

07,01,12

Пластичность и прочность ГЦК-металлов с нанодвойникованной субмикрозеренной структурой

© Г.А. Малыгин

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

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

(Поступила в Редакцию 8 сентября 2010 г.)

В рамках дислокационно-кинетического подхода теоретически обсуждаются пластифицирующий и прочностной эффекты, связанные с наличием в субмикрозеренной структуре металла с ГЦК-решеткой нанодвойников с плотностью $1/\lambda$, где λ — средний размер (толщина) нанодвойниковых ламелей. Повышенная по сравнению с исходной субмикронной прочностью нанодвойникованной субмикрористаллической структуры определяется, как и в случае границ нанозерен, действием границ нанодвойников как источников и барьеров для движущихся дислокаций, обуславливающих нормальный эффект Холла–Петча для напряжения течения $\sigma \sim \lambda^{-1/2}$. Обратный эффект Холла–Петча $\sigma \sim \lambda^p$, где $p > 0$, как и в случае границ нанозерен, вызван поглощением дислокаций границами двойников. Связанная с этим процессом повышенная скоростная чувствительность напряжений течения является причиной существенного роста величины равномерной деформации (с 2–3 до 8–9% — в случае нанодвойникованной меди) при растяжении образцов с нанодвойникованной субмикрозеренной структурой при сохранении высокой прочности материала.

1. Введение

Известно, что высокая прочность нано- и субмикрористаллических материалов сопровождается пониженной их устойчивостью к локализации пластической деформации в виде формирования на растягиваемом образце так называемой шейки, приводящей после 2–3% равномерной деформации ε_u к пластическому разрыву металлического образца [1–4]. Это квазиохрупчивание, как показывает анализ [5–7], является следствием высокого значения предела текучести σ_y наноматериала из-за эффекта зернограничного упрочнения Холла–Петча (ХП), $\sigma_y = K_y d^{-1/2}$, где K_y — коэффициент ХП. Этому способствует также низкая величина коэффициента деформационного упрочнения нано- и субмикрористаллического материала (размер зерен $d < 1 \mu\text{m}$) из-за отсутствия в зернах таких размеров механизма размножения дислокаций на дислокациях леса [6].

Действительно, согласно критерию образования шейки Консидера $d\sigma/d\varepsilon < \sigma$, где $d\sigma/d\varepsilon$ — коэффициент деформационного упрочнения, $\sigma = \sigma_y + \sigma_d(\varepsilon)$ — напряжение течения, ε — степень пластической деформации, чем меньше коэффициент деформационного упрочнения и больше предел текучести, тем при меньшей величине деформационного упрочнения наноматериала $\sigma_d(\varepsilon_u)$ и, следовательно, величине равномерной деформации ε_u начинает формироваться шейка [7].

В [1,8] для увеличения коэффициента деформационного упрочнения наноматериала и улучшения его устойчивости к локализации деформации в виде шейки предлагается создавать композитные бимодальные зеренные структуры, включающие некоторую объемную долю (20–30%) зерен микронного размера (1–10 μm), способных сильно упрочняться вследствие размножения

в них дислокаций на дислокациях леса. Эксперименты [1,9,10] и теоретические расчеты [5,11] подтверждают существенный рост величины равномерной деформации (до $\varepsilon_u = 8–10\%$) у таких наномикрокомпозитных зеренных структур без существенного снижения их высокой прочности.

Эффективным средством повышения пластических и прочностных свойств нанокристаллических (НК) металлов с ГЦК-решеткой, как показывают результаты выполненных за последние пять лет исследований [12–24], являются упрочняющий и пластифицирующий эффекты, связанные с наличием в субмикрозеренной структуре металла нанодвойников с плотностью $1/\lambda$, где λ — расстояние между двойниковыми границами в субмикрозернах. В субмикрористаллической меди двойниковые ламели указанных размеров получают методом импульсного электроосаждения атомов меди из раствора электролита CuSO_4 [12,21]. Формированию нанодвойникованных зеренных структур способствуют также пластическая деформация субмикрористаллического материала при низких температурах и снижение энергии дефектов упаковки при легировании меди атомами Al и Zn [17,22,23].

На рис. 1 приведена в координатах ХП $\sigma_y - \lambda^{-1/2}$ -зависимость предела текучести $\sigma_y \equiv \sigma_{0.2}$ нанодвойникованной (НД) меди с величиной зерен 450 nm при варьировании размера (толщины) двойников λ в широких пределах от 4 до 100 nm [16]. Видно, что предел текучести достигает максимального значения при размере двойников ≈ 15 nm. Для сравнения показаны также данные по зависимости предела текучести нанокристаллической (НК) меди [25] от размера нанозерен d при варьировании их величины в пределах 7–100 nm. Из сравнения этих данных видно, что вплоть до толщины

двойников $\lambda \approx 15$ nm когерентные границы двойников являются такими же эффективными барьерами и источниками дислокаций, как и границы нанозерен. Это обстоятельство подтверждают также данные по зависимости коэффициента скоростной чувствительности напряжений течения и активационного объема НД-меди от толщины двойниковых ламелей [17–20]. Практически они не отличаются от результатов для НК-меди. Из приведенных на рис. 1 данных видно также, что при толщинах двойников меньше 15 nm наблюдаются отклонения от нормального соотношения ХП и возникает обратный эффект ХП, т.е. сильное снижение предела текучести образцов, подобно тому как это имеет место в НК-меди и других нанокристаллических металлах и сплавах при размерах нанозерен меньше 10–20 nm [6,26–28].

Особенностью нанодвойникованной меди по сравнению с НК-медью является ее повышенная устойчивость к шейкообразованию. На рис. 2 приведены данные по зависимости деформации начала образования шейки ε_u от размера нанозерен d и толщины нанодвойников λ соответственно в НК- [17] и НД-меди [15,16]. В случае НК-меди величина равномерной деформации ε_u неуклонно снижается по мере измельчения зерен, демонстрируя эффект квазиохрупчивания НК-материалов, в то время как уменьшение толщины двойников (рост их плотности), наоборот, приводит к росту этой деформации, т.е. оказывает пластифицирующее влияние на деформацию нанодвойникованных субмикроструктур. Из приведенных в [16] диаграмм растяжения образцов НД-меди следует, что оптимальное сочетание высокого значения условного предела прочности $\sigma_u = 1050$ МПа и величины равномерной деформации $\varepsilon_u = 9\%$ достигается при размере нанодвойников $\lambda = 15$ nm.

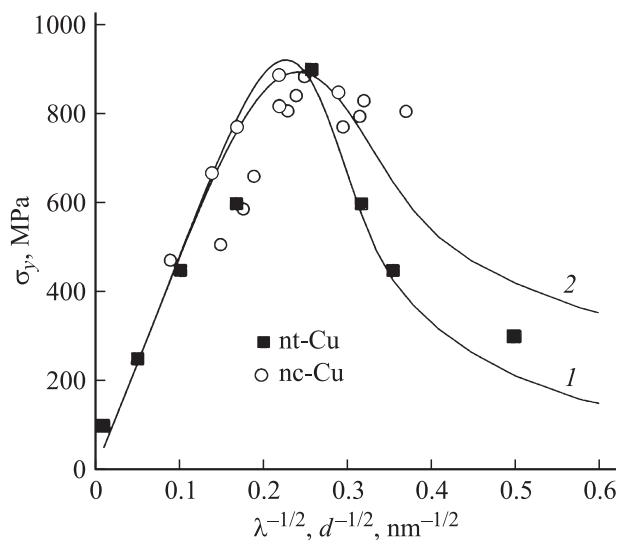


Рис. 1. Зависимость предела текучести σ_y в нанодвойникованной субмикроструктурной (nt-Cu) [16] и нанокристаллической (nc-Cu) [25] меди от размера нанодвойников λ и размера нанозерен d соответственно. Кривые 1 и 2 — расчет согласно уравнению (1) (см. текст).

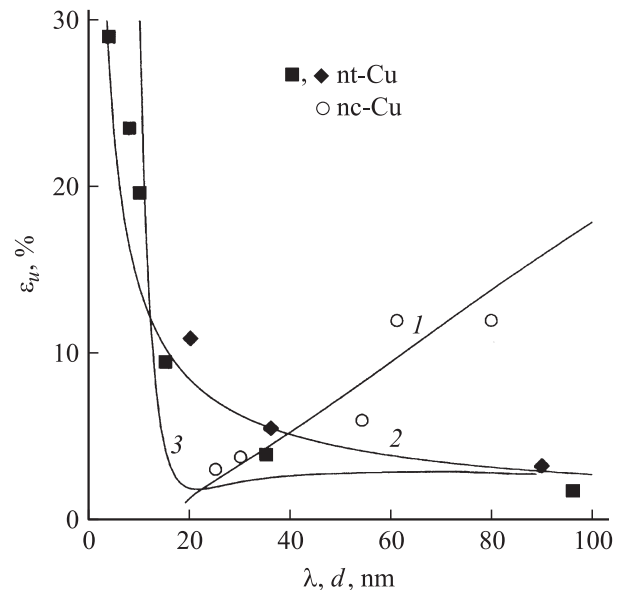


Рис. 2. Зависимость величины равномерной деформации ε_u в нанодвойникованной субмикроструктурной (nt-Cu) [15,16] и нанокристаллической (nc-Cu) [17] меди от размера нанодвойников λ и размера нанозерен d соответственно. Кривая 1 — расчет согласно уравнению (3), 2 — (4) и (6), 3 — (4) и (7).

В рамках дислокационно-кинетического подхода явления зернограничного упрочнения (нормальное соотношение ХП) и зернограничного разупрочнения (обратное соотношение ХП) в НК-металлах подробно рассматривались в [6,7,29]. Целью настоящей работы является обсуждение в рамках этого подхода отмеченных выше особенностей пластического деформирования нанодвойникованных субмикроструктур в металлах с ГЦК-решеткой, а именно эффекта разупрочнения и пластификации НД-зеренных структур при высокой плотности в них нанодвойников.

2. Результаты работы и их обсуждение

Механизм зернограничного разупрочнения НК-материалов и возникновение обратного соотношения ХП $\sigma_y \sim d^p$, где $p > 0$, остается до сих пор дискуссионным [6,26–28]. В [6,7,29] с учетом данных электронно-микроскопических исследований и компьютерного моделирования пластической деформации НК-металлов с ГЦК-решеткой сформулировано уравнение эволюции для средней плотности дислокаций ρ в нанометалле с ростом степени его пластической деформации ε . При выводе уравнения учтено, что границы нанозерен являются: 1) источниками дислокаций; 2) барьерами, ограничивающими длину свободного пробега дислокаций; 3) стоками для дислокаций. Согласно соотношению Тейлора для деформационного (дислокационного) упрочнения кристаллического материала, $\sigma = m\tau\alpha\mu b\rho^{1/2}$, зависимость напряжения течения НК-металла, учитывающая

рост плотности дислокаций ρ с деформаций ε , имеет вид [6]

$$\sigma(\varepsilon) = m_T \alpha \mu \left(\frac{b}{d} \right)^{1/2} \times \left[\beta_0 \exp(-m_T k \varepsilon) + \frac{\beta}{k} [1 - \exp(-m_T k \varepsilon)] \right]^{1/2}. \quad (1)$$

В уравнении (1) α — постоянная взаимодействия дислокаций, μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса, $m_T = 3.05$ — фактор Тейлора для поликристалла, параметры β_0 и $\beta \approx 1$ определяют эффективность границ зерен соответственно как источников и барьеров для дислокаций, а коэффициент аннигиляции дислокаций k , зависящий от размера зерен d , температуры T и скорости деформации $\dot{\varepsilon}$, контролирует эффективность границ зерен как стоков для дислокаций. При этом

$$k = k_a + k_b(d, T, \dot{\varepsilon}), \quad k_b = (d_b/d)^2, \quad (2)$$

$$d_b = \left(4\eta_b \frac{D_b(T)}{m_T \dot{\varepsilon}} \right)^{1/2},$$

где k_a — коэффициент аннигиляции винтовых компонент дислокационных петель внутри нанозерен, k_b — коэффициент аннигиляции краевых дислокаций разного знака в границах зерен, $\eta_b \approx \mu b^3 / k_B T$ [29], k_B — постоянная Больцмана, D_b — коэффициент зернограничной диффузии. На рис. 1 кривая 2 демонстрирует (в координатах ХП) зависимость предела текучести НК-меди от размера зерна согласно соотношениям (1) и (2) при $\varepsilon = \varepsilon_y = 0.2\%$, $k_a = 0$, $d_b = 180$ nm, $b = 0.256$ nm, $\beta_0 = 10^{-2}$, $\alpha = 0.5$, $\mu = 48$ GPa. При размерах зерен $d \gg d_b$ из уравнений (1) и (2) следует нормальное соотношение ХП $\sigma \sim d^{-1/2}$, а при $d \ll d_b$ — обратное соотношение $\sigma \sim d^{1/2}$.

Что касается нарушения соотношения ХП в нанодвойникованной меди (рис. 1, кривая 1), то, по мнению авторов [16], наблюдаемое разупрочнение НД-меди при $\lambda < 15$ nm ставит под сомнение механизм зернограничного разупрочнения НК-меди, связанный с проскальзыванием и вращением зерен. Аналогичные претензии можно предъявить также к некоторым другим механизмам зернограничного разупрочнения, обсуждаемым в литературе (см. обзоры [6,26–28]). Авторы [17–20], опираясь на данные электронно-микроскопических исследований и термоактивационного анализа [31], а также моделирования НД-меди [30,32], считают, что нарушение соотношения ХП при толщине двойниковых ламелей, меньшей 15 nm, обусловлено взаимодействием решеточных дислокаций с границами двойников, вызывающим потерю ими когерентности из-за поглощения и испускания границами дислокаций, в результате чего нанодвойниковые границы становятся в чем-то подобными границам нанозерен.

В [29] продемонстрировано, что при диффузионном растворении границей одиночных дислокаций зависимость коэффициента их аннигиляции от размера нанозерен имеет вид $k'_b = (d'_b/d)^3$. На рис. 1 кривая 2 показывает зависимость $\sigma_y(d)$ согласно (1) и (2) при $k'_b \sim d^{-3}$ и $d'_b = 80$ nm, остальные параметры те же, что и в случае кривой 1. Видно, что кривая 2 близка к экспериментальной зависимости предела текучести НД-меди $\sigma_y(\lambda)$ как при $\lambda > 15$ nm, так и при размерах двойниковых ламелей $\lambda < 15$ nm; при этом имеет место обратное соотношение ХП $\sigma_y \sim \lambda$. Это обстоятельство можно рассматривать в качестве аргумента в пользу механизма разупрочнения НД-зеренных структур путем поглощения (растворения) решеточных дислокаций границами двойников. Кроме того, это означает, что напряжения течения для НД-меди описываются соотношением типа (1), если в нем заменить размер зерен d на размер нанодвойников λ .

Отличительной особенностью нанодвойникованной меди по сравнению с НК-медью, как было указано выше, является ее повышенная устойчивость к шейкообразованию. Из приведенных на рис. 2 экспериментальных данных [15–17] видно, что зависимости величины равномерной деформации ε_u от d и λ имеют противоположный характер. Кривая 1 на этом рисунке демонстрирует результат расчета деформации ε_u в НК-меди согласно соотношению [6,11]

$$\varepsilon_u = \frac{1}{m_T k_b} \left[\ln \left(1 + \frac{1}{2} m_T k_b \right) + \ln \left(1 - \frac{\beta_0}{\beta} k_b \right) \right], \quad (3)$$

удовлетворяющему критерию Консидера при подстановке в него напряжения (1), и $k = k_b = (d_b/d)^2$, $k_a = 0$, $d_b = 180$ nm. Видно, что наблюдается хорошее соответствие теории и эксперимента.

Анализ показывает, что, основываясь только на критерии Консидера, не удастся с дислокационно-кинетических позиций объяснить обратную по сравнению с НК-медью зависимость $\varepsilon_u(\lambda)$ величины равномерной деформации НД-меди от размера двойников λ . Для этого необходимо, как отмечено в [20], наряду с коэффициентом деформационной чувствительности напряжений течения $n = d \ln \sigma / d \ln \varepsilon$ учитывать в модернизированном соотношении Харта для деформации ε_u [33]

$$\varepsilon_u = \frac{\exp(n)}{[1 - (1 - \Delta_0)^{1/m}]^m} - 1 \quad (4)$$

также коэффициент скоростной чувствительности напряжений течения $m = d \ln \sigma / d \ln \dot{\varepsilon}$. В (4) Δ_0 — величина начального геометрического дефекта сечения растягиваемого образца. Вывод соотношения (4) основывается на аппроксимации кривой деформационного и скоростного упрочнения материала зависимостью вида $\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = \chi \dot{\varepsilon}^m \varepsilon^n$, где χ — некоторый неопределенный коэффициент.

Из формулы (4) следует, что скоростное упрочнение придает дополнительную устойчивость деформации рас-

тяжения, вызывая рост деформации ε_u сверх деформации, отвечающей началу формирования шейки согласно критерию Консидера. При $m = 0$ из (4) получаем, что $\varepsilon_u = \exp(n) - 1$, откуда при $n \ll 1$ имеем известный результат $\varepsilon_u = n$ при аппроксимации кривой деформационного упрочнения соотношением Людвика–Холомона $\sigma = \chi_\varepsilon \varepsilon^n$, где χ_ε — некоторый неопределенный параметр деформационного упрочнения. В противоположном случае, когда $n = 0$ и $\Delta_0 \ll 1$, из соотношения (4) следует, что $\varepsilon_u \approx (m/\Delta_0)^m - 1$. Например, при $\Delta_0 = 0.01$ и $m = 0.5$ получаем, что $\varepsilon_u \approx 600\%$, т.е. сверхпластическую деформацию, а при $m = 0.1$ находим, что $\varepsilon_u \approx 26\%$, в то время как, согласно критерию шейкообразования Консидера, $\varepsilon_u = 0$.

В [6,34] найдено, что в НК-металлах с ГЦК-решеткой зависимость коэффициента скоростной чувствительности предела текучести σ_y от размера зерна имеет согласно уравнению (1) вид

$$m = m_d \left[1 + \left(\frac{d_y}{d} \right)^{1/2} \right]. \quad (5)$$

Здесь m_d — скоростной коэффициент при размерах зерен $d \gg d_y$, $d_y = (\xi \chi_y)^{-2} b \approx 1 \mu\text{m}$ — характерный размер зерна, когда оно начинает влиять на коэффициент скоростной чувствительности предела текучести, $\chi_y = \beta_0 + \beta m_T \varepsilon_y$, $\varepsilon_y = 0.2\%$, $\xi < 1$ — параметр, зависящий от формы нанозерна и изгиба дислокации при ее движении внутри него. Хорошее соответствие (5) эксперименту для НК-меди и НК-никеля продемонстрировано в [6,34,35].

В соответствии с указанным выше подобием зависимостей пределов текучести НК- и НД-меди от размера соответственно нанозерен и нанодвойников (рис. 1) и наличия такого же подобия для коэффициентов m и активационных объемов [17–20] будем полагать, что зависимость коэффициента m от толщины нанодвойников λ имеет аналогичный соотношению (5) вид

$$m(\lambda) = m_d \left[1 + \left(\frac{\lambda_y}{\lambda} \right)^{1/2} \right]. \quad (6)$$

Подставляя $m(\lambda)$ в формулу (4), получаем при $n = 0$, $\Delta_0 = 0.01$, $m_d = 5 \cdot 10^{-3}$ и $\lambda_y = 1.5 \mu\text{m}$ согласующийся с экспериментом результат (рис. 2, кривая 2). Из рисунка видно также, что учет в формуле (4) зависимости скоростного коэффициента m от размера двойников λ в виде соотношения (6) приводит к зависимости деформации $\varepsilon_u(\lambda)$ в НД-меди, обратной по характеру зависимости $\varepsilon_u(d)$ в нанокристаллической меди.

При подстановке в формулу (4) соотношения (6) для скоростного коэффициента $m(\lambda)$ предполагалось, что коэффициент деформационной чувствительности напряжения течения n мал по сравнению с коэффициентом m , $n \ll m$. Чтобы убедиться, что это на самом деле имеет место в случае напряжений течения (1), найдем связанные с ним зависимости коэффициентов n

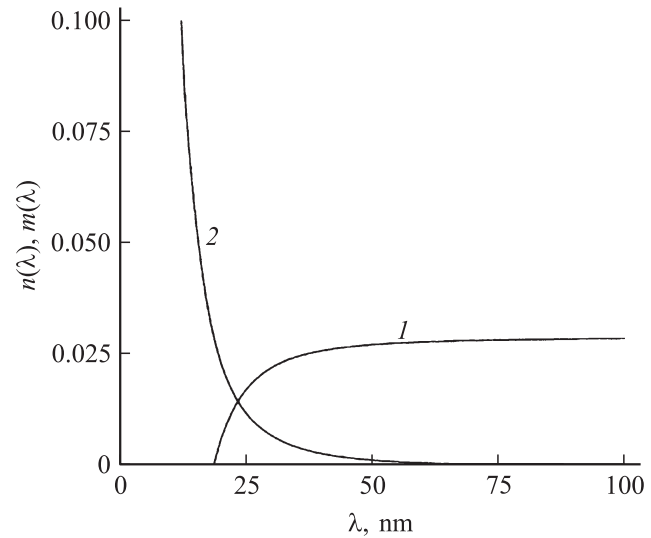


Рис. 3. Зависимость коэффициентов деформационной $n(\lambda)$ и скоростной $m(\lambda)$ чувствительностей предела текучести нанодвойникованной меди от размера двойников согласно соотношениям (7a) и (7b) соответственно.

и m от ε и λ с учетом того, что в (1) $d \equiv \lambda$, $k = k'_b = (\lambda_b/\lambda)^3 \sim \varepsilon^{-1}$. В результате получаем

$$n(\varepsilon, \lambda) = \frac{(1 - (\beta_0/\beta)k'_b)m_T k'_b \varepsilon \exp(-m_T k'_b \varepsilon)}{2[1 - (1 - (\beta_0/\beta)k'_b) \exp(-m_T k'_b \varepsilon)]}, \quad (7a)$$

$$m(\varepsilon, \lambda) = \frac{1 - [1 + (1 - (\beta_0/\beta)k'_b)m_T k'_b \varepsilon] \exp(-m_T k'_b \varepsilon)}{2[1 - (1 - (\beta_0/\beta)k'_b) \exp(-m_T k'_b \varepsilon)]}. \quad (7b)$$

На рис. 3 кривые 1 и 2 демонстрируют зависимости $n(\lambda)$ и $m(\lambda)$ при деформации $\varepsilon = \varepsilon_y = 0.2\%$, соответствующей пределу текучести, и значениях параметров $\beta_0 = 10^{-2}$, $\beta = 1$ и $\lambda_b = 40 \text{ nm}$. Видно, что при $\lambda < 25 \text{ nm}$ коэффициент n становится существенно меньше коэффициента m , что и обеспечивает изменение характера зависимости $\varepsilon_u(\lambda)$ на противоположный по сравнению с зависимостью $\varepsilon_u(d)$. После подстановки коэффициентов (7a) и (7b) в соотношение (4) получаем при $\Delta_0 = 0.01$ и $\varepsilon = \varepsilon_y = 0.2\%$ зависимость $\varepsilon_u(\lambda)$ в виде кривой 3 (рис. 2). Она, как и кривая 2 на этом рисунке, качественно согласуется с экспериментом. Видно также, что кривая 3 имеет две восходящих ветви: одну — при $\lambda < 15\text{--}20 \text{ nm}$ за счет коэффициента $m(\lambda)$, другую — при $\lambda > 20 \text{ nm}$ за счет коэффициента $n(\lambda)$.

Таким образом, результаты работы показывают, что оптимальное сочетание пластических и прочностных свойств в ГЦК-металлах с нанодвойникованной субмикроструктурой достигается при размерах нанодвойников λ , обеспечивающих выполнение условия $m(\lambda) \geq n(\lambda)$ для коэффициентов деформационной и скоростной чувствительностей напряжений течения. Баланс $m(\lambda) \approx n(\lambda)$ приводит к росту величины равномерной деформации при сохранении высокой прочности нанодвойникованного субмикроструктурного материала.

Список литературы

- [1] Y. Wang, M. Chem, F. Zhou, E. Ma. *Nature* **419**, 912 (2002).
- [2] N. Tsuji, Y. Ito, Y. Minamino. *Scripta Mater.* **47**, 8923 (2002).
- [3] C.Y. Yu, P.W. Kao, C.P. Chang. *Acta Mater.* **53**, 4019 (2005).
- [4] K. Hanazaki, N. Shigeriri, N. Tsuji. *Mater. Sci. Eng. A* **527**, 5699 (2010).
- [5] J. Gil Sevillano, J. Aldzabal. *Scripta Mater.* **51**, 795 (2004).
- [6] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **49**, 961 (2007).
- [7] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **53**, 2, 341 (2011).
- [8] E. Ma. *Scripta Mater.* **49**, 663 (2003).
- [9] M.W. Chen, E. Ma, K.J. Hemker, H. Sheng, Y. Wang, X. Cheng. *Science*. **300**, 1275 (2003).
- [10] B. Srinivasarao, K. Oh-ishi, T. Ohkudo, K. Homo. *Acta Mater.* **57**, 3277 (2009).
- [11] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **50**, 990 (2008).
- [12] L. Lu, Y. Shen, X. Chen, L. Qian, K. Lu. *Science*. **304**, 422 (2004).
- [13] E. Ma, Y. Wang, Q. Lu, M. Sui, L. Lu, K. Lu. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4932 (2004).
- [14] L. Lu, R. Schwaiger, Z.W. Shan, M. Dao, K. Lu, S. Suresh. *Acta Mater.* **53**, 2169 (2005).
- [15] X. Chen, L. Lu. *Scripta Mater.* **57**, 133 (2007).
- [16] L. Lu, X. Chen, X. Huang, K. Lu. *Science*. **323**, 607 (2009).
- [17] K. Lu, L. Lu, S. Suresh. *Science*. **324**, 349 (2009).
- [18] L. Lu, M. Dao, T. Zhu, J. Li. *Scripta Mater.* **60**, 1062 (2009).
- [19] L. Lu, T. Zhu, Y. Shen, M. dao, K. Lu, S. Suresh. *Acta Mater.* **57**, 4933 (2009).
- [20] G. Wang, G. Li, L. Zhao, J. Lian, Zh. Jiang, Q. Jiang. *Mater. Sci. Eng. A* **527**, 4270 (2010).
- [21] Y. Shen, L. Lu, Q. Lu, Z. Jin, K. Lu. *Scripta Mater.* **52**, 989 (2005).
- [22] Y. Zhang, N.R. Tao, K. Lu. *Scripta Mater.* **60**, 211 (2009).
- [23] Y.S.F. Li, N.R. Tao, K. Lu. *Acta Mater.* **56**, 230 (2008).
- [24] Z.S. You, L. Lu, K. Lu. *Scripta Mater.* **62**, 415 (2010).
- [25] P.G. Sanders, J.A. Eastman, J.R. Weertman. *Acta Mater.* **45**, 4019 (1997).
- [26] M.A. Meyers, A. Mishra, D.J. Benson. *Progr. Mater. Sci.* **51**, 427 (2006).
- [27] M. Dao, L. Lu, R.J. Asaro, J.T. Hosson, E. Ma. *Acta Mater.* **55**, 4041 (2007).
- [28] Р.А. Андриевский, А.М. Глезер. *УФН* **179**, 33 (2009).
- [29] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **37**, 2281 (1995).
- [30] Z.H. Jin, P. Gumbsch, K. Albe, P. Ma, K. Lu, H. Gleiter. *Acta Mater.* **56**, 1126 (2008).
- [31] R. Asaro, Y. Kulkarni. *Scripta Mater.* **58**, 389 (2008).
- [32] T. Zhu, L. Li, A. Samanta, H.G. Kim, S. Suresh. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **104**, 3031 (2007).
- [33] J. Lian, B. Baudelet. *Mater. Sci. Eng.* **84**, 157 (1986).
- [34] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **49**, 2161 (2007).
- [35] A.F. Zhang, T. Fujita, D. Pan, J.S. Sakurai, M.W. Chen. *Mater. Sci. Eng. A* **527**, 2297 (2010).