УДК 539.37

СКОРОСТЬ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Л.Е. Попов, С.Н. Колупаева, О.А. Сергеева (Томск)

Abstract

The equation for rate of shear (crystallographic) plastic deformation in single phase and dispertion-hardened f.c.c. materials is developed. All the parameteres of the equation values have clear physical or geometrical sense. The simple approximate expression for shear deformation rate is obtained.

Описание макроскопического поведения материала при пластической деформации невозможно без записи уравнения пластического течения, устанавливающего связь между деформирующим напряжением τ и скоростью деформации, например, сдвиговой деформации $\dot{a}$ [1,2]. Однако, как отметил один из создателей физической теории пластичности Эгон Орован [3], в инженерной механике пластические свойства материалов всегда описывались кривыми "напряжение - деформация", и это описание долгое время рассматривалось как физический закон пластичности. Такую замену кинетического закона $\dot{a} = \dot{a}(\tau)$ конечной зависимостью статического характера $\tau = \tau(a)$ можно считать приемлемой только с точки зрения таких практических приложений, в которых можно пренебречь ползучестью и релаксацией напряжений , то есть зависимостью пластической деформации от времени при заданной нагрузке или зависимостью напряжения от времени при заданной степени деформации [1,4].

Кинетическая природа физического закона пластичности стала очевидной после того, как были найдены элементарные носители сдвиговой пластичности - дислокации, и были установлены микромеханизмы сдвиговой пластической деформации. Скорость макроскопического пластического течения кристалла $\dot{a}$ обычно связывается с микроскопическими величинами, характеризующими дислокационную подсистему деформируемого кристалла соотношением Э.Орована $\dot{a} = \rho_m b\bar{v}$. Здесь ρ_m - плотность подвижных дислокаций, $\bar{v} = \bar{v}(\tau, T)$ - средняя скорость их движения, b - модуль вектора Бюргерса дислокации. Задача нахождения вида зависимости $\dot{a} = \dot{a}(\tau)$ сводится, таким образом, к определению плотности подвижных дислокаций ρ_m и средней скорости их движения $\bar{v}$. Существует обширная литература по результатам экспериментальных измерений и теоретических оценок этих двух величин.

Экспериментальное определение ρ_m производилось путем непосредственного наблюдения по ямкам травления, из измерений релаксации деформирующего напряжения в системах "образец-машина" различной жесткости, по числу действующих систем скольжения [5-7]. Данные о ρ_m и о зависимости ρ_m от степени деформации в ходе деформации с постоянной скоростью, могут быть получены, если из независимых опытов известно $\bar{v} = \bar{v}(a)$ [8].

Теоретическое описание зависимости ρ_m от напряжения, степени деформации и других переменных, характеризующих макроскопическую пластическую деформацию, отсутствует. В литературе имеются лишь соотношения, полученные косвенными экспериментальными методами [8,9]: $\rho_m = \beta(\varphi_m^{(0)} + M\varepsilon)$; $\rho_m = (\rho_m^{(0)} + M\varepsilon)\exp(-\varphi\varepsilon)$ (ε - степень деформации, β, M, φ - постоянные), которые вследствие неясности их физического содержания следует, по-видимому, применять только для тех условий деформации, для которых они получены.

В теории пластической деформации при вычислении скорости деформации $\dot{a}$ в отношении величины ρ_m допускался значительный произвол. Нередко принималось просто $\rho_m = \rho$. В.З.Бенгус выразил некоторое сомнение по поводу правомерности самого понятия плотности подвижных дислокаций. Он отметил, что величина ρ_m имеет смысл как физическая характеристика деформируемого кристалла, если время жизни t_m подвижных дислокаций больше, чем время ожидания их возникновения $t_m^{(0)}$ путем зарождения, размножения, открепления от стопоров покоя [1].

Данные о скорости дислокаций в деформируемом кристалле также не дают оснований для определенных выводов о виде зависимости $\bar{v}(\tau, T)$. Подавляющая часть этих данных относится к случаю, когда скорость движения дислокаций v определяется термически активируемым преодолением локальных барьеров. В этом случае для вычисления скорости могут быть использованы уравнения типа соотношений Больцмана - Аррениуса:

$$v(\tau, T) = v_0 \exp[-U(\tau)/kT], \qquad U(\tau) = U_0 - (\tau - \tau_a)V,$$

где $U(\tau)$ - энергия термоактивируемого преодоления дискретного стопора дислокацией при напряжении τ, τ_a - парциальное сопротивление движению дислокации, обусловленное атермически преодолеваемыми препятствиями; U_0, v_0 - постоянные. Активационный "объем" V определяется как $V = b\bar{A}$, где $\bar{A}(\tau)$ - средняя площадь, заметаемая дислокацией в процессе термофлуктуационного преодоления препятствия. Обычно $\bar{A}$ слабо зависит от напряжения, во многих случаях этой зависимостью пренебрегают и рассматривают $\bar{A}$ как параметр. Параметр v_0 может быть представлен как произведение:

$$v_0 = N_s \nu \Delta\ell_s, \tag{1}$$

где N_s - линейная плотность термофлуктуационно преодолеваемых стопоров, находящихся в контакте со скользящей дислокацией, ν - частота тепловых колебаний дислокаций, Δl_s - среднее продвижение единицы длины дислокаций в результате одного термофлуктуционного преодоления стопора. В соотношении (1) множитель N_s имеет точный смысл: $N_s = \Lambda_{nr}^{-1}$, где Λ_{nr} - расстояние между двумя соседними точками контакта подвижной дислокации с нереагирующими дислокациями леса. Частоту тепловых колебаний дислокации разные авторы принимают различной от $\nu = \nu_D$ (ν_D - Дебаевская частота) до $\nu = \nu_D b / \Lambda$, где Λ -длина свободного сегмента подвижной дислокации.

Наибольшая неопределенность в теоретическом вычислении скорости движения дислокации связана с нахождением $\Delta\ell_s$, поскольку после термоактивируемого преодоления некоторого дискретного стопора (например, дислокации леса) в результате изменения конфигурации дислокаций, сопровождающего это преодоление, подвижная дислокация может преодолеть атермически большое число стопоров (эффект "застежки" - unzipping).

Продвижение дислокаций имеет скачкообразный характер и величины скачков могут изменятся в широких пределах.

Приведенный перечень трудностей, с которыми встречаются поиски явного вида уравнения для скорости деформации на основе соотношения Орована далеко не является исчерпывающим. Естественно предположить , что большое число нерешенных проблем и неопределенностей, связанных с использованием соотношения Орована, имеет некоторую общую фундаментальную причину. Мы видим эту причину в том, что в этом соотношении не вполне адекватно отражены свойства дислокаций. Прежде всего , не учтено одно из основных свойств дислокации - закон сохранения вектора Бюргерса. Дислокации рассматриваются незамкнутыми, тогда как в действительности дислокация, осуществляющая сдвиг в объеме кристалла, всегда является замкнутой петлей, вследствие чего: 1) скольжение дислокации есть расширение петли и, следовательно, процессы скольжения и генерации новых дислокаций есть единый процесс; 2) по мере удаления дислокации от источника уменьшаются силы, обусловленные линейным натяжением дислокации, обладающей нелокальной кривизной.

В последние годы рядом авторов получены уравнения для скорости сдвиговой деформации в чистых металлах, твердых растворах, упорядоченных сплавах и дисперсно-упрочненных материалах на основе представления о зоне сдвига, как основном мезоскопическом уровне пластичности, на котором разыгрываются все основные процессы микростатики, микрокинематики и микродинамики дислокаций [3,11-13]. При описании формирования зоны сдвига дислокации последовательно рассматриваются как замкнутые линейные дефекты. Часть неопределенностей при этом снимается. В частности, удается точно вычислить число атермических преодолений стопоров, приходящихся на одно термофлуктуационное преодоление. Однако вывод уравнения $\dot{a} = \dot{a}(\tau, T)$ остается довольно сложным, сохраняются и некоторые неопределенности. По-видимому, эти трудности связаны, главным образом, с использованием приемов, унаследованных от квазипрямолинейной идеологии соотношения Орована.

Запишем уравнение $\dot{a} = \dot{a}(\tau, T)$, последовательно основываясь на представлении о сериях дислокационных петель, испускаемых сегментами-источниками и формирующих зоны сдвига. Удобно записать уравнение для скорости сдвиговой деформации в следующей физически очевидной форме:

$$\dot{a} = N_S^{(s)} t_S^{(-1)} \Delta Q b \,. \tag{2}$$

Здесь $N_S^{(s)}$ - число дислокационных стопоров в единице объема, которые могут быть преодолены с помощью тепловых флуктуаций и находятся в контакте с дислокационными источниками; t_s - среднее время ожидания термофлуктурного преодоления стопора; ΔQ - средняя заметаемая дислокациями площадь, приходящаяся на одно термофлуктуационное преодоление.

Как показали результаты имитационного моделирования [10], термофлуктуационное преодоление дислокационных стопоров имеет место почти исключительно на сегментах-источниках в их околокритических конфигурациях. Дальнейшее формирование зоны кристаллографического сдвига - замыкание первой петли, ее последующее расширение и, наконец, испускание серии последующих петель происходит атермически, в динамическом режиме. Конечно, термофлуктуационные передвижения дислокаций имеют место и после образования зоны: дислокационные петли, испущенные источником, продолжают изменять конфигурацию, и в этих перемещениях участков петель всегда имеется термофлуктуационная компонента. С этими перемещениями связаны релаксационные эффекты, сопутствующие макроскопической деформации и сопровождающие ее, в частности, ползучесть "истощения" после прекращения возрастания внешнего деформирующего напряжения. Однако термоактивируемыми перемещениями, приводящими к возникновению и расширению дислокационных петель и формированию зон сдвига, являются тепловые движения именно дислокационных сегментов-источников. С термофлуктуационным преодолением дислокаций некомпланарных систем скольжения связана температурно-зависимая часть сопротивления макроскопическому деформированию чистых металлов. Долю стопоров, преодолеваемых с помощью флуктуаций, можно оценить соотношением

$$p_S = \ell_S / \Delta\rho_Z, \tag{3}$$

где ℓ_S - длина дислокационного источника, $\Delta\rho_Z$ - величина возрастания длины дислокаций при формировании зоны сдвига. При записи соотношения (3) учтено, что средняя длина источников меняется с увеличением плотности дислокаций приблизительно как $\rho^{1/2}$. Так, предполагая длину источника равной средней длине сегмента, заключенного между двумя соседними дислокационными соединениями, имеем $\ell_S = (\xi\beta_r\rho)^{-1/2} = C_1\rho^{-1/2}$, где $C_1 = (\xi\beta_r)^{-1/2}$. Если принять за длину источника длину сегмента, прогибающегося до критической конфигурации при заданном напряжении τ, то

$$\ell_S = \frac{2\mu}{\tau b} \approx \frac{Gb}{\tau} = \frac{Gb}{\tau_f + \alpha Gb\rho^{1/2}},$$

где μ - линейное натяжение дислокации. Для кристаллов, природа или состояние которых таковы, что $\tau_f << \alpha Gb\rho^{1/2}$, получаем $\ell_S \approx \alpha^{-1}\rho^{-1/2}$, где $C_2=\alpha^{-1}$. При ξ=0.5, β_r=0.2 и α=0.5 имеем $C_1 \approx 3$, $C_2 \approx 2$, то есть постоянные C_1 и C_2 в обеих оценках отличаются несущественно.

Таков же характер зависимости $\Delta\rho_Z$ от ρ. Действительно, $\Delta\rho_Z = \Gamma_1 Dn$, где Γ_1 - геометрический множитель, n - число дислокаций в зоне сдвига, D - размер зоны сдвига. Согласно [3]

$$D = \frac{B}{Gb}\frac{\tau_f + \alpha Gb\rho^{1/2}}{\rho},$$

где $B = \dfrac{4\pi^2}{\alpha_\ell\beta_r\xi}$, то есть при $\tau_f << \alpha Gb\rho^{1/2}$ получаем $\Delta\rho_Z \approx C\rho^{-1/2}$. Здесь $C = \dfrac{4\pi^2\alpha\Gamma_1 n}{\alpha_\ell\beta_r\xi} \approx \dfrac{4\pi^2}{\beta_r\xi}\Gamma_1 n$ (учтено, что $\alpha \approx \alpha_\ell$).

Число дислокаций в зоне сдвига можно оценить из соотношения [14],

$$\Delta\tau_{st} = \frac{Gbn}{\pi D}\frac{2-\nu}{1-\nu} \Rightarrow n \approx 4\pi^3\alpha_{st}(\beta_r\xi)^{-1}\frac{1-\nu}{2-\nu},$$

и, следовательно, $p_S = \dfrac{C_1}{C} = \dfrac{(\beta_r\xi)^{1/2}}{4\pi^3\alpha_{st}}\dfrac{1-\nu}{2-\nu}$. При α_{st}=0,2 [14] $p_S = 0{,}005$. Величина p_S не зависит сколько-нибудь существенно от аннигиляционных процессов в дислокационной подсистеме, поскольку аннигиляция дислокаций происходит одинаково, независимо от того, являются ли какие-либо сегменты дислокаций источниками или не являются.

Число стопоров, преодолеваемых посредством термических флуктуаций,

$$N_s^{(s)} = N_s \ell_s / \Delta\rho_Z . \tag{4}$$

Здесь N_s - число точек контакта в единице объема дислокаций, способных осуществлять кристаллографический сдвиг, с дислокациями некомпланарных систем скольжения, которые могут быть преодолены посредством термической активации. Очевидно

$$N_s = \rho / \Lambda_{nr} , \tag{5}$$

где Λ_{nr} - длина сегмента дислокации, заключенного между двумя нереагирующими дислокациями. Из (4), (5) следует

$$N_s^{(s)} = \frac{\rho}{\Lambda_{nr}} \frac{\ell_s}{\Delta\rho_Z} . \tag{6}$$

Число стопоров, преодолеваемых термофлуктуационно при формировании каждой зоны сдвига,

$$N_c = q^{(s)}(1-\beta_r)\rho_f = q^{(s)}(1-\beta_r)\xi\rho . \tag{7}$$

Здесь ρ_f - плотность дислокаций леса, ξ - множитель Смоллмана ($\xi \approx 0{,}5$), β_r - доля реагирующих дислокаций леса, $q^{(s)}$ - площадь, заметаемая сегментом-источником до достижения критической конфигурации.

После преодоления сегментом-источником критической конфигурации он испускает некоторое число петель n, которые заметают общую площадь $\Delta Q = nQ$, где Q - площадь, заметаемая одной дислокационной петлей. Следовательно, на одну термическую активацию преодоления дислокационного стопора приходится площадь, заметаемая дислокациями,

$$\Delta Q = \frac{\Delta Q_Z}{N_c} = \frac{\Delta Q_Z}{q^{(s)}(1-\beta_r)\xi\rho} . \tag{8}$$

Из (3), (6) - (8) следует

$$\dot{a} = \frac{1}{\xi(1-\beta_r)} \frac{\ell_s}{q^{(s)}} \frac{1}{\Lambda_{nr} t_s} G(\rho)^{-1} , \tag{9}$$

где $G(\rho)$ - интенсивность генерации дислокаций в процессе пластической деформации.

Считая критическую конфигурацию источника полуокружностью, имеем $q^{(s)} = \pi\ell_s^2/8$ и $\ell_s / q^{(s)} = 8/(\pi\ell_s)$. Если принять, что сегмент-источник имеет длину порядка расстояния между двумя тройными узлами, имеем $\ell_s = (\xi\beta_r\rho)^{-1/2}$ и уравнение (9) можно записать в виде

$$\dot{a} = \frac{8}{\pi} \frac{\beta_r^{1/2}}{\xi^{1/2}(1-\beta_r)} \frac{\rho^{1/2}}{\Lambda_{nr} t_s} G(\rho)^{-1} . \tag{10}$$

Заметим, что при выводе уравнений (9) и (10) не использовались какие-либо эффективные характеристики дислокационной структуры, такие, например, как “плотность подвижных дислокаций”, “средняя скорость дислокаций”, обычные при описании пластической деформации на основе уравнения Орована. Все величины, входящие в эти уравнения, имеют ясный физический смысл и допускают измерение или вычисление.

Уравнение для скорости кристаллографического сдвига в форме (9) или (10) применимо к сдвиговой деформации различных кристаллических материалов. Особенности структуры и пластического поведения материалов различной природы проявятся в различии явного вида функций t_s, Λ_{nr} и $G(\rho)$. Безразмерный множитель $8\beta_r^{1/2} / (\pi\xi^{1/2}(1-\beta_r))$ в уравнении (9) незначительно изменяется при вариации деформируемого материала. Значения β_r в различных материалах изменяются в пределах $0{,}15 < \beta_r < 0{,}3$. Множитель Смоллмана ξ при множественном скольжении равен примерно 0,5. Соответственно,

$$0{,}6 < \frac{8\beta_r^{1/2}}{\pi\xi^{1/2}(1-\beta_r)} < 1{,}6.$$

Можно поэтому для широкого круга материалов принять $8\beta_r^{1/2} / (\pi\xi^{1/2}(1-\beta_r)) \approx 1$. Тогда уравнение (10) принимает вид

$$\dot{a} \approx \frac{\rho^{1/2}}{\Lambda_{nr} t_s} G(\rho)^{-1}.$$

Явный вид выражения для интенсивности генерации дислокаций для металлов с ГЦК решеткой имеет вид [3,11]

$$G(\rho) = F / Db, \tag{11}$$

где F - параметр, определяемый геометрией зоны сдвига, $D = \frac{B}{Gb}\frac{\tau}{\rho}$ - средний диаметр зоны сдвига. Используя (11), принимая $\Lambda_{nr} \approx \left[\xi(1-\beta_r)\rho\right]^{-1/2}$ и учитывая, что значения параметра β_r варьируют для различных материалов и ориентации кристаллов в пределах от 0,15 до 0,3; а параметра F - в пределах от 4 до 5 при $\beta_r \approx 0{,}2$, $F \approx 4{,}5$, оценим

$$\dot{a} = 200 \frac{\tau}{G} t_s^{-1}. \tag{12}$$

Определение скорости деформации (12) для какого-либо материала сводится к нахождению среднего времени ожидания термоактивированного продвижения дислокации в этом материале. Заметим, что стопоры могут быть необязательно дислокационной природы. В случае, если присутствует несколько типов стопоров с различной энергией активации их преодоления скользящими дислокациями, то при нахождении t_s усреднение должно проводиться по стопорам всех типов.

Если воспользоваться соотношением $\tau = \tau_f + \alpha G b \rho^{1/2}$, уравнение (12) можно представить в виде

$$\dot{a} \approx 200\left(\frac{\tau_f}{G} + \alpha b \rho^{1/2}\right) t_s^{-1}.$$

Для концентрированных твердых растворов и малых плотностей дислокаций $\tau_f >> \alpha G b \rho^{1/2}$, и $\dot{a} \approx 200 \tau_f t_s^{-1} / G$. Для чистых металлов или значительных деформаций $\tau_f << \alpha G b \rho^{1/2}$ и $\dot{a} \approx 100 b \rho^{1/2} t_s^{-1}$.

Скорость сдвиговой пластической деформации в ГЦК металлах

Найдем явный вид уравнения для скорости сдвиговой деформации чистых ГЦК металлов. Для этого необходимо определить явный вид функций t_s, Λ_{nr} и $G(\rho)$. Для чистых металлов будем считать, что все стопоры имеют дислокационную природу, и для оценки среднего времени ожидания термоактивированного преодоления стопора воспользуемся соотношением Больцмана-Аррениуса

$$t_s^{-1} = \nu \exp\left[-\frac{U-(\tau-\tau_a)V}{kT}\right]. \tag{13}$$

Здесь ν - частота колебаний дислокационного сегмента, значения которой, принимаемые различными авторами, находятся в интервале

$$\nu_D \Lambda / b < \nu < \nu_D . \tag{14}$$

Интервал значений частоты, определяемый (14), перекрывает 3-4 порядка величины, поэтому задача о частоте тепловых колебаний свободного дислокационного сегмента остается весьма актуальной. При численных оценках примем $\nu = \nu_D$.

Далее, в (13) U - энергия активации преодоления стопора, V - "объем" активации $V = Q_a b$, где Q_a - площадь, заметаемая дислокацией в процессе преодоления стопора и равная приблизительно $Q_a = \Lambda b$. Длина свободного дислокационного сегмента: $\Lambda = \lambda(\tau,\rho)\rho^{-1/2}$, где λ - некоторая функция напряжения и плотности дислокаций, которая, согласно [3], в случае ГЦК металлов имеет вид

$$\lambda(\tau,\rho) = \left\{(\alpha_r\beta_r\xi)^{1/3} + \left[\frac{(\tau-\tau_a)(1-\beta_r)}{\xi^{1/2}Gb\rho^{1/2}}\right]^{1/3}\xi^{1/2}\right\}^{-1}. \tag{15}$$

Воспользовавшись соотношением Фриделя (которое, как показывают результаты имитационного моделирования скольжения дислокаций, удовлетворительно выполняется в широком интервале напряжений) для средней длины дислокационного сегмента, заключенного между соседними нереагирующими дислокациями леса, находим

$$\Lambda_{nr} = \left[\frac{\xi^{1/2}Gb\rho^{1/2}}{(\tau-\tau_a)(1-\beta_r)}\right]^{1/3}\xi^{-1/2}\rho^{-1/2}. \tag{16}$$

В (15) и (16) τ_a - атермическая составляющая дислокационного сопротивления движению скользящей дислокации, α_r - параметр, характеризующий парциальное сопротивление скольжению дислокаций, обусловленное реагирующими дислокациями некомпланарных систем, $\tau_r = \alpha_r G b \rho^{1/2}$.

Наконец, для интенсивности генерации дислокаций воспользуемся уравнением (11). Подставив (13), (16) и (11) в (10), находим

$$\dot{a} = a_0 \exp\left[-\frac{U-(\tau-\tau_a)\lambda(\tau,\rho)\rho^{-1/2}b^2}{kT}\right], \tag{17}$$

где

$$a_0 = \frac{32\pi\tau(\tau-\tau_a)^{1/3}\nu_D}{\beta_r{}^{1/2}(1-\beta_r)^{2/3}\xi^{7/6}\alpha_\ell F G^{4/3}\rho^{1/6}b^{1/3}}. \qquad (18)$$

Логарифмируя (17), находим

$$\tau-\tau_a = \frac{U\rho^{1/2}}{b^2\lambda(\tau,\rho)} - kT\frac{\rho^{1/2}\ln(a_0/\dot{a})}{b^2\lambda(\tau,\rho)}.$$

Следуя Зеегеру [15], выделим парциальные вклады τ_s и τ_a, соответственно, термоактивируемых и атермических механизмов деформационого упрочнения в сопротивление движению дислокаций: $\tau = \tau_s + \tau_a$. Тогда $\tau_s = \alpha_s G b\rho^{1/2}$, где $\tau_s = (\alpha_s^{(0)} - \beta T)Gb\rho^{1/2}$,

$$\alpha_s^{(0)} = \frac{U}{\lambda(\tau,\rho)Gb^3};\ \beta = \frac{k\ln(a_0/\dot{a})}{\lambda(\tau,\rho)Gb^3}.$$

Атермическую составляющую напряжения τ_a можно представить как сумму дислокационной τ_{ra} и решеточной τ_f компонент $\tau_a = \tau_f + \tau_{ra}$, где τ_{ra} может быть с удовлетворительной точностью представлена соотношением $\tau_{ra} = \alpha_{ra}Gb\rho^{1/2}$. Полное сопротивление движению дислокаций может быть записано в традиционной форме

$$\tau = \tau_f + \alpha G b\rho^{1/2}, \qquad (19)$$

где $\alpha = \alpha_s^{(0)} + \alpha_{ra} - \beta T$.

Соотношение (19) получило чрезвычайно широкое применение в теории пластической деформации. При этом параметр, характеризующий интенсивность междислокационных взаимодействий α, рассматривается обычно как постоянная величина. В действительности α зависит от плотности дислокаций и напряжения по двум причинам: 1) вследствие того, что в выражения для $\alpha_s^{(0)}$ и β входит функция $\lambda(\tau,\rho)$; 2) величина α_{ra} зависит логарифмически от плотности дислокаций,

$$\alpha_{ra} = \alpha_{ra}^{(0)} - H\ln(\rho/\rho_0), \qquad (20)$$

где ρ_0 - начальная плотность дислокаций в деформируемом кристалле, $\alpha_{ra}^{(0)}$ - величина параметра интенсивности атермических дислокационных взаимодействий при начальной плотности дислокаций. Обе величины слабо зависят от напряжения и плотности дислокаций: так, в чистых ГЦК металлах интервал значений $\lambda(\tau,\rho)$ заключен между 1,5 и 3,6 [3,13], второе слагаемое в (20) при обычных плотностях дислокаций в условиях статических испытаний не превышает 10% от величины $\alpha_{ra}^{(0)}$. При современной точности вычисления характеристик макроскопической пластичности зависимостью $\alpha_{ra}^{(0)}$ от плотности дислокаций обычно пренебрегают, а для $\lambda(\tau,\rho)$ принимают постоянное значение, соответствующее центру интервала ее значений.

Однако даже с этими оговорками соотношение (19) с фактором α, рассматриваемым как постоянная величина, может применяться лишь в случае, если пластическая деформация осуществляется изотермически (T=const) и с постоянной скоростью ($\dot{a}$=const). В общем случае деформации в произвольных условиях, связь между плотностью дислокаций и приложенным напряжением задаются трансцендентным уравнением

$$\tau = \tau_f + \left[\alpha^{(0)}(\tau,\rho) - \beta(\tau,\rho)T\right]Gb\rho^{1/2},$$

где

$$\alpha^{(0)}(\tau,\rho) = \alpha_a^{(0)} - H\ln\frac{\rho}{\rho_0} + \frac{U}{Gb^3}\left\{(\alpha_r\beta_r\xi)^{1/3} + \left[\frac{(\tau-\tau_a)(1-\beta_r)}{\xi^{1/2}Gb\rho^{1/2}}\right]^{1/3}\xi^{1/2}\right\}, \quad (21)$$

$$\beta(\tau,\rho) = \frac{k}{Gb^3}\left\{(\alpha_r\beta_r\xi)^{1/3} + \left[(\tau-\tau_a)(1-\beta_r)\right]^{1/3}\xi^{1/2}\right\}\ln\left\{\frac{32\pi\tau(\tau-\tau_a)^{1/3}\nu_D}{\beta_r^{1/2}(1-\beta_r)^{2/3}\xi^{7/6}\alpha_\ell F G^{4/3}\rho^{1/6}b^{1/3}\dot{a}}\right\} \quad (22)$$

При не слишком высоких плотностях дислокаций ($\rho \approx 10^8$ - 10^9 см$^{-2}$) $H\ln\frac{\rho}{\rho_0} << \alpha_a^{(0)}$ и $\rho^{1/6}$ с увеличением плотности дислокаций изменяется незначительно. Поэтому зависимость сопротивления деформированию от плотности дислокаций достаточно точно определяется соотношением $\tau = \tau_f + \left[\alpha^{(0)} - \beta T\right]Gb\rho^{1/2}$, где α^0 и β - постоянные величины, полученные усреднением функций $\alpha^{(0)}(\tau,\rho)$ и $\beta(\tau,\rho)$ по интервалам изменения переменных τ и ρ.

Скорость сдвиговой деформации в гетерофазных материалах

Переходя к гетерофазным материалам, необходимо учесть, что в этом случае скользящая дислокация преодолевает не только стопоры дислокационной природы, но и частицы упрочняющей фазы. В связи с этим в выражении (13) для среднего времени ожидания t_s термоактивированного преодоления стопора дислокационным сегментом взаимодействие дислокаций с частицами проявляется в появлении дополнительных членов в выражении для τ_a: τ_{Or} - сопротивление, испытываемое скользящей дислокацией, связанное с присутствие частиц упрочняющей фазы, τ_{im} - напряжение изображения, обусловленное появлением обратных полей напряжений, действующих на скользящую дислокацию за счет свободных поверхностей в реальных деформируемых кристаллах [16]. Таким образом, для τ_a в случае дисперсно-упрочненных материалов имеем: $\tau = \tau_f + \tau_{Or} + \tau_{im} + \alpha_a Gb\rho^{1/2}$. Общее число стопоров на единицу длины дислокации Λ^{-1} возрастает и будет равно

$$\Lambda^{-1} = \Lambda_r^{-1} + \Lambda_{nr}^{-1} + \Lambda_{\rho d}^{-1}, \quad (23)$$

где Λ_r, Λ_{nr}, $\Lambda_{\rho d}$ - расстояния соответственно между реагирующими дислокациями, нереагирующими дислокациями и частицами, с которыми контактирует скользящая дислокация. Воспользовавшись соотношением Фриделя, найдем [3] $\Lambda_{\rho d} = \left(\frac{2\mu\Lambda_p^2}{\tau_{or}b}\right)^{1/3}$. Принимая $\tau_{Or} = \frac{Gb}{(\Lambda_p - \delta)}$, находим $\Lambda_{\rho d} = \left[\Lambda_p^2(\Lambda_p - \delta)\right]^{1/3}$, где Λ_p и δ - масштабные характеристики упрочняющей фазы. Тогда $\Lambda = \lambda(\tau,\rho)\rho^{-1/2}$, где

$$\lambda(\tau,\rho) = \left\{(\alpha_r\beta_r\xi)^{1/3} + \left[(1-\beta_r)(\tau - \tau_f - \tau_{or}(\Lambda_p,\delta) - \tau_{im}(\Lambda_p,\delta) - \alpha_a Gb\rho^{1/2})\right]^{1/3}\xi^{1/2} + \frac{1}{\left[\Lambda_p^2(\Lambda_p - \delta)\right]^{1/3}\rho^{1/2}}\right\}^{-1}$$

При записи явного выражения для интенсивности генерации дислокаций в гетерофазных материалах, в которых выделения второй фазы представляют собой некогерентные недеформируемые частицы, необходимо учитывать возрастание плотности дислокаций вследствие их скопления у частиц (в виде колец Орована и призматических петель), а также из-за накопления дипольных и мультипольных конфигураций между частицами [13]. Выражение для полной интенсивности генерации дислокаций в дисперно-упрочненном сплаве в общем случае можно записать в виде суммы трех слагаемых [13]: 1) интенсивности генерации сдвигообразующих дислокаций $G(\rho_m)$, 2) интенсивности генерации призматических петель $G(\rho_p)$, 3) интенсивности генерации дислокаций, входящих в дипольные конфигурации $G(\rho_d)$. При этом $G(\rho_m) = F/(Db)$, как и в однофазных материалах; $G(\rho_p) = <\chi>\delta/\Lambda_p^2 b$, где $<\chi>$ - геометрический фактор в соотношении $l_p = \chi\delta$, связывающем протяженность l_p дислокации, задержанной у частицы, с δ [13]. Наконец, согласно [13] $G(\rho_d) = 2/(\Lambda_p b)$.

Расчет плотностей дислокаций ρ_m и ρ_p [17] показал, что в дисперсно-упрочненных материалах интенсивность накопления дислокаций на частицах приблизительно на два порядка величины превосходит интенсивность накопления дислокаций на дислокациях. Если пренебречь накоплением дислокаций в матрице в результате междислокационных взаимодействий, а также учесть, что вакансионные петли и диполи быстро аннигилируют уже при низких температурах в результате диффузионного осаждения на них межузельных атомов, выражение для интенсивности генерации дислокаций в процессе деформации можно записать в виде

$$G(\rho) = \frac{1}{\Lambda_p b} + \frac{<\chi>\delta}{2\Lambda_p^2 b}. \tag{24}$$

Подставив (24) в (10), находим для скорости пластической деформации в гетерофазных материалах

$$\dot{a} = a_0 \exp\left[-\frac{U - (\tau - \tau_a)\lambda(\tau,\rho)\rho^{-1/2}b^2}{kT}\right], \tag{25}$$

где

$$a_0 = \frac{16\beta_r^{1/2}\xi^{1/3}\Lambda_p^2 b\nu_D(\tau - \tau_a)^{1/3}\rho^{5/6}}{\pi(1-\beta_r)^{2/3}(Gb)^{1/3}(2\Lambda_p + <\chi>\delta)}. \tag{26}$$

Отношение предэкспоненциальных множителей в выражениях для скорости деформации гетерофазного и однофазного материала r с учетом (26), (18) и

$\tau = \alpha G b \rho^{1/2}$ равно

$$r = \frac{\beta_r \alpha_\ell \xi^{3/2} F \Lambda_p^2 \rho^{1/2}}{2\pi^2 \alpha (2\Lambda_p + <\chi> \delta)} \qquad (27)$$

Оценим величину r для обычного интервала изменения ρ (10^8 - 10^{10} см$^{-2}$) при следующих значениях параметров, входящих в (27), $\beta_r \approx 0{,}2$; $\alpha_\ell \approx 0{,}5$; $F \approx 5$; $\Lambda_p \approx 10^{-4}$ см ; $\alpha \approx 0.5$; $\xi \approx 0.5$; $\delta \approx 10^{-5}$ см; $<\chi> \approx 1$ [3,11,13]; $r \approx 0{,}01$ .. 0,1.

Таким образом, предэкспоненциальный множитель в уравнении скорости деформации при равных $\tau_s = \tau - \tau_a$ и при обычных плотностях дислокаций в гетерофазном материале существенно (на один-два порядка) меньше, чем в чистом материале матрицы. С увеличением плотности дислокаций отношение r возрастает, то есть различие предэкспоненциальных множителей a_0 в случае гетерофазного и однофазного материала уменьшается. Аналогичным образом влияет на величину a_0 увеличение количества упрочняющей фазы при сохранении степени ее дисперсности (уменьшение Λ_p).

Логарифмируя (25), находим, как и в случае однофазного материала,

$$\tau - \tau_a = \tau_s = (\alpha_s^{(0)} - \beta T) G b \rho^{1/2},$$

где

$$\alpha_s^{(0)} = \frac{U}{\lambda(\tau,\rho) G b^3}; \quad \beta = \frac{k \ln(a_0 / \dot{a})}{\lambda(\tau,\rho) G b^3}.$$

Однако при нахождении явного вида функции $\lambda(\rho,\tau)$ должно быть учтено, что в дисперноупрочненном материале дислокации под действием распределенных сил, обусловленных внешним напряжением, вступают в контакт не только с дислокациями некомпланарных систем скольжения, но и с частицами упрочняющей фазы [13]. В этом случае функция $\lambda(\rho,\tau)$, вычисленная на основе формулы Фриделя, имеет вид [13]

$$\lambda(\tau,\rho) = \left\{ (\alpha_r \beta_r \xi)^{1/3} + \left[\frac{(\tau - \tau_a(\rho))(1-\beta_r)}{\xi^{1/2} G b \rho^{1/2}} \right]^{1/3} \xi^{1/2} + \frac{1}{\left[\Lambda_p^2 (\Lambda_p - \delta)\right]^{1/3} \rho^{1/2}} \right\}^{-1}.$$

Библиографический список

1. Бенгус В.З. Скорость и плотность подвижных дислокаций при деформационном упрочнении кристалла /Физика конденсированного состояния. Вып. XXIY. Харьков.-1973.-С. 5-16.
2. Гудьер Дж.Н., Ходж Ф.Г. Упругость и пластичность. - М.: ИЛ, 1960. - 283 с.
3. Orowan E. Condition for dislocation passage of precipitations // Proc.sumpon intern. stresses in metals. - 1948 . - P.451 - 454.
4. Попов Л.Е., Кобытев В.С., Ковалевская Т.А. Пластическая деформация сплавов. М.: Металлургия, 1984. - 182 с.
5. Лубенец Л.Е. Подвижность дислокаций в кристаллах с дефектами структуры / Физика конденсированного состояния. Вып.XXIY. Харьков, 1973. - С.17-37.
6. Бенгус В.З., Табачникова Е.Д., Островерх В.И. -ФТТ. -1973.Т.16. -С. 1111-1114.

7. Neuhauser H., Himstedt N.,Schwink Ch. - Phys. Stat. Sol.(a). - 1970. V.3. - P.929-938.
8. Гилман Д.Д. Микропластичность. - М.: Металлургия, 1972. - С. 18-30.
9. Li J.C.M. Dislocation dynamics. - N.-Y.: Mc.Graw - Hill Book Co. - 1968. - P.253.
10. Слободской М.И., Руссиян А.А., Кобытев В.С. Моделирование на ЭВМ процессов взаимодействия и скольжения дислокаций. - Томск:: ТГУ, 1992. - 177 с.
11. Попов Л.Е., Пудан Л.Я., Колупаева С.Н. и др. Математическое моделирование пластической деформации.- Томск: ТГУ. 1990.-185 с.
12. Иванова О.В., Пудан Л.Я., Попов Л.Е. Скорость пластической деформации ГЦК разбавленных твердых растворов Томск. 1989. -13 с. - Деп. В ВИНИТИ 18.01.89, №6329-В89.
13. Ковалевская Т.А., Виноградова И.В., Попов Л.Е. Математическое моделирование пластической деформации гетерофазных сплавов. - Томск: ТГУ, 1992.-169 с.
14. Колупаева С.Н., Старенченко В.А., Попов Л.Е. Неустойчивости пластической деформации кристаллов. - Томск: ТГУ, 1994.-300 с.
15. Зеегер Л. Дислокации и механические свойства кристаллов. - М.: ИЛ, 1960.- С.170-268.
16. Brown L.M.,Stobbs W.M. The workhardening of copper-silicon. I. A model based on internal stresses, with no plastic relaxation //Phil. Mag.-1971. -V.23. -P.1185-1199.
17. Ковалевская Т.А., Виноградова И.В., Колупаева С.Н. и др. Математическое моделирование сдвиговой пластической деформации сплавов с некогерентными частицами в области высоких температур.- Томск: 1989, -59 с. - Деп. В ВИНИТИ 07.06.89, №3788-В89.