

УДК 539.4.01

©1993

ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ. РАЗМЕРНЫЙ, ОРИЕНТАЦИОННЫЙ И ПОВЕРХНОСТНЫЙ ЭФФЕКТЫ

Г.А.Малыгин

Обсуждается механизм влияния поперечных размеров, ориентации и состояния поверхности кристаллических образцов на параметры деформационного упрочнения кристаллов. Наиболее чувствительной к этим факторам, как показывает опыт, является первая стадия упрочнения. Количественное рассмотрение эффектов основано на уравнениях дислокационной кинетики. Согласно дислокационно-кинетическому подходу, влияние указанных факторов на кривую упрочнения обусловлено их влиянием на кинетические процессы, определяющие эволюцию дислокационного ансамбля в кристалле. Так, наличие на поверхности кристалла прочной окисной пленки или специального покрытия способствует накоплению дислокаций в кристалле, а растворение пленки и поверхностных слоев кристалла — уходу дислокаций из него. С этими же обстоятельствами связано и влияние поперечных размеров и ориентации кристалла на параметры кривой упрочнения. В тонких, ориентированных для одиночного скольжения кристаллах вследствие меньшей эффективной длины пробега дислокаций до поверхности их выход из кристалла облегчен по сравнению с толстыми, ориентированным для множественного скольжения кристаллом. В работе с помощью дислокационно-кинетического подхода получены количественные соотношения между указанными факторами и параметрами кривой упрочнения.

В [1] был рассмотрен механизм возникновения первой стадии упрочнения на кривых пластического течения кристаллов, деформируемых сжатием или растяжением. В отличие от деформирования чистым сдвигом [2,3] при сжатии и растяжении происходит активизация вторичных систем скольжения, в результате чего кривые течения приобретают многостадийный характер. Сформулированное в [1] уравнение эволюции для средней плотности дислокаций позволяет описать эту многостадийность.

При формулировке уравнения было учтено, что на начальном этапе деформации значительная часть краевых дислокаций образует диполи и выбывает тем самым из процесса накопления индивидуальных дислокаций в кристалле. Поскольку диполи слабо взаимодействуют со скользящими дислокациями по сравнению с отдельными дислокациями, то оба указанных обстоятельства приводят к появлению на кривых сжатия и растяжения у ориентированных для одиночного скольжения кристаллов участка с низким коэффициентом деформационного упрочнения. По своей величине он приближается к коэффициенту упрочнения, характерному для дипольного механизма упрочнения в условиях деформации чистого сдвига. Другим крайним случаем является упрочнение кристаллов, ориентированных для множественного скольжения. В них с самого начала доминирует дислокационно-дислокационное взаимодействие, что обеспе-

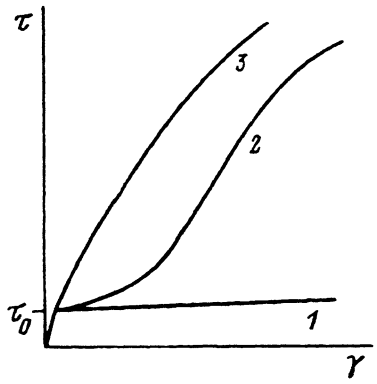


Рис. 1. Кривые деформационного упрочнения при чистом сдвиге (1), преимущественно оди-ночном (2) и множественном (3) скольжении (схема).

чивает высокую скорость упрочнения и двухстадийный характер кривых течения.

Кроме ориентации кристалла, на возникновение первой стадии, как показывает опыт [4-19], влияет и ряд других факторов. В [1] с помощью дислокационно-кинетического подхода было проанализировано влияние структурного фактора на процесс деформационного упрочнения и параметры первой стадии упрочнения. В настоящей работе, являющейся продолжением работы [1], с помощью указанного подхода проанализировано влияние на процесс деформационного упрочнения таких факторов, как поперечные размеры [4-8], ориентация [9-11] и состояние поверхности [12-19] кристалла. Опыт показывает, что наиболее чувствительна к ним первая стадия упрочнения.

Таким образом, целью работы является разработка количественной модели эффектов, связанных с указанными факторами. В литературе имеется лишь качественное обсуждение этого вопроса [6,8,15]. В первом разделе работы приведены полученные в [1] соотношения между параметрами упрочнения и кинетическими коэффициентами, определяющими эволюцию дислокационного ансамбля в кристалле. В последующих разделах рассмотрено влияние размеров, ориентации и состояния поверхности кристалла на указанные коэффициенты и на процесс деформационного упрочнения кристалла в целом.

1. Уравнение эволюции плотности дислокаций

Уравнение эволюции плотности дислокаций ρ , описывающее трехстадийную кривую упрочнения кристалла типа кривой 2 на рис. 1, имеет вид [1].

$$\rho \frac{d\rho}{d\gamma} = n b^{-1} + (\kappa_m - \kappa_i) \rho + \kappa_f \rho^{3/2} - \kappa_a \rho^2, \quad (1)$$

где γ — величина сдвиговой деформации, n — плотность объемных и поверхностных источников дислокаций, κ_i — коэффициент иммобилизации дислокаций в краевых диполях при размножении дислокаций механизмом двойного поперечного скольжения (ДПС) винтовых участков дислокационных петель, κ_m и κ_f — коэффициенты размножения дислокаций механизмом ДПС на препятствиях недеформационного и деформационного (дислокации леса) происхождения, κ_a — коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций.

Интегрируя (1) и подставляя зависимость $\rho(\gamma)$ в соотношение $\tau = \alpha\mu b\rho^{1/2}$ для дислокационно-дислокационного взаимодействия, получаем кривую упрочнения кристалла $\tau(\gamma)$, где α — постоянная междислокационного взаимодействия, μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса. В зависимости от величины и соотношения кинетических коэффициентов, определяющих в уравнении (1) интенсивность тех или иных процессов, кривые упрочнения могут иметь трех- и двухстадийный (рис. 1, кривая 3) характер [1]. На рис. 1 для сравнения показана также кривая упрочнения в условиях деформации чистого сдвига.

С помощью уравнения (1) можно найти, что зависимость коэффициента деформационного упрочнения θ от напряжения течения $\bar{\tau} = \tau/\tau_\infty$ имеет вид [1]

$$\theta = \frac{d\tau}{d\gamma} = \theta_m (Q_0 \bar{\tau}^{-3} - Q_i \bar{\tau}^{-1} + 1 - \bar{\tau}). \quad (2)$$

Для возникновения трехстадийной кривой упрочнения необходимо, чтобы коэффициент θ принимал минимальное θ_1 и максимальное θ_2 значения при напряжениях τ_1 и τ_2 , соответствующих точкам перегиба кривой течения на первой и второй стадиях [1]

$$\theta_{1,2} = \theta_m (Q_0 \bar{\tau}_{1,2}^{-3} - Q_i \bar{\tau}_{1,2}^{-1} + 1 - \bar{\tau}_{1,2}), \quad (3a)$$

$$\bar{\tau}_{1,2} = \frac{\tau_{1,2}}{\tau_\infty} = \left(\frac{1}{2}Q_i\right)^{1/2} \left(1 - \sqrt{1 - \beta}\right)^{1/2}, \quad (3b)$$

где $\tau_\infty = \alpha\mu b\rho_\infty^{1/2}$ — напряжение течения в конце третьей стадии упрочнения, $\rho_\infty = (\kappa_f/\kappa_a)^2$, $\theta_m(1/2)\alpha(b\kappa_f)\mu$ — максимальный коэффициент упрочнения на второй стадии кривой течения. Параметры Q_0 , Q_i , и β соответственно равны

$$Q_0 = \frac{n}{\kappa_a b \rho_\infty^2}, \quad Q_i = \frac{\kappa_i - \kappa_m}{\kappa_a \rho_\infty}, \quad \beta = 12 \frac{Q_0}{Q_i^2}. \quad (4)$$

Из выражений (3) и (4) следует, что для возникновения первой стадии упрочнения необходимо, чтобы коэффициент иммобилизации дислокаций в диполях был достаточно велик $\kappa_i > \kappa_m$ ($Q_i > 0$), а параметр β не превышал единицы. Учитывая обозначения (4), имеем, таким образом, условие

$$\beta = \frac{12n\kappa_a}{b(\kappa_i - \kappa_m)^2} < 1. \quad (5)$$

Наличие в правой части уравнения (1) конечной плотности объемных и поверхностных источников дислокаций приводит к появлению на кривой течения начальной («нулевой» [1]) стадии упрочнения, связанной с работой этих источников. Нулевая стадия предшествует первой стадии упрочнения. Напряжение ее окончания соответствует пределу текучести τ_0 и началу первой стадии упрочнения [1]

$$\tau_0 = \alpha_0 \mu b \rho^{1/2}(0), \quad \rho(0) = \frac{n}{b(\kappa_i - \kappa_m)}, \quad (6)$$

где α_0 — постоянная междислокационного взаимодействия на начальной стадии деформации, $\rho(0)$ — плотность дислокаций в конце этой стадии.

Наблюдаемая на опыте чувствительность параметров первой стадии к поперечным размерам [4–8], ориентации [9–11], состоянию поверхности [12–17] кристалла и окружающей его среды [18–20] может быть обусловлена влиянием этих факторов на кинетические коэффициенты, определяющие, согласно (3)–(6), величину этих параметров и условия существования стадии. Ниже с помощью приведенных соотношений этот вопрос будет детально проанализирован.

2. Размерный эффект

Опыт показывает, что уменьшение поперечных размеров кристалла способствует возникновению первой стадии, увеличивает ее протяженность и уменьшает связанный с ней коэффициент деформационного упрочнения [4–6]. Заметный размерный эффект возникает при этом лишь при изменении размера кристалла L_1 в направлении движения краевых компонент дислокационных петель [5,6,8], когда расстояние пробега дислокаций до поверхности кристалла $L_e \sim L_1$ становится сравнимо с длиной свободного пробега дислокаций λ_m [3]. Потеря части краевых дислокаций в результате их выхода из кристалла снижает скорость накопления в кристалле одиночных дислокаций и влияет тем самым на процесс его деформационного упрочнения. Винтовые дислокации слабо упрочняют кристалл, поэтому утонение кристалла в направлении их движения не оказывает влияния на характеристики первой стадии упрочнения [6,8].

С другой стороны, скорость выхода дислокаций из кристалла уменьшается, если на поверхности кристалла имеется достаточно прочная окисная пленка или специальное покрытие, препятствующие уходу дислокаций из него. Для учета указанных обстоятельств в правую часть уравнения эволюции (1) необходимо добавить дополнительные слагаемые

$$\rho \frac{d\rho}{d\gamma} = nb^{-1} + \left(\kappa_m + \frac{\beta_m}{bL_e} \right) \rho - \left(\kappa_i + \frac{\beta_S}{bL_e} \right) \rho + \kappa_f \rho^{3/2} - \kappa_a \rho^2. \quad (7)$$

Коэффициенты β_m и β_S характеризуют прозрачность и эффективность поверхности как стока и барьера для движущихся дислокаций. При $\beta_S > \beta_m$ поверхность выступает преимущественно как сток для дислокаций. Взаимодействие дислокаций с поверхностью можно рассматривать в этом случае как процесс аннигиляции дислокаций на поверхности. При $\beta_m > \beta_S$ поверхность является преимущественно барьером для дислокаций. Прозрачность этого барьера зависит от прочности окисной пленки или покрытия, их толщины и соотношения упругих постоянных пленки и кристалла.

Еще одна возможная причина влияния поперечных размеров кристалла на параметры первой стадии упрочнения — это изменение соотношения между объемными n_0 и поверхностными n_S плотностями дислокационных источников при утонении кристалла. Полная плотность дислокационных источников равна

$$n = n_0 + \frac{S}{V} n_S, \quad (8)$$

где V — объем кристалла; S — площадь граней кристалла, занятая поверхностными источниками. Полагая, что кристалл представляет из себя параллелепипед с поперечными размерами L_1 и L_2 , находим, что $S/V = 2(L_e + L_s)/L_1 L_2$, где L_e и L_s — размеры кристалла в плоскости скольжения в направлении движения соответственно краевых и винтовых участков дислокационных петель

$$L_e = m_e L_1, \quad L_s = m_s L_2, \quad (9)$$

m_e и m_s — коэффициенты, зависящие от углов, образуемых осью деформации кристалла с плоскостью и направлением скольжения, а также от углов, образуемых осью деформации и направлением скольжения со следами выхода плоскости скольжения на грани кристалла [21]. Представляя найденные соотношения в (8), получаем

$$n = n_0 + n_s g L_e^{-1}, \quad g = 2m_e \left(m_s + \frac{L_1}{L_2} m_e \right). \quad (10)$$

Из (10) видно, что по мере уменьшения поперечных размеров кристалла $L_e \sim L_1 \approx L_2$ относительный вклад поверхности источников в n возрастает.

1) П р е д е л т е к у ч е с т и. Подставляя (10) и эффективные значения коэффициентов размножения и иммобилизации дислокаций из (7)

$$\kappa_m(L_e) = \kappa_m + \frac{\beta_m}{bL_e}, \quad \kappa_i(L_e) = \kappa_i + \frac{\beta_s}{bL_e} \quad (11)$$

в (6), находим зависимость плотности дислокаций на пределе текучести от поперечного размера кристалла

$$\frac{\rho(0, L_e)}{\rho(0, \infty)} = \frac{1 + n_s g / n_0 L_e}{1 + \left(\frac{\beta_s - \beta_m}{\beta_i - 1} \right) \frac{\lambda_m}{L_e}}, \quad (12)$$

где $\rho(0, \infty)$ — плотность дислокаций (6) в толстом кристалле ($L_e \rightarrow \infty$), $\beta_i = \kappa_i / \kappa_m > 1$ — относительный коэффициент иммобилизации дислокаций в краевых диполях [22], $\lambda_m = (b\kappa_m)^{-1}$ — длина пробега дислокаций между актами размножения внутри кристалла.

Из (12) видно, что в зависимости от соотношения коэффициентов β_s и β_m и плотностей источников n_0 и n_s плотность дислокаций может возрастать, так и снижаться с уменьшением размера кристалла L_e . Соответственно будет изменяться и напряжение $\tau_0 \sim [\rho(0, L_e)]^{1/2}$ начала первой стадии упрочнения

$$\tau_0(L_e) = \tau_0(\infty) \left[\frac{1 + lS/L_e}{1 + \left(\frac{\beta_s - \beta_m}{\beta_i - 1} \right) \frac{\lambda_m}{L_e}} \right]^{1/2} \quad (13a)$$

Здесь $lS = gn_s/n_0$ — эффективное расстояние, характеризующее соотношение плотностей n_0 и n_s источников; $\tau_0(\infty)$ — предел текучести в толстом кристалле.

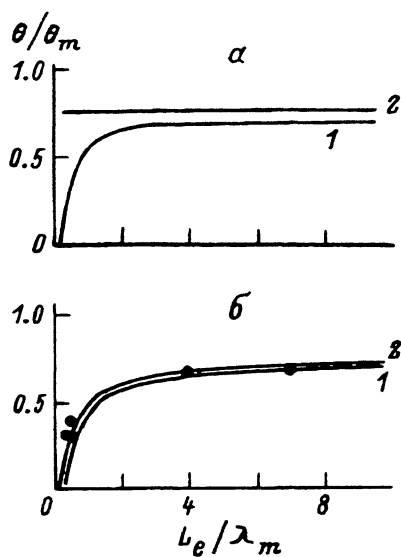
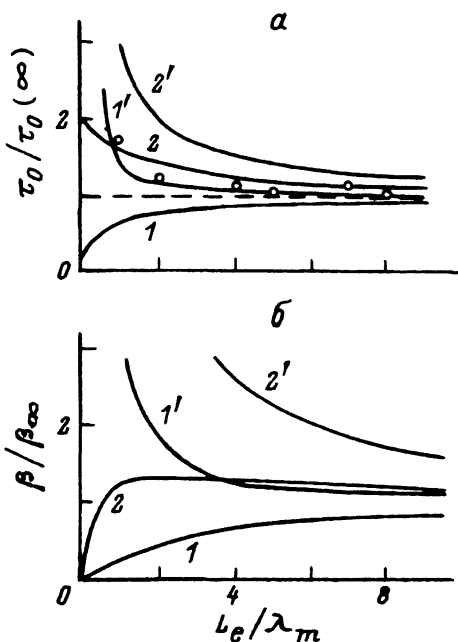


Рис. 2. Зависимость предела текучести τ_0 (а) и параметра β (б) от поперечного размера кристалла L_e согласно (13) и (15).

1, 2 — $A = 1$; 1', 2' — $A = -0.5$;
 1, 1' — $B = 10^{-2}$; 2, 2' — $B = 4$.
 Эксперимент: монокристаллы Cu [4],
 $\tau_0(\infty) = 3$ МПа, $\lambda_m = 100$ мкм.

Рис. 3. Зависимость коэффициентов деформационного упрочнения θ_1 (1) и θ_2 (2) от поперечного размера кристалла согласно (3) и (15), (16).

$A = 1$, $B = 10^{-2}$ (а) и 4 (б).

На рис. 2,а кривые иллюстрируют зависимости $\tau_0(L_e)$, согласно

$$\frac{\tau_0(L_e)}{\tau_0(\infty)} = \left[\frac{1 + B \frac{\lambda_m}{L_e}}{1 + A \frac{\lambda_m}{L_e}} \right]^{1/2}, \quad (136)$$

при различных значениях параметров A и B

$$A = \frac{\beta_S - \beta_m}{\beta_i - 1}, \quad B = \frac{l_S}{\lambda_m}. \quad (13в)$$

При $A = 1$, $B = 10^{-2}$ утонение кристалла приводит к снижению предела текучести (кривая 1) из-за уменьшения плотности дислокаций в результате их выхода из кристалла ($\beta_S > \beta_m$). Однако если по каким-либо причинам длина пробега λ_m становится меньше характерного расстояния l_S ($B = 4$), то утонение кристалла сопровождается увеличением его предела текучести (кривая 2). В этом же направлении по очевидным причинам действует и наличие на поверхности кристалла барьера для выхода дислокаций ($\beta_m > \beta_S$, $A < 0$; кривые 1', 2'). Рост предела текучести по мере уменьшения поперечных размеров наблюдался в кристаллах меди [4,23] (рис. 2,а) и КС1 [7].

Опыт показывает, что чувствительность напряжения τ_0 и других параметров упрочнения к поперечным размерам кристалла зависит от его ориентации [4] и содержание примесей [7]. С увеличением содержания примесей длина свободного пробега дислокаций уменьшается [3], поэтому в легированных кристаллах размерный эффект ослаблен [7]. В кристаллах обычной чистоты большую роль в размножении дислокаций на начальном этапе деформации играют дислокации роста. Они определяют длину свободного пробега дислокаций $\lambda_m = (b\kappa_f\rho_0^{1/2})^{-1}$ [3,22], плотность объемных $n_0 = \eta_0\rho_0^{3/2}$ [1] и поверхностных $n_s = \eta_s\rho_0$ [24] источников дислокаций, где η_0 и η_s — коэффициенты эффективности ростовых дислокаций как источников Франка-Рида. Подставляя эти параметры в (13), получаем оценки

$$l_s = g \frac{\eta_s}{\eta_0} \rho_0^{-1/2}, \quad B = g \frac{\eta_s}{\eta_0} (b\kappa_f). \quad (14)$$

Поскольку для поверхностных источников критическая длина сегмента $l_0 = \rho_0^{-1/2}$ вдвое меньше, чем для дислокационных источников в объеме кристалла [24], то, полагая $\eta_s/\eta_0 = 4$, $g \approx 4 \div 8$, $b\kappa_f \approx 10^{-2}$ [22,25], находим $l_s \approx (20 - 30)\rho_0^{-1/2}$, $B = 0.2 \div 0.3$.

2) Коэффициент деформационного упрочнения. В опытах на кристаллах меди (ориентация оси растяжения [100]) обнаружено [4], что уменьшение диаметра кристалла с 2 до 1 и далее до 0.2 мм приводит к появлению на кривых растяжения первой стадии упрочнения, отсутствующей в толстых кристаллах. Таким образом, в результате утонения кривая течения кристалла из двухстадийной превращается в трехстадийную кривую.

Для этого, как показано выше, требуется выполнение условия (5). Принимая во внимание (10), (11) и (13), получаем зависимость критического параметра β от размера кристалла L_e

$$\frac{\beta(L_e)}{\beta_\infty} = \frac{1 + B \frac{\lambda_m}{L_e}}{\left(1 + A \frac{\lambda_m}{L_e}\right)^2}, \quad (15)$$

где β_∞ — величина этого параметра в толстом кристалле. Рис. 2,б демонстрирует зависимости β от L_e в двух рассмотренных на рис. 2,а случаях: $B \ll A$ (кривые 1, 1') и $B > A$ (кривые 2, 2') в присутствии (кривые 1', 2') и отсутствии (кривые 1, 2) на поверхности кристалла окисной пленки или специального покрытия, препятствующих выходу из него дислокаций.

Из рис. 2,б следует, что если в достаточно толстом кристалле первая стадия отсутствует ($\beta_\infty > 1$), то в результате его утонения она может появиться при некотором критическом значении L_e , соответствующем условию $\beta(L_e) \leq 1$ (кривые 1, 2), что и наблюдалось в работе [4]. Появление первой стадии вызвано в этом случае потерей части дислокаций в результате их выхода из кристалла. С другой стороны, если достаточно толстый кристалл имеет трехстадийную кривую упрочнения ($\beta_\infty < 1$),

го наличие на его поверхности окисной пленки или покрытия может вызвать исчезновение первой стадии, поскольку, как видно из рис. 2, б (кривые 1', 2'), критический параметр β в этом случае возрастает. Такая ситуация имела место в работах [12-16].

На рис. 3, а, б показаны теоретические зависимости коэффициентов деформационного упрочнения θ_1 и θ_2 от поперечных размеров кристалла. Кривые построены согласно выражениям (3) с учетом зависимости параметров β , Q_0 и Q_i от L_e

$$Q_0(L_e) = Q_0(\infty) \left(1 + B \frac{\lambda_m}{L_e} \right),$$

$$Q_i(L_e) = Q_i(\infty) \left(1 + A \frac{\lambda_m}{L_e} \right), \quad (16)$$

где $Q_0(\infty) = 8 \cdot 10^{-6}$, $Q_i(\infty) = 1.4 \cdot 10^{-2}$, $\beta_\infty = 0.5$ — значения этих параметров в толстом кристалле. Из рис. 3, а видно, что в условиях свободного выхода дислокаций из кристалла ($A > 0$, $B \ll A$) коэффициент деформационного упрочнения θ_1 резко уменьшается, когда поперечный размер кристалла в направлении движения краевых дислокаций становится меньше длины свободного пробега дислокаций λ_m . Коэффициент деформационного упрочнения на второй стадии θ_2 оказывается в рассматриваемом случае нечувствительным к величине L_e .

Подобное поведение θ_1 и θ_2 наблюдалось в кристаллах меди (ось растяжения [100]). Однако в отличие от кривой 1 на рис. 3, а коэффициент θ_1 при утонении кристалла в [4] стремился при $L_e/\lambda_m \ll 1$ не к нулю, а к конечному значению $\theta_1/\theta_2 \approx 0.1$. Очевидно, что это конечное значение связано с чисто дипольным механизмом упрочнения, начинающим превалировать в очень тонком кристалле. Необходимо отметить также, что в достаточно толстых ($L_e > \lambda_m$) кристаллах коэффициент деформационного упрочнения на первой стадии (рис. 3, а, кривая 1) не сразу принимает характерное для бесконечно толстого кристалла значение, а медленно увеличивается с ростом его толщины. Такое медленное увеличение θ_1 с L_e часто наблюдается на опыте [4, 5].

Рис. 3, б демонстрирует зависимости коэффициентов θ_1 и θ_2 от размера L_e при соотношении параметров $A < B$, противоположном для аналогичных зависимостей (рис. 3, а). В этом случае при $L_e < \lambda_m$ оба коэффициента резко уменьшают свою величину. Темными кружками на этом рисунке обозначена экспериментальная зависимость коэффициента θ_2 в кристаллах меди ($L_e = t_e d$, $t_e \approx 1.5$, d — толщина кристалла), полученная в [8] при обработке результатов [6]. Видно, что при $\lambda_m = 0.2$ мм и $\theta_m = 170$ МПа экспериментальные и теоретические результаты удовлетворительно согласуются друг с другом.

3. Эффект ориентации кристалла

Сделанный выше анализ влияния поперечных размеров кристалла на параметры первой стадии упрочнения показывает, что низкие значения этих параметров в тонких кристаллах обусловлены потерей части дислокаций в результате их выхода через внешнюю поверхность кристалла

При этом чем тоньше кристалл, тем больше дислокаций теряется кристаллом, поскольку при утонении уменьшается длина пробега дислокаций до его поверхности L_e .

Очевидно, что величина пути L_e зависит не только от толщины кристалла в направлении движения краевых дислокаций L_1 , но и от наклона действующей плоскости скольжения к поперечному сечению кристалла. Согласно расчету [21], в общем случае

$$L_e = \frac{\sin \delta}{\sin \chi \sin \varphi} L_1, \quad (17)$$

где χ и δ — углы, образуемые осью растяжения кристалла соответственно с плоскостью скольжения и ее следом на грани кристалла в месте выхода краевых дислокаций; φ — угол между направлением скольжения и указанным следом. Из выражения (17) следует, что при неизменной толщине кристалла L_1 расстояние пробега дислокаций до поверхности L_e может изменяться в зависимости от ориентации кристалла, что должно влиять на параметры упрочнения и делать их чувствительными к ориентации кристалла.

Опыт показывает, что это действительно имеет место [9,10], особенно в тонких кристаллах [11,21]. Так, при растяжении монокристаллов Ag [9] и Cu [10,11] найдено, что коэффициент деформационного упрочнения становится существенно меньше, если ориентация кристалла изменяется от [111] и [100] к [110]. Такое изменение ориентации сопровождается увеличением угла χ , что, согласно (17), должно приводить к уменьшению эффективной толщины L_e для выхода краевых дислокаций из кристалла и способствовать тем самым снижению коэффициента упрочнения и появлению первой стадии упрочнения.

К ориентации кристалла чувствителен также и предел текучести τ_0 , о чем свидетельствует нарушение закона Шмида для критического напряжения сдвига при варьировании толщины и ориентации кристалла в широких пределах [21,26]. Согласно наблюдениям [21], в тонких (0.2 мм) кристаллах алюминия первичной системой скольжения является система с наименьшей длиной скольжения L_e , а не с максимальным фактором Шмида, поскольку малая длина скольжения из-за более интенсивного ухода дислокаций из кристалла обеспечивает более низкую скорость упрочнения.

В качестве иллюстрации сказанного на рис. 4 приведены результаты [10] по ориентационным зависимостям коэффициента упрочнения θ_1 и критического напряжения сдвига (предела текучести τ_0) для монокристаллов меди при комнатной температуре. Экспериментальные точки в левом нижнем углу рисунка соответствуют ориентациям кристалла, близким к [110] и центру стереографического треугольника, а в верхнем правом углу — к направлению [111]. Направления вблизи [100] занимает промежуточное положение. В результате изменения ориентации кристалла коэффициент деформационного упрочнения возрастает от значений $\theta_1/\mu \approx (1 \div 2) \cdot 10^{-4}$, характерных для первой стадии упрочнения, до значений $(2 \div 3) \cdot 10^{-3}$, типичных для второй стадии упрочнения. Видно также, что между θ_1 и τ_0 существует количественная корреляция. Она обусловлена тем, что увеличение длины пробега дислокаций до поверхности

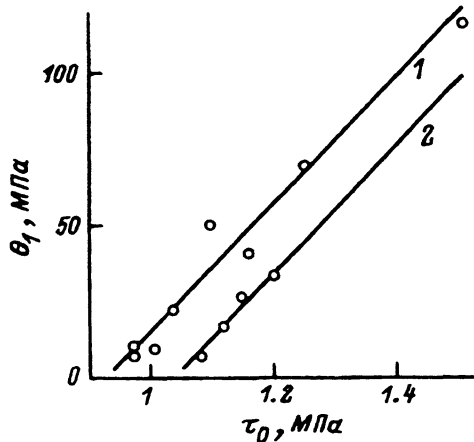


Рис. 4. Корреляция между коэффициентом деформационного упрочнения θ_1 и критическим напряжением сдвига τ_0 при изменении ориентации кристаллов меди [10].

Прямые 1 и 2 ограничивают область разброса экспериментальных точек.

при изменении ориентации от центра стереографического треугольника к его углам вызывает увеличение как того, так и другого параметра.

Таким образом, оптимальным для начала скольжения в ГЦК кристаллах и возникновения в них первой стадии упрочнения являются ориентации, близкие к центру стереографического треугольника. Они обеспечивают, с одной стороны, достаточно высокую величину фактора Шмида, а с другой — меньшую по сравнению с другими ориентациями длину пробега дислокаций до поверхности кристалла.

4. Поверхностные эффекты

В разделе 2 при анализе влияния поперечных размеров на характеристики упрочнения отмечалось, что наличие на поверхности кристалла окисной пленки [12,13], специального покрытия [14,15] или упрочненного слоя [16,17] препятствует выходу дислокаций из кристалла и способствует тем самым росту его предела текучести, более быстрому деформационному упрочнению и исчезновению первой стадии упрочнения.

Очевидно, что специальной обработкой поверхности, облегчающей уход дислокаций из кристалла, можно добиться обратного эффекта, а именно снижения напряжений течения и пластификации процесса деформационного упрочнения. Опыт показывает, что этому способствуют вакуумирование поверхности кристалла [13], а также химическое и электрохимическое ее травление в процессе деформации [15,18–20].

Химическое и электрохимическое воздействие на поверхность кристалла в процессе деформации помимо удаления поверхностной пленки сопровождается растворением поверхностных слоев кристалла [18–20]. При достаточно высокой скорости растворения u и скорости удаления дислокаций из растворяемого слоя $j_s = \rho u$ может стать равной или превысить скорость естественного выхода дислокаций из кристалла $j_e = \rho v$. В результате растворения изменение объемной плотности в единицу времени равно

$$\left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right]_s = - \frac{j_s}{L_e}. \quad (18a)$$

Учитывая, что при деформации с постоянной скоростью $\partial\rho/\partial t = (\partial\rho/\partial\gamma)\dot{\gamma}$, где $\dot{\gamma} = b\rho v$ — скорость пластической деформации, имеем

$$\left[\rho \frac{\partial\rho}{\partial\gamma} \right]_s = - \left(\frac{u}{v} \right) \frac{\rho}{bL_e}. \quad (186)$$

Включая (186) в правую часть уравнения эволюции дислокаций (7), находим, что в результате растворения коэффициент эффективности поверхности как стока для дислокаций увеличивается и становится равным

$$\beta_S(u) = \beta_S(0) + \frac{u}{v}, \quad (19)$$

где $\beta_S(0)$ — коэффициент в отсутствие растворения.

При электролитическом травлении кристалла алюминия типичные скорости растворения $u \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$ см \cdot с $^{-1}$ [18]. Это величины того же порядка, что и средняя скорость дислокаций в кристалле $v = \dot{\gamma}/b\rho$. Например, при $\dot{\gamma} = 3 \cdot 10^{-4}$ с $^{-1}$, $\rho = 10^8 \div 10^9$ см $^{-2}$ и $b = 0.3$ нм имеем $v \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$ см \cdot с $^{-1}$. Из соотношений (13)–(16) и (19) следует, что увеличение скорости растворения вызывает уменьшение предела текучести и коэффициента деформационного упрочнения и способствует возникновению первой стадии упрочнения. Пластифицирующий эффект электрохимического воздействия на поверхность кристалла хорошо подтверждается опытом [15, 18–20].

Таким образом, сделанный в работе анализ влияния поперечных размеров, ориентации, состояния поверхности и действия окружающей среды на процесс деформационного упрочнения кристалла показывает, что связанные с этими факторами деформационные и прочностные эффекты могут быть рассмотрены в рамках одного подхода, основанного на уравнениях дислокационной кинетики. Согласно этому подходу, воздействие указанных факторов на процесс пластического течения обусловлено их влиянием на кинетические процессы, определяющие эволюцию дислокационного ансамбля в кристалле.

Список литературы

- [1] Малыгин Г.А. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 5. С. 1328–1342.
- [2] Franzbecker W. // Phys. Stat. Sol. 1973. V. 57. N 2. P. 545–560.
- [3] Смирнов Б.И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. С. 232.
- [4] Suzuki H., Ikeda S., Takeuchi S. // J. Phys. Soc. Japan. 1956. V. 11. N 4. P. 383–393.
- [5] Nakada Y., Kocks U.F., Chalmers B. // Trans. AIME. 1964. V. 230. N 6. P. 1273–1278.
- [6] Fourie J.T. // Can. J. Phys. 1967. V. 45. N 1/2. P. 777–786.
- [7] Бенгус В.З., Комник С.Н. Физические процессы пластической деформации при низких температурах. Наукова думка, 1974. С. 88–96.
- [8] Basinski S.J., Basinski Z.S. Dislocations in Solids / Ed. F.R.N.Nabarro. 1979. V. 4. P. 263–362.
- [9] Rosi F.D. // J. Metals. 1954. V. 6. N 9. P. 1009–1020.
- [10] Diehl J. // Zs. Metallk. 1956. V. 47. N 5. P. 331–343.
- [11] Sumino K., Yamamoto H. // Acta Met. 1963. V. 11. N 11. P. 1223–1243.
- [12] Andrade E.N., Henderson C. // Phil. Trans. Roy. Soc. 1951. V. 244. N 880. P. 171–202.
- [13] Kramer I.R., Polaseck S. // Acta Met. 1963. V. 11. N 1. P. 70–71.
- [14] Garstone J., Honeycombe R.W., Greetham G. // Acta Met. 1956. V. 4. N 5. P. 485–494.
- [15] Крамер И., Демер Л. Влияние среды на механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1964. С. 87.

- [16] Rosi F.D. // *Acta Met.* 1957. V. 5. N 6. P. 348-350.
- [17] Nakada Y., Chalmers B. // *Trans. AIME.* 1961. V. 230. N 10. P. 1339-1344.
- [18] Kramer I.R., Demer L.J. // *Trans. AIME.* 1961. V. 221. N 8. P. 780-786.
- [19] Latanison R.M., Staehle R.W. // *Acta Met.* 1969. V. 17. N 3. P.307-319.
- [20] Гутман Э.М. *Механохимия металлов и защита от коррозии.* М.: *Металлургия*, 1981. 270 с.
- [21] Wu T.W., Smoluchowski R. // *Phys. Rev.* 1950. V. 78. N 4. P. 468-469.
- [22] Малыгин Г.А. // *ФММ.* 1991. № 6. С. 33-43; № 7. С. 16-24.
- [23] Бернер Р., Кронмюллер Г. *Пластическая деформация монокристаллов.* М.: *Мир*, 1969. С. 272.
- [24] Mitchell T.E. // *Progr. Appl. Mater.* 1964. V. 6. P. 119-237.
- [25] Appel F. // *Phil. Mag.* 1991. V. 63A. N 1. P. 71-85.
- [26] Clarebrough L.M., Hargreaves M.E. // *Progr. in Metal Phys.* 1960. V. 8. P. 1-103.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
12 февраля 1993 г.

