

# Анализ деформационного упрочнения кристаллов при больших пластических деформациях

© Г.А. Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: malygin.ga@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 1 марта 2001 г.)

Теоретически рассмотрен механизм деформационного упрочнения кристаллов при больших сдвиговых ( $\gamma = 1-10$ ) деформациях. Согласно этому механизму, причиной появления четвертой и пятой стадий на кривой упрочнения кристалла являются геометрически необходимые дислокации (ГНД) вследствие аккомодационных процессов, сопровождающих большие пластические деформации. ГНД сосредоточены в границах сильно разориентированных фрагментов кристалла. При сравнении экспериментальных и теоретических результатов найдено, что эволюция плотности ГНД с деформацией на четвертой и пятой стадиях описывается таким же кинетическим уравнением, что и эволюция плотности статистически случайных дислокаций на второй и третьей стадиях, но с меньшими значениями кинетических коэффициентов.

Внимание многих исследователей в течение последних двух десятилетий привлечено к проблеме деформационного упрочнения кристаллов при больших сдвиговых деформациях  $\gamma(1-10)$  [1-6] и к формирующимся при этом дислокационным структурам [7-15]. Деформации указанной величины возникают при прокате и волочении материала, а также при кручении цилиндрических образцов со специальным круговым вырезом [2,3,6]. Опыты по кручению позволяют получать кривые упрочнения  $\tau(\gamma)$  в различных условиях и количественно их анализировать.

Это анализ показывает [1-6], что на зависимостях коэффициентов деформационного упрочнения кристаллов  $\theta = d\tau/d\gamma$  от напряжения течения  $\tau$  (рис. 1) кроме ранее исследованных трех стадий упрочнения появляются еще две стадии при  $\gamma > 1$ . На рис. 1 они обозначены цифрами 4 и 5. Коэффициент упрочнения на четвертой стадии  $\theta_4$  в случае металлов с ГЦК-решеткой равен приблизительно  $0.05\theta_2$ , где  $\theta_2$  — коэффициент упрочнения на второй стадии. В конце пятой стадии коэффициент обращается в нуль и напряжение течения приобретает стационарное значение  $\tau_5$ .

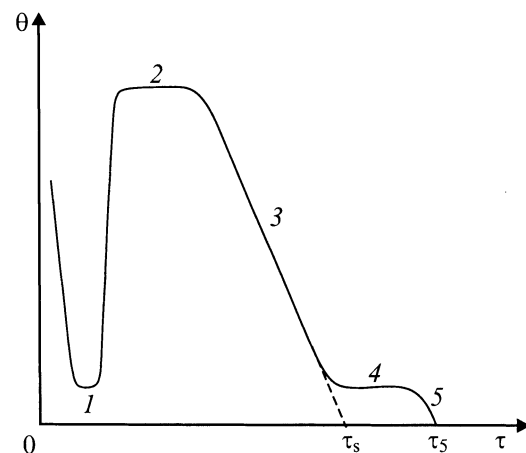
Известно, что вторая стадия упрочнения связана с взаимодействием и размножением дислокаций на дислокациях леса, а третья — с аннигиляцией винтовых дислокаций поперечным скольжением [16-21]. Аннигиляция винтовых дислокаций ограничивает скорость накопления дислокаций в деформируемом кристалле и обеспечивает равновесие процессов упрочнения и отдыха при низких и умеренных температурах. Соответствующее этому равновесию стационарное напряжение  $\tau_s$  (рис. 1) в действительности не достигается из-за возникновения четвертой стадии упрочнения и следующей за ней пятой стадии, в конце которой это равновесие имеет место. По аналогии с третьей стадией (стадией динамического отдыха) пятая стадия называется второй стадией динамического отдыха.

Относительно того, какие процессы и механизмы определяют появление четвертой и пятой стадий, в настоящее время существуют разные мнения [2,22-27]. Они будут рассмотрены в разделе 2 настоящей работы. В разделе

1 проведен анализ экспериментальных данных [3,5,6] по коэффициентам деформационного упрочнения ряда металлов с ГЦК-решеткой при больших пластических деформациях. В свете этого анализа в разделе 2 критически рассмотрены предлагаемые модели этих стадий, а в разделе 3 рассматривается новый возможный подход к проблеме анализа деформационного упрочнения кристаллических материалов при больших пластических деформациях. В разделе 4 с учетом этого подхода обсуждается зависимость коэффициента скоростной чувствительности напряжений течения от напряжения при больших пластических деформациях.

## 1. Анализ экспериментальных данных

В первую очередь представляет интерес ответ на вопрос, связаны ли механизмы отдыха на третьей стадии друг с другом или это, как предполагается в ряде работ [22,24,26], принципиально различные механизмы.



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента деформационного упрочнения от напряжения течения (схема). Цифры у кривых — различные стадии упрочнения.

На рис. 2, *a* приведены результаты обработки данных [3] по зависимостям  $\theta(\tau)$  при разных температурах в опытах по кручению поликристаллических образцов меди и алюминия. Прямая 1 на этом рисунке показывает, что между стационарными, экстраполированными к  $\theta = 0$  (штриховая линия на рис. 1) напряжениями на третьей стадии  $\tau_s$  и стационарными напряжениями  $\tau_5$  на пятой стадии существует линейная связь при варьировании температуры опыта в широких пределах 77–473 К

$$\frac{\tau_5}{\mu} = 10^{-3} + c_1 \frac{\tau_s}{\mu}, \quad (1a)$$

где  $\mu$  — модуль сдвига,  $c_1 = 1.34$ . Аналогичная зависимость имеет место и в случае монокристаллов золота [5] в интервале температур 296–675 К (прямая 3 на рис. 2, *a*). Эти данные свидетельствуют о том, что механизмы отдыха на третьей и пятой стадиях упрочнения существенно не различаются. К эмпирическому выражению (1a) следует добавить ранее найденное эмпирическое соотношение между коэффициентом деформационного упрочнения на четвертой стадии  $\theta_4$  и напряжением  $\tau_s$  [2,3,6]

$$\theta_4 = c_2 \tau_s, \quad (1b)$$

где  $c_2 = 0.05–0.1$  в случае металлов с ГЦК-решеткой.

В указанных металлах механизм динамического отдыха, как уже отмечалось, связан с аннигиляцией винтовых дислокаций поперечным скольжением. Согласно [16,18,21], температурная и скоростная зависимости напряжения  $\tau_s$  определяются выражением

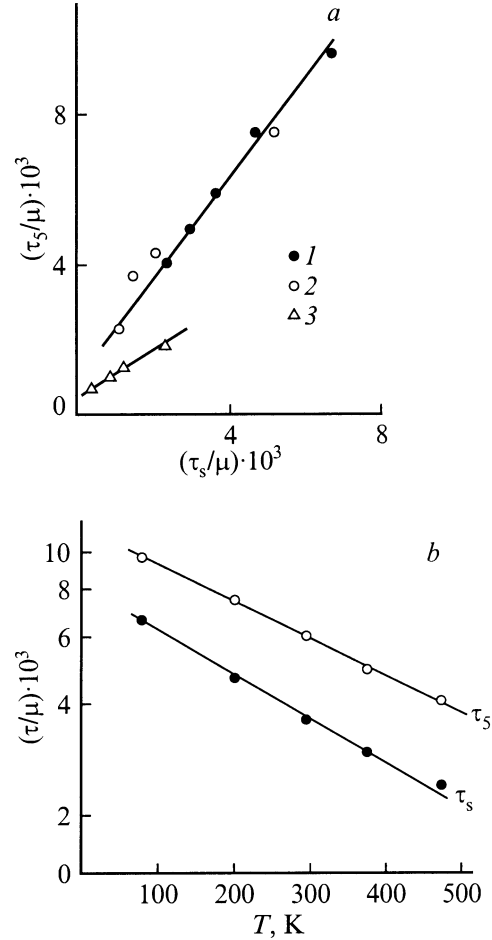
$$\tau_s(T, \dot{\gamma}) = \tau_s(0) \exp\left(-\frac{kT}{A} \ln \frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}}\right), \quad (2)$$

где  $\tau_s(0)$  — напряжение течения при температуре  $T = 0$ ,  $\dot{\gamma}$  — скорость пластической деформации,  $\dot{\gamma}_0$  — предэкспоненциальный фактор,  $A$  — энергетическая постоянная, зависящая от величины энергии дефектов упаковки в металле [28],  $k$  — постоянная Больцмана. На рис. 2, *b* приведены результаты обработки согласно (2) данных [3] для напряжений  $\tau_s$  и  $\tau_5$  в меди при разных температурах. Как видно, в соответствии с этим соотношением в полулогарифмических координатах экспериментальные точки укладываются на прямые линии как в случае  $\tau_s$ , так и  $\tau_5$ . При  $\ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma}) = 23$  из наклона прямых находим, что для напряжений  $\tau_s$  и  $\tau_5$  постоянные  $A$  в (2) соответственно равны 0.75 и 0.87 eV.

На второй и третьей стадиях изменение плотности дислокаций  $\rho$  с деформацией описывается уравнением [16,21]

$$\frac{d\rho}{d\gamma} = k_f \rho^{1/2} - k_a \rho, \quad (3)$$

где  $bk_f = 10^{-2}$ ,  $b$  — вектор Бюргерса,  $k_f$  — коэффициент, определяющий интенсивность размножения дислокаций на дислокациях леса,  $k_a$  — коэффициент



**Рис. 2.** Корреляция между напряжениями  $\tau_s$  и  $\tau_5$ , соответствующими предельным напряжениям на третьей и пятой стадиях упрочнения (*a*), и температурные зависимости этих напряжений в меди [3] (*b*). 1 — Cu [3], 2 — Al [3], 3 — Au [5].

аннигиляции винтовых дислокаций поперечным скольжением [21,29],

$$k_a(T, \dot{\gamma}) = k_a(0) \exp\left(\frac{kT}{A} \ln \frac{\dot{\gamma}_0}{\dot{\gamma}}\right), \quad (4)$$

где  $k_a(0)$  — величина этого коэффициента при  $T = 0$ . Принимая далее во внимание то, что напряжение течения зависит от плотности дислокаций как

$$\tau = \alpha \mu b \rho^{1/2}, \quad (5)$$

находим с учетом (3), что на третьей стадии коэффициент деформационного упрочнения линейно снижается с ростом напряжения [16]

$$\theta(\tau) = \theta_2 \left(1 - \frac{\tau}{\tau_s}\right). \quad (6)$$

Здесь  $\theta_2 = (1/2)\alpha \mu b k_f$  — коэффициент деформационного упрочнения на второй стадии,  $\tau_s = \alpha \mu b k_f / k_a$  — стационарное напряжение на третьей стадии,  $\alpha$  — коэффициент междислокационного взаимодействия.

Из уравнений (3), (5) и (6) следуют два важных соотношения [17]:

$$\tau\theta = \theta_2\tau_s \left(1 - \frac{\tau}{\tau_s}\right) \frac{\tau}{\tau_s}, \quad (7)$$

$$\tau\theta = \frac{1}{2}(\alpha\mu b)^2 \frac{d\rho}{d\gamma}. \quad (8)$$

Параболический характер изменения произведения  $\tau\theta$  с напряжением на второй и третьей стадиях подтверждается многочисленными экспериментами [16–20]. Соотношение (8) показывает, что такой характер этой зависимости обусловлен кинетикой размножения и аннигиляции дислокаций.

На рис. 3 в качестве примера приведены результаты обработки в соответствии с (7) данных [6] по зависимостям  $\theta(\tau)$  в опытах по кручению поликристаллических образцов меди при разных температурах. Как видно, зависимости  $\tau\theta(\tau)$  имеют ярко выраженный параболический характер в пределах второй и третьей стадий упрочнения. Представление кривых при разных температурах в координатах  $\tau\theta/(\tau\theta)_{\max} - \tau/\tau_s$  (рис. 4, а), где  $(\tau\theta)_{\max} = (1/4)\theta_2\tau_s$  — значения этого произведения, соответствующие вершинам парабол, подтверждает это обстоятельство. Сплошная кривая на этом рисунке иллюстрирует теоретическую зависимость

$$\frac{\tau\theta}{(\tau\theta)_{\max}} = 4 \left(1 - \frac{\tau}{\tau_s}\right) \frac{\tau}{\tau_s}. \quad (9)$$

Из приведенных на рис. 3 и 4, а результатов видно, что при напряжениях течения, близких к концу третьей стадии, наблюдается отклонение кривых  $\tau\theta(\tau)$  от параболического закона (9). При этом четвертой стадии соответствует небольшой подъем на кривых, а пятой стадии — падение величины  $\tau\theta(\tau)$  до нуля при напряжениях  $\tau_5 = 1.5\tau_s$ . Последнее соотношение близко к приведенному выше соотношению (1) между  $\tau_5$  и  $\tau_s$ .

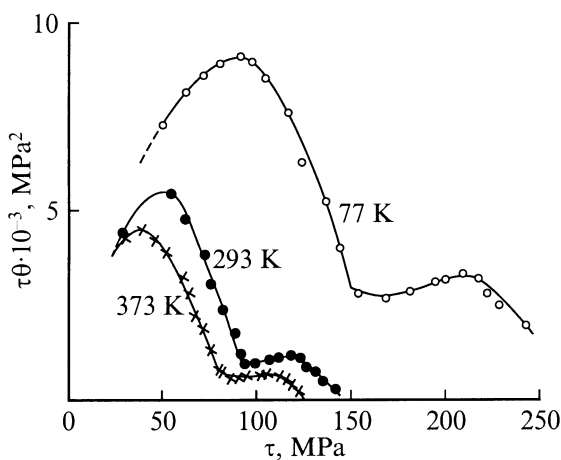


Рис. 3. Зависимость от напряжения произведения  $\tau\theta(\tau)$  в меди при разных температурах [6].

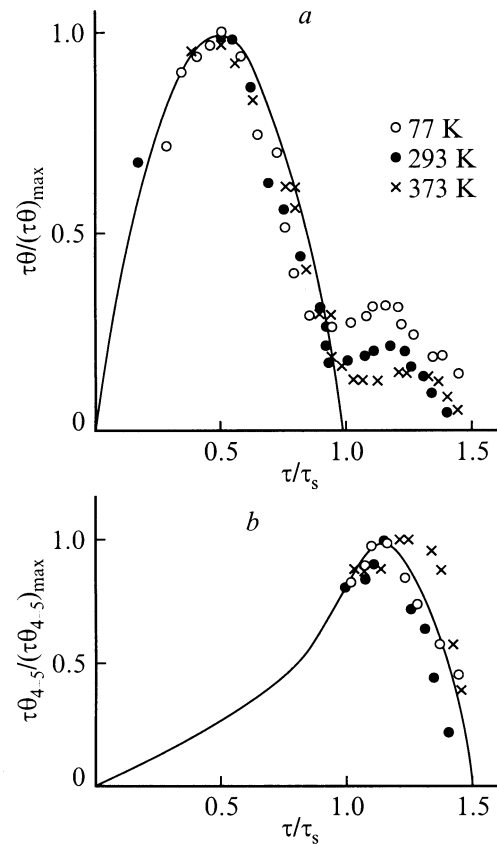


Рис. 4. Зависимости от напряжения произведения  $\tau\theta(\tau)$  (а) и произведения  $\tau\theta_{4-5}(\tau)$  на четвертой-пятой стадиях (б) кривых деформационного упрочнения меди [6] при разных температурах в приведенных координатах.

Видно также, что на четвертой и пятой стадиях зависимости  $\tau\theta(\tau)$  при разных температурах не укладываются в координатах (9) на одну кривую.

На рис. 4, б зависимости  $\tau\theta(\tau)$  на четвертой и пятой стадиях приведены в координатах  $\tau\theta_{4-5}/(\tau\theta_{4-5})_{\max} - \tau/\tau_s$ , где  $\theta_{4-5}(\tau)$  — коэффициент деформационного упрочнения при  $\tau > \tau_s$ . В указанных координатах зависимости  $\tau\theta_{4-5}(\tau)$  при разных температурах могут быть аппроксимированы в пределах разброса экспериментальных точек одной кривой.

## 2. Модели деформационного упрочнения на четвертой и пятой стадиях

Большинство моделей, предлагаемых для объяснения появления четвертой и пятой стадий упрочнения, основывается на предположении, что возникновение новых стадий упрочнения обусловлено изменением при больших деформациях параметров ячеистой дислокационной структуры, сформировавшейся на предшествующих (второй и третьей) стадиях. Так, в [2] появление четвертой стадии связывают с образованием в стенках дислокаци-

онных ячеек дополнительных препятствий для движения дислокаций – дислокационных ”дебрисов”, а в [23,25] — с увеличением плотности дислокаций в стенках за счет их перераспределения из объема в границы ячеек и с утонением границ при больших деформациях [25]. В [24] появление дополнительного упрочнения в конце третьей стадии объясняют возникновением внутри ячеек действующих напряжений вследствие разориентации решетки между соседними ячейками, а в [27] — возникновением вследствие этого сетки дисклинационных диполей, дополнительно упрочняющей кристалл.

Возникает вопрос: является ли образование ячеистой дислокационной структуры необходимым условием для появления четвертой и пятой стадий упрочнения? Известно, например, что в твердых растворах Al–Mg с содержанием магния 3–5 at.% ячеистая структура слабо выражена [2,13], а четвертая стадия упрочнения у них имеется [2]. В кристаллах Ge [30] на четвертой стадии формируется не ячеистая, а сетчатая дислокационная структура, но тем не менее пятая стадия у них наблюдается. Эти факты означают, что деформационное упрочнение кристалла не связано непосредственно с распределением в нем дислокаций, а определяется локальным взаимодействием дислокаций и эволюцией их плотности с деформацией. Неоднородный характер распределения дислокаций влияет лишь на количественные параметры упрочнения.

Так, согласно двухфазовой модели ячеистой дислокационной структуры, напряжение течения равно [31]

$$\tau = f\tau_w + (1 - f)\tau_c, \quad (10)$$

где  $f$  — относительный объем кристалла, занимаемый стенками ячеек,  $\tau_{w,c} = \alpha\mu b\rho_{w,c}^{1/2}$  и  $\rho_{w,c}$  — напряжения течения и плотности дислокаций соответственно в стенках и внутри ячеек. Поскольку  $\rho_c \ll \rho_w$ , имеем  $\tau \approx f\tau_w$ , т.е. образование ячеистой структуры вызывает лишь уменьшение эффективной константы взаимодействия дислокаций ( $f\alpha < \alpha$ ), при этом величина относительного объема  $f \approx 0.2-0.3$  остается на второй и третьей стадиях постоянной [21] вследствие выполнения принципа подобия для ячеистых дислокационных структур [22].

Выполняется ли этот принцип на четвертой и пятой стадиях, на которых доминирующей является не ячеистая, а сильно разориентированная (фрагментированная) дислокационная структура [7–15], до недавнего времени было неизвестно. Этот вопрос являлся предметом дискуссии [25]. Сейчас получены экспериментальные доказательства того, что он выполняется и в случае фрагментированной структуры [14,15]. Согласно данным [15,32], объемная доля границ фрагментов  $f \approx 0.05-0.1$ , где сосредоточены дислокации, остается постоянной на четвертой и пятой стадиях. В процессе деформации увеличивается лишь разориентация решетки вследствие накопления в границах фрагментов дислокаций одного знака. В отличие от границ дислокационных

ячеек, которые формируются в результате взаимодействия статистически случайных дислокаций, границы фрагментов формируют так называемые геометрически необходимые дислокации (ГНД) [14,15]. Их появление связано с аккомодационными процессами [33], интенсивность которых возрастает по мере увеличения степени пластической деформации кристалла.

Эволюция плотности дислокаций в границах фрагментов и определяет, по-видимому, процесс деформационного упрочнения на четвертой и пятой стадиях подобно тому, как эволюция плотности дислокаций в границах дислокационных ячеек определяет процесс деформационного упрочнения на второй и третьей стадиях [21]. Опыт показывает [11,13–15], что границы с высокой плотностью дислокаций, где концентрируются ГНД, начинают формироваться на третьей стадии упрочнения. С ростом степени деформации расстояние между границами уменьшается, и к началу четвертой стадии расстояние между ними становится сравнимым с расстоянием между границами дислокационных ячеек.

### 3. Геометрически необходимые дислокации и связанное с ними упрочнение

Существование на второй и третьей стадиях кривых деформационного упрочнения ячеистой, а на четвертой и пятой стадиях — фрагментированной дислокационной структуры указывает на то, что в кристалле в процессе пластической деформации формируется двухфазное состояние. Следовательно, полная плотность дислокаций в кристалле с учетом того, что плотность дислокаций в объемах ячеек и фрагментов мала, должна описываться выражением

$$\rho(\gamma) = f_1\rho_1(\gamma) + f_2\rho_2(\gamma), \quad (11)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотности дислокаций в границах соответственно ячеек и фрагментов,  $f_1$  и  $f_2$  — объемные доли границ ячеек и фрагментов в кристалле. Их величина в соответствии с принципом подобия дислокационных структур остается постоянной в процессе деформации. Для напряжения течения имеем

$$\tau(\gamma) = \alpha\mu b [f_1\rho_1(\gamma) + f_2\rho_2(\gamma)]^{1/2}. \quad (12)$$

Эволюция плотности дислокаций в стенках ячеек, согласно уравнению (3), описывается выражением [19]

$$\rho_1(\gamma) = \left(\frac{k_f}{k_a}\right)^2 \left(1 - \exp\left(1 - \frac{1}{2}k_a\gamma\right)\right)^2. \quad (13a)$$

Что касается эволюции плотности дислокаций в стенках фрагментов, то будем предполагать, что она описывается уравнением типа (3) с коэффициентом аннигиляции ГНД  $\beta k_a$  и с коэффициентом размножения их на дислокациях леса  $\delta k_f$ , где  $\beta < 1$  и  $\delta < 1$  — некоторые

феноменологические коэффициенты. В результате для эволюции плотности дислокаций в границах фрагментов получаем выражение, аналогичное (13а),

$$\rho_2(\gamma) = \left(\frac{\delta k_f}{\beta k_a}\right)^2 \left(1 - \exp\left(1 - \frac{1}{2}\beta k_a \gamma\right)\right)^2. \quad (13b)$$

Подставляя (13а) и (13b) в (12), находим зависимость напряжения течения от деформации на стадиях 2–5

$$\tau(\gamma) = \tau_s \left[ \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{2}k_a \gamma\right)\right)^2 + \frac{f_2 \delta^2}{f_1 \beta^2} \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{2}\beta k_a \gamma\right)\right)^2 \right]^{1/2}. \quad (14a)$$

Полагая в (14b)  $\gamma \rightarrow \infty$ , получаем соотношение между стационарными напряжениями на третьей и пятой стадиях

$$\tau_5 = c_1 \tau_s, \quad c_1 = (1+c)^{1/2}, \quad c = \frac{f_2 \delta^2}{f_1 \beta^2}. \quad (14b)$$

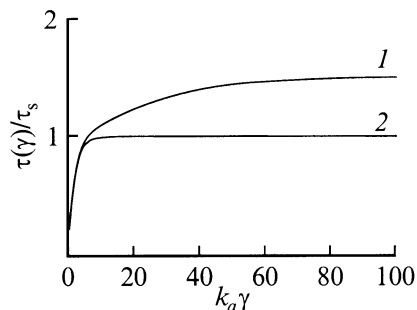
Для поликристаллической меди, согласно данным рис. 4, а, величина  $c_1 = 1.5$  и, следовательно,  $c = 1.25$ . Кривая 1 на рис. 5 показывает зависимость  $\tau(\gamma)$  при  $c_1 = 1.5$  и  $\beta = 0.1$ . Кривая 2 на этом рисунке иллюстрирует эту зависимость при  $f_2 = 0$ , т.е. в отсутствие ГНД. Поскольку в меди при комнатной температуре величина  $k_a \approx 5$  [21], четвертая и пятая стадии упрочнения, как видно из этого рисунка, наступают соответственно после деформаций  $\gamma > 1$  и  $\gamma > 10$ .

Далее, дифференцируя (14а) по  $\gamma$ , получаем зависимость коэффициента деформационного упрочнения  $\theta = d\tau/d\gamma$  от деформации на стадиях 2–5 кривой упрочнения

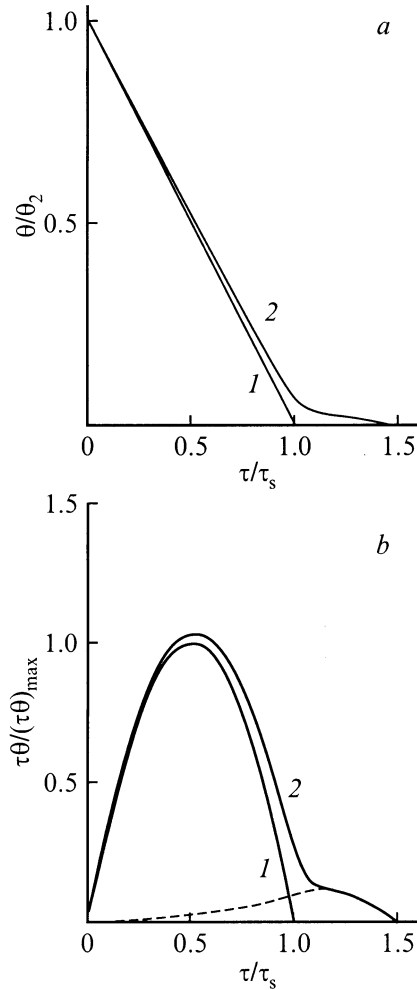
$$\theta(\Gamma) = \theta_2$$

$$\begin{aligned} & (1 - \exp(-\Gamma/2)) \exp(-\Gamma/2) + (f_2 \delta^2 / f_1 \beta) \times \\ & \times \frac{\exp(-\beta \Gamma / 2)}{(1 - \exp(-\beta \Gamma / 2))} \\ & \times \frac{1}{\left[ (1 - \exp(-\Gamma/2))^2 + (f_2 \delta^2 / f_1 \beta^2) (1 - \exp(-\beta \Gamma))^2 \right]^{1/2}}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\theta_2 = (1/2)\alpha f_1^{1/2} b k_f$ ; для краткости записи формулы введено обозначение  $\Gamma = k_a \gamma$ . Кривая 2 на рис. 6, а



**Рис. 5.** Кривые деформационного упрочнения кристалла согласно (14а) при наличии (1) и в отсутствие (2) четвертой и пятой стадий упрочнения.



**Рис. 6.** Зависимости от напряжения  $\tau$  согласно (15), (16) и (14а) коэффициента деформационного упрочнения  $\theta$  (а) и произведения  $\theta\tau$  (б) при значениях параметров  $\beta = 0.1$  и  $c_1 = 1.5$ .

демонстрирует зависимость  $\theta(\gamma)$  (15) от  $\tau(\gamma)$  (14а). Прямая 1 на этом рисунке показывает зависимость  $\theta(\tau)$  согласно (6), т.е. в отсутствие ГНД. Как видно, их возникновение вызывает появление на кривой  $\theta(\tau)$  платообразного участка при больших ( $\tau > \tau_s$ ) напряжениях. Для коэффициента деформационного упрочнения на четвертой стадии при  $k_a \gamma = 10$  ( $\tau/\tau_s = 1.1$ ), согласно (15), получаем оценку

$$\begin{aligned} \theta_4 &= c_3 \theta_2, \\ c_3 &= \frac{f_2 \delta^2}{f_1 \beta^2} \frac{0.24\beta}{[1 + 0.16 f_2 \delta^2 / f_1 \beta^2]^{1/2}} \approx 0.03. \end{aligned} \quad (16)$$

Это величина того же порядка, что и экспериментальные значения  $c_3 = 0.05-0.1$  [1–6]. Что касается эмпирического соотношения (1b) между  $\theta_4$  и  $\tau_s$ , то из соотношений (16) и  $\tau_s = 2\theta_2/k_a$  следует, что коэффициент  $c_2$  в (1b) равен  $c_3 k_a / 2 \approx 0.1$ , т.е. имеет правильную величину, но температурно зависим.

Кривая 2 на рис. 6, *b* показывает зависимость произведения

$$\theta(\Gamma)\tau(\Gamma) = \theta_2\tau_s \left[ (1 - \exp(-\Gamma/2)) \exp(-\Gamma/2) + (f_2\delta^2/f_1\beta)(1 - \exp(-\beta\Gamma/2)) \exp(-\beta\Gamma/2) \right] \quad (17)$$

от  $\tau(\gamma)$  в безразмерных координатах  $\theta\tau/(\theta\tau)_{\max} - \tau/\tau_s$ . Как видно, наличие фрагментированной структуры вызывает появление дополнительного максимума на кривых  $\theta\tau - \tau$  при больших пластических деформациях (напряжениях  $\tau > \tau_s$ ). Это обстоятельство особенно наглядно видно, если из полной зависимости 2 на рис. 6, *b* вычесть зависимость 1 на том же рисунке, показывающую в соответствии с формулой (7) чисто параболический характер изменения произведения  $\theta\tau$  на второй и третьей стадиях кривой деформированного упрочнения кристалла. Результат вычитания показан на рис. 6, *b* штриховой кривой, а на рис. 4, *b* — сплошной кривой. Видно хорошее соответствие теоретической зависимости опыту.

В заключение раздела приведем численную оценку коэффициента  $\delta$  в формуле (14b). Поскольку  $f_2 \approx 0.05$  [15],  $f_1 \approx 0.25$  [21], при  $c_1 = 1.5$  и  $\beta = 0.1$  имеем  $\delta = 0.22$ . Таким образом, коэффициенты размножения и аннигиляции ГНД примерно на порядок меньше соответствующих коэффициентов для статистически случайных дислокаций. Это обстоятельство, по-видимому, связано с тем, что в отличие от последних ГНД — преимущественно дислокации одного знака, что может влиять на процессы их размножения и аннигиляции.

#### 4. Коэффициент скоростной чувствительности напряжений течения

Еще одной проверкой предлагаемого в настоящей работе подхода к анализу деформационного упрочнения кристаллов при больших пластических деформациях является сравнение теоретической и экспериментальной зависимостей коэффициента скоростной чувствительности напряжений течения  $m = (\partial \ln \tau / \partial \ln \dot{\gamma})_T$  от величины этих напряжений. На рис. 7, *a* показаны экспериментальные зависимости коэффициента  $m$  в поликристаллической меди при температурах опыта 77 и 293 К [6]. Как видно, при напряжениях, соответствующих третьей стадии упрочнения (первой стадии динамического отдыха), коэффициент плавно возрастает с ростом напряжения  $\tau$ . На четвертой стадии он остается приблизительно постоянным, а на пятой стадии (второй стадии динамического отдыха) вновь начинает увеличиваться.

Зависимость напряжений течения от скорости деформации может быть обусловлена двумя причинами. Первая из них связана со скоростной и температурной чувствительностью постоянной междислокационного взаи-

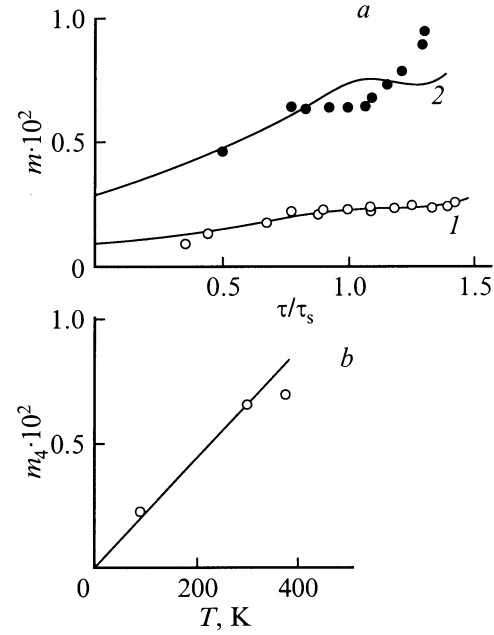


Рис. 7. *a*) Зависимости коэффициента скоростной чувствительности напряжений течения  $m$  от напряжения  $\tau$  в меди [6] при температурах 77 (1) и 293 К (2). Кривые — расчет согласно (19а) и (14а). *b*) Температурная зависимость скоростного коэффициента в меди [6] на четвертой стадии упрочнения.

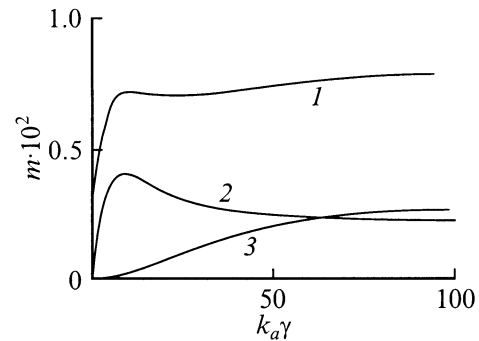


Рис. 8. Зависимости коэффициента скоростной чувствительности напряжений течения  $m$  от величины деформации  $\gamma$  согласно (19а) на стадиях 2–5 упрочнения (1) и только на второй-третьей (2) и четвертой-пятой (3) стадиях.

модействия при пересечении дислокаций

$$\alpha(T, \dot{\gamma}) = \alpha_0 + \frac{H_0 - kT \ln(\dot{\gamma}_0/\dot{\gamma})}{\xi \mu b^3}, \quad (18)$$

где  $\alpha_0$  — температурно-независимая постоянная междислокационного взаимодействия,  $H_0$  — полная величина потенциального барьера при пересечении дислокаций, преодолеваемого с помощью тепловых флуктуаций,  $\dot{\gamma}_0$  — предэкспоненциальный фактор,  $\xi$  — численный коэффициент порядка единицы. Второй источник температурной и скоростной зависимости напряжений течения связан с аннигиляцией винтовых дислокаций

поперечным скольжением, а именно со скоростной и температурной зависимостью коэффициента аннигиляции дислокаций (4).

С учетом этих обстоятельств и выражений (13), дифференцируя (12) по  $\dot{\gamma}$ , находим зависимость коэффициента скоростной чувствительности напряжений течения от степени деформации на стадиях 2–5 кривой деформационного упрочнения кристалла

$$m(\Gamma) = m_0 + \left[ \left( \frac{1 - (3/2) \exp(-\Gamma/2)}{1 - \exp(-\Gamma/2)} \right) \frac{f_1 \rho_1}{\rho} + \left( \frac{1 - (1 + (1/2)\beta) \exp(-\beta\Gamma/2)}{1 - \exp(-\beta\Gamma/2)} \right) \frac{f_2 \rho_2}{\rho} \right] m_a, \quad (19a)$$

$$m_0 = \left( \frac{\partial \ln \alpha}{\partial \ln \dot{\gamma}} \right)_T = \frac{kT}{\alpha \xi \mu b^3},$$

$$m_a = - \left( \frac{\partial \ln k_a}{\partial \ln \dot{\gamma}} \right) = \frac{kT}{A}. \quad (19b)$$

Кривая 1 на рис. 8 показывает теоретическую зависимость коэффициента  $m$  от степени деформации при  $m_0 = 3 \cdot 10^{-3}$  и  $m_a = 5 \cdot 10^{-3}$ . Общий характер полученной зависимости согласуется с приведенными в [34] результатами по деформационным зависимостям коэффициентов  $m$  при разных температурах в поликристаллическом алюминии на стадиях 2–5 упрочнения. Кривые 2 и 3 на рис. 8 иллюстрируют вклад в полный коэффициент  $m$  соответственно второй-третьей и четвертой-пятой стадий деформационного упрочнения.

Сплошные кривые на рис. 7, а показывают с учетом (14а) и (19а) зависимости коэффициента  $m$  от напряжения течения при двух температурах опыта. В случае 77 К  $m_0 = 10^{-3}$ ,  $m_a = 1.8 \cdot 10^{-3}$  (кривая 1), а при 293 К  $m_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ ,  $m_a = 5 \cdot 10^{-3}$  (кривая 2). Видно их удовлетворительное соответствие экспериментальным данным [6] для меди (и алюминия [35]). Это обстоятельство подтверждает также следующая из формул (19) приблизительно линейная зависимость скоростного коэффициента на четвертой стадии упрочнения  $m_4$  от температуры (рис. 7, б).

Таким образом, проведенный в работе анализ деформационного упрочнения кристаллов при больших пластических деформациях показывает, что, как и в случае первых трех стадий, деформационное упрочнение на четвертой и пятой стадиях определяется контактным взаимодействием дислокаций и эволюцией их плотности с деформацией.

## Список литературы

- [1] J. Gil Sevillano, E. Aernoudt. Progr. Mater. Sci. **25**, 69 (1980).
- [2] A.D. Rollet, U.F. Kocks, R.D. Doherty. Formability and Metallurgical Structure. Met. Soc. AIME Warrendale, USA (1987). P. 211.
- [3] E. Aernoudt, J. Gil Sevillano, P. van Houtte. Constitutive Relations and their Physical Basis / Ed. S. Andersen, J. Bild-Sorensen, N. Hansen. Roskild, Denmark (1988). P.1.
- [4] M.E. Kassner. Metall. Trans. **A20**, 2001 (1989).
- [5] H. Siethoff, W. Schroter. Z. Metallk. **75**, 475 (1984).
- [6] M. Zehetbauer, V. Seumer. Acta Met. Mater. **41**, 577 (1993).
- [7] G. Langford, M. Coehn. Trans. ASM **62**, 623 (1969).
- [8] A.S. Malin, M. Hatherly. Metal. Soc. **13**, 463 (1979).
- [9] В.В. Рыбин. Большие пластические деформации и разрушение металлов. Металлургия, М. (1986). 224 с.
- [10] D.A. Huges, W.D. Nix. Mater. Sci. Eng. **A122**, 153 (1989).
- [11] Н.А. Конева, Э.В. Козлов. Изв. вузов. Физика **33**, 89 (1990).
- [12] P. Guyot, G.M. Raynaudt. Acta Met. Mater. **39**, 317 (1991).
- [13] D.A. Hughes. Acta Met. Mater. **41**, 1421 (1993).
- [14] N. Hansen, D.A. Hughes. Phys. Stat. Sol. (a) **149**, 155 (1995).
- [15] D.A. Hughes, N. Hansen. Acta Met. Mater. **48**, 2958 (1999).
- [16] U.F. Kocks. J. Engng. Mater. Techn. **H98**, 76 (1976).
- [17] H. Mecking, U.F. Kocks. Acta Met. **29**, 1865 (1981).
- [18] Y. Estrin, H. Mecking. Acta Met. **32**, 57 (1984).
- [19] Г.А. Малыгин. ФТТ **29**, 2067 (1987).
- [20] G.A. Malygin. Phys. Stat. Sol. (a) **119**, 423 (1990).
- [21] Г.А. Малыгин. УФН **169**, 979 (1999).
- [22] D. Kuhlmann-Wilsdorf, N. Hansen. Met. Trans. **A20**, 2393 (1989).
- [23] P. Haazen. J. de Phys. **50**, 2445 (1989).
- [24] A.S. Argon, P. Haazen. Acta Met. **41**, 3289 (1993).
- [25] Y. Estrin, L.S. Toth, A. Molinari, Y. Brechet. Acta Mater. **46**, 5509 (1998).
- [26] M. Zehetbauer. Acta Met. Mater. **41**, 589 (1993).
- [27] M. Seefeld, P. Klimanek. Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. **6**, 349 (1998).
- [28] A. Seeger, R. Berner, H. Wolf. Z. Phys. **155**, 247 (1959).
- [29] Г.А. Малыгин. ФТТ **37**, 3 (1995).
- [30] H.G. Brion, P. Haazen. Phil. Mag. **A51**, 879 (1985).
- [31] H. Mughrabi. Acta Met. **31**, 1367 (1983).
- [32] M. Muller, M. Zehetbauer, A. Borbely, T. Ungar. Z. Metallk. **86**, 827 (1995).
- [33] M.F. Ashby. Phil. Mag. **21**, 399 (1970).
- [34] H.P. Stuwe, P. Les. Acta Mater. **46**, 6375 (1998).
- [35] P. Les, M. Zehetbauer, E.F. Rauch, I. Kopacz. Scripta Mater. **41**, 523 (1999).