\sigma_{ij}, \epsilon_{ij}^n, \mu_s, k_i) \quad (1.1)$$

Выбор параметров  $\mu_s$  определяется конкретными свойствами материала. В число параметров  $\mu_s$  при изучении механического поведения поликристаллических металлических агрегатов могут входить параметры, характеризующие зернистость, плотность дислокаций, концентрацию микропор, объемное содержание фазы и т. д. [3].

Предположим, что уравнение поверхности нагружения можно записать в виде

$$f(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}^n, \mu_s, k_i) = 0, \quad df = 0 \quad (1.2)$$

Принимая далее принцип максимума диссипации механической работы (принцип максимума Мизеса), запишем ассоциированный закон течения [9]:

$$d\varepsilon_{ij}^n / dt = (d\lambda / dt) (\partial f / \partial \sigma_{ij}) \quad (1.3)$$

Дифференцируя выражение (1.2), получим

$$df = \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} + \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_{ij}^n} d\varepsilon_{ij}^n + \frac{\partial f}{\partial \mu_s} d\mu_s = 0 \quad (1.4)$$

Подставляя (1.4) в (1.3), найдем

$$\frac{d\lambda}{dt} = h^{-1} \left[ \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \frac{d\sigma_{ij}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \mu_s} \frac{d\mu_s}{dt} \right], \quad h^{-1} = - \left( \frac{\partial f}{\partial \varepsilon_{ij}^n} \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \right)^{-1} \quad (1.5)$$

Подставляя (1.5) в (1.3), окончательно получим

$$\frac{d\varepsilon_{ij}^n}{dt} = h^{-1} \left[ \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \frac{d\sigma_{ij}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \mu_s} \frac{d\mu_s}{dt} \right] \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \quad (1.6)$$

Предположим далее пластическую несжимаемость материала, так что  $\varepsilon_{mm}^n = 0$ . Нетрудно показать, что необходимым и достаточным условием выполнения последнего равенства является зависимость функции нагружения не от компонент тензора напряжений, а от компонент деватора  $s_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma \delta_{ij}$ ,  $\sigma = 1/3 \sigma_{mm}$ . В этом случае соотношение (1.6) запишется в следующем виде:

$$\frac{d\varepsilon_{ij}^n}{dt} = h^{-1} \left[ \frac{\partial f}{\partial s_{ij}} \frac{ds_{ij}}{dt} + \frac{\partial f}{\partial \mu_s} \frac{d\mu_s}{dt} \right] \frac{\partial f}{\partial s_{ij}} \quad (e_{ij}^n = \varepsilon_{ij}^n) \quad (1.7)$$

Пусть неупругое поведение металлов определяется только дислокационными механизмами. В этом случае в качестве параметра внутреннего состояния  $\mu_s$  выберем параметр эквивалентной плотности дислокаций  $n_i = (1/2 n_{mn} n_{mn})^{1/2}$ , где  $n_{mn}$  — тензор плотности дислокаций. Для функции нагружения примем

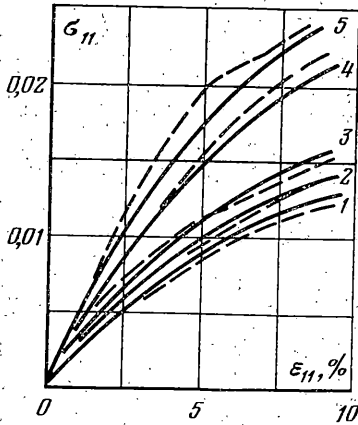
$$f = (1/2 s_{ij} s_{ij})^{1/2} - C (e_{ij}^n, n_i, k_i) = 0 \quad (1.8)$$

$$C = C_0 + \alpha e_i^n + \beta n_i, \quad e_i^n = (1/2 e_{ij}^n e_{ij}^n)^{1/2}$$

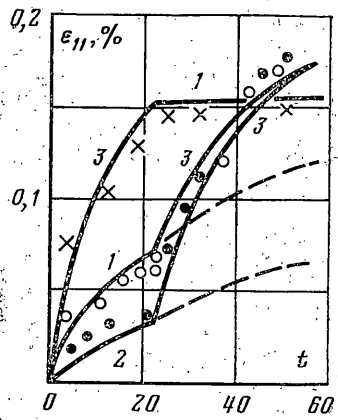
Тогда определяющее уравнение (1.7) можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\varepsilon_{ij}^n}{dt} = h^{-1} \left[ \frac{s_{mn}}{2C} \frac{ds_{mn}}{dt} - \beta \frac{dn_i}{dt} \right] \frac{s_{ij}}{2C}, \quad h^{-1} = \frac{4e_i^n C}{\alpha e_{ij}^n s_{ij}} \quad (1.9)$$

Кинетическое уравнение для  $n_i$ , используемое для решения одноосных задач в [1, 2], в случае трехосного деформирования можно обобщить следующим образом:  $dn_i / dt = m b n_i u_s(C, n_i) - R(C, n_i)$ , где  $m$  — коэффициент размножения дислокаций,  $b$  — вектор Бюргерса,  $u_s$  — средняя скорость дислокаций,  $R(C, n_i)$  — функция, определяющая возврат механических свойств материала. Возврат механических свойств материала осуществляется на второй стадии ползучести, на установившейся стадии сверхпластичности, при квазистатическом деформировании металлов при высоких температурах.



Фиг. 1



Фиг. 2

2. Одноосно-напряженное состояние (стержень). В этом случае из определяющего уравнения (1.9) следует

$$\frac{d\epsilon_{11}^n}{dt} = \frac{d\sigma_{11}}{\alpha dt} - \frac{2\sqrt{3}\beta}{3\alpha} \frac{dn_i}{dt}, \quad h^{-1} = \frac{2}{\alpha} \quad (2.1)$$

С учетом соотношений  $d\epsilon_{11}^e = (d\sigma_{11}/dt)/E$ ,  $3s_{11} = 2\sigma_{11}$  уравнение (2.1) переписывается в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_{11}}{dt} = E_* \left[ \frac{d\epsilon_{11}}{dt} + \frac{2\sqrt{3}\beta}{3\alpha} \frac{dn_i}{dt} \right], \quad E_* = \frac{3\alpha E}{3\alpha + 2E} \quad (2.2)$$

В случае испытаний на ползучесть из (2.2) имеем

$$\frac{d\epsilon_{11}^n}{dt} = -\frac{2\sqrt{3}\beta}{3\alpha} \frac{dn_i}{dt}, \quad \frac{d\sigma_{11}}{dt} = 0 \quad (2.3)$$

В [4, 8] исследовалась ползучесть металлов на логарифмической стадии, причем для связи скорости неупругой деформации с напряжением и эквивалентной плотностью дислокаций использовалось уравнение Орована [1]:

$$d\epsilon_{11}^n/dt = \frac{1}{3} b n_i u_s^o(\sigma_{11}) \exp(-n_i/n_*), \quad (2.4)$$

$$u_s^o(\sigma_{11}) = u_* [(\sigma_{11} - \sigma_p) / \sigma_p]^l$$

где  $u_*$ ,  $l$  — эмпирические постоянные,  $\sigma_p$  — критическое напряжение Пайерлса — Набарро, а для параметра  $n_i$  использовалось соотношение

$$dn_i/dt = \frac{1}{4} m d\epsilon_{11}/dt, \quad m = \text{const} \quad (2.5)$$

Сравнивая (2.3), (2.4) и (2.5), получим выражение для параметра  $\beta = -2\alpha/3^{\frac{1}{2}}m$ .

Таким образом, соотношение (2.2) окончательно запишется в следующем виде:

$$d\sigma_{11}/dt = E_* [d\epsilon_{11}/dt - \frac{1}{3} b n_i u_s^o(\sigma_{11}, n_i)] \quad (2.6)$$

Параметр  $E_*$  определяется из испытаний на простое растяжение при  $\epsilon_{11} \rightarrow \infty$ , когда вязкие свойства материала практически не проявляются, или из испытаний предварительно упрочненных образцов, когда  $n_i = 0$ .

На фиг. 1 представлены экспериментальные (сплошные линии) и расчетные данные по квазистатическому сжатию коротких стержневых образцов из свинца [10] при постоянных скоростях деформации: 1 —  $3,3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ ; 2 —  $3,2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ; 3 —  $4,9$

$\cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ ; 4 —  $2,2 \text{ с}^{-1}$ ; 5 —  $2,5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$ . Значения кинетических параметров, а также параметра  $E_*$  определялись по методике, разработанной в [1]:  $E_* = 0,4 \text{ ГПа}$ ;  $u_* = 2,7 \cdot 10^8 \text{ м с}^{-1}$ ;  $l = 5,7$ ;  $b = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ ;  $n_* = 7 \cdot 10^5 \text{ м}^{-2}$ ;  $\sigma_p = 0,0015 \text{ ГПа}$ .

Наиболее убедительным свидетельством адекватности используемой модели ползучести является совпадение расчетных и экспериментальных данных при переменных нагрузках. На фиг. 2 представлены расчетные данные (сплошные линии) и экспериментальные данные [11] по ползучести дуралюмина при  $200^\circ \text{ С}$  (время в ч). В этих экспериментах ползучесть дуралюмина осуществлялась при  $\sigma_{11} = 0,12 \text{ ГПа}$  (кривая 1) и  $\sigma_{11} = 0,08 \text{ ГПа}$  (кривая 2) в течение 24 ч, после чего нагрузка менялась скачком до значения  $\sigma_{11} = 0,16 \text{ ГПа}$  (кривая 3). Штриховая кривая на фиг. 2 соответствует расчетным данным при  $n_* = \text{const}$ . Для адекватного описания экспериментальных данных следует полагать

$$n_* = H(\sigma_{11} - \sigma_p)^r (\sigma_{11} + \sigma_p)^{-r} \quad (2.7)$$

где  $H$ ,  $r$  — эмпирические постоянные. Зависимость (2.7) соответствует тому, что при  $\sigma_{11} \gg \sigma_p$ , где  $\sigma_p$  — напряжение Пайерлса — Набарро,  $n_* = \text{const}$ . В частности, при описании ударно-волновых экспериментов принимается  $n_* = H$  [1].

Значения используемых параметров следующие:  $m = 1,5 \cdot 10^7 \text{ м}^{-2}$ ;  $H = 5,2 \cdot 10^5 \text{ м}^{-2}$ ;  $r = 0,85$ ;  $u_* = 3,4 \cdot 10^{-7} \text{ м с}^{-1}$ ;  $l = 5,2$ ;  $\sigma_p = 0,08 \text{ ГПа}$ .

Рассмотрим радиальное движение тонкого кольца (толщина и высота много меньше радиуса  $R_0$ ) под действием кратковременного начального импульса давления. Уравнение динамического равновесия элемента кольца имеет вид (малые деформации)

$$\rho_0 (dv / dt) = -\sigma_s / R_0 \quad (2.8)$$

где  $\rho_0$  — начальная плотность материала,  $v$  — радиальная скорость движения кольца,  $\sigma_s$  — тангенциальное напряжение. Для определения тангенциальных напряжений используем уравнение (2.6) в следующем виде:

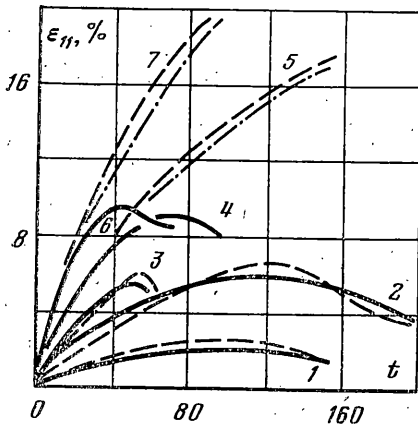
$$\frac{d\sigma_s}{dt} = E_* \left[ \frac{v}{R_0} - \frac{4}{3} b n_i u_s (\sigma_s) \exp \left( -\frac{n_i}{n_*} \right) \text{sgn } \sigma_s \right] \quad (2.9)$$

Символ  $\text{sgn } \sigma_s$  в (2.9) позволяет учесть изменение направления скольжения дислокаций с изменением знака тангенциальных напряжений. Система уравнений (2.8), (2.9), (2.5) совместно с начальными условиями:  $v = v_0$ ,  $n_i = n_0$ ,  $\sigma_s = 0$  при  $t = 0$  замкнута. Задача решалась применительно к экспериментальным данным [12] по взрывному расширению тонких колец из дуралюмина.

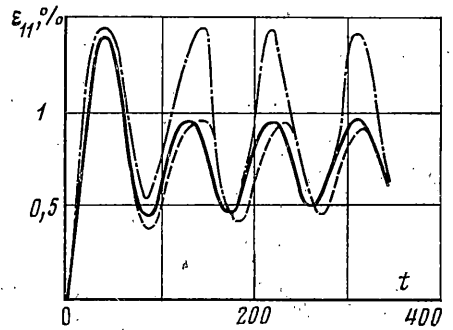
На фиг. 3 приведены расчетные (сплошные линии) и экспериментальные данные (штриховые линии) для различных значений начальных скоростей деформации: 1 —  $310 \text{ с}^{-1}$ ; 2 —  $880 \text{ с}^{-1}$ ; 3 —  $1680 \text{ с}^{-1}$ ; 4, 5 —  $2030 \text{ с}^{-1}$ ; 6, 7 —  $3400 \text{ с}^{-1}$ . Значения кинетических параметров определялись из условия совпадения экспериментальных и расчетных данных для кривых 1, 2, а кривая 3 служила для проверочного расчета (время в с). Кроме того, предполагалось, что  $2/3 E / \alpha \ll 1$ , т. е. использовался упруговязкий вариант уравнения (2.6), когда  $E_* = E$ . Значения полученных кинетических параметров оказались весьма близкими к значениям кинетических параметров, определенных из решения задачи о ползучести дуралюмина при переменных нагрузках.

Из фиг. 3 следует, что при значениях скоростей деформации, превышающих  $2030 \text{ с}^{-1}$ , аппроксимация для скорости скольжения дислокаций  $u_s^\circ(\sigma_s)$  требует также дополнительной корректировки. Это обстоятельство связано со сменой термофлуктуационного механизма скольжения вязким. Таким образом, решение задач о ползучести дуралюминовых образцов на логарифмической стадии и динамическом расширении колец позволяет построить аппроксимацию  $u_s^\circ(\sigma_s)$  для широкого диапазона изменения  $\sigma_s$ . Следует отметить, что описанный анализ заменяет исследование структуры динамических функционалов пластичности.

Экспериментальные данные [12] не позволяют определить значение параметра  $E_*$ , характеризующего пластичность материала, так как описывают колебания кольца только на первом полупериоде. Для того чтобы проследить дальнейшую историю его деформирования и выявить влияние пластических свойств материала, когда подвижные дислокации практи-



Фиг. 3



Фиг. 4

чески заперты, аналогичная задача ставилась и решалась применительно к экспериментальным данным по обжатию тонких алюминиевых колец магнитным полем.

На фиг. 4 представлены экспериментальные [13] (сплошная линия) и расчетные данные для случаев  $E_* < E$  (штриховая линия) и  $E_* = E$  (штрихпунктирная линия), (время в мкс). Значения кинетических параметров брались из [14], где они определялись из решения задачи о плоском соударении алюминиевых пластин.

Отметим, что численные решения задач о ползучести и взрывном расширении тонких колец из дуралюмина в широком диапазоне скоростей деформации позволяют для этого материала построить аппроксимацию  $u_s^\circ(\sigma_{11})$  в широком диапазоне изменения напряжений  $\sigma_{11}$ . Единственность набора параметров  $u_*$ ,  $l$ ,  $m$ ,  $n_*$  обеспечивалась методикой их определения [1]. Полученная аппроксимация позволяет решать задачи о релаксации напряжений, распространении плоских ударных волн, квазистатическом деформировании (однородном) стержневых образцов. Развиваемый подход позволяет заменить дорогостоящие экспериментальные исследования закономерностей распространения одномерных ударных волн численным моделированием этого процесса с привлечением экспериментальных данных более доступных видов механических испытаний материалов. Использование определяющего уравнения (1.9) для решения задач о трехосном деформировании среды связано с обобщением аппроксимации  $u_s^\circ(\sigma_{11})$  в виде  $u_s^\circ(C) = u_*(C - C_p)^l / C_p^l$ , где  $C_p$  — приведенное значение напряжений Пайерлса — Набарро.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматуллин Р. И., Холин Н. Н. К модели упругопластической среды с дислокационной кинетикой пластического деформирования. — Изв. АН СССР. МТТ, 1974, № 4, с. 131–146.
2. Нигматуллин Р. И., Холин Н. Н. Дислокационная кинетика сверхпластичности и ползучести металлов. — Докл. АН СССР, 1976, т. 231, № 2, с. 303–306.
3. Козин Н. С., Тузовский А. А., Холин Н. Н. Определяющие соотношения динамической пластичности. — ПМТФ, 1978, № 1, с. 153–163.
4. Johnston W. G., Gilman J. J. Dislocation velocities, dislocation densities and plastic flow in lithium fluoride crystals. — J. Appl. Phys., 1959, v. 30, № 2, p. 129–144.
5. Эпштейн Г. Н., Кайбышев О. А. Высокоскоростная деформация и структура металлов. М.: Металлургия, 1971. 197 с.
6. Степанов Г. В. Поведение конструкционных материалов в упругопластических волнах нагрузки. Киев: Наук. думка, 1978. 111 с.
7. Gilman J. J. Dislocation dynamics and the response of materials to impact. — Appl. Mech. Revs., 1963, v. 21, № 8, p. 767–783. — Рус. перев. Механика. Сб. перев. иностр. статей. М.: Мир, 1970, № 2, с. 96–124.

8. *Nigmatulin R. I., Kholin N. N.* Dislocation concepts in the mechanics of rapid deformation of metals.— In: High Velocity Deformation of Solids Symposium. Tokyo, 1977, Berlin: Springer, 1978, p. 67–81.
9. *Ивлев Д. Д., Быковцев Г. И.* Теория упрочняющегося пластического тела. М.: Наука, 1971. 231 с.
10. *Tanaka K., Kurokawa T., Igarashi N., Iwahashi J.* Propagation of plastic wave in lead bar.— JSME, 1973, v. 16, № 91, p. 31–39.
11. *Наместников В. С., Хвостунков А. А.* Ползучесть дуралюмина при постоянных и переменных нагрузках.— ПМТФ, 1960, № 4, с. 90–95.
12. *Рыжанский В. А., Минеев В. Н., Цыпкин В. И. и др.* Экспериментальное исследование взрывного расширения тонких колец из отожженного алюминиевого сплава.— Физика горения и взрыва, 1976, № 1, с. 120–124.
13. *Forrestal M. J., Walling H. C.* Axisymmetric plastic response of rings to short-duration pressure pulses.— AIAA Journal, 1972, v. 10, № 10, p. 1382–1384.
14. *Johnston J. N., Barker Z. M.* Dislocation dynamics and steady plastic wave profiles in 6061-T6 aluminum.— J. Appl. Phys., 1964, v. 40, № 10, p. 4231–4334.

Москва

Поступила в редакцию  
17.III.1981