

Структурные механизмы пластической деформации нанокристаллических материалов

© В.А. Поздняков, А.М. Глезер

Институт металлофизики и функциональных материалов ГНЦ ЦНИИчермет им. И.П. Бардина,
107005 Москва, Россия

E-mail: Glezer@imph.msk.ru

(Поступила в Редакцию 4 июня 2001 г.
В окончательной редакции 16 июля 2001 г.)

Разработана модель начальной стадии пластической деформации наноматериалов, обусловленной процессами микропроскальзывания по границам зерен. Рассмотрены аккомодационные процессы, сопровождающие развитие областей зернограничного микропроскальзывания. Получены соотношения, определяющие закономерности деформационного поведения наноматериалов, и зависимость напряжения течения от размера зерна. Рассчитана температурная зависимость напряжения сопротивления зернограничному микропроскальзыванию. Проведено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными и показано хорошее согласие между ними.

Нанокристаллические материалы (НМ) (размер зерна D порядка 10 нм) обладают рядом необычных механических свойств по сравнению с традиционными материалами [1,2]. Это обусловлено масштабными эффектами, вызванными малым размером зерна и значительной долей разупорядоченного материала, связанного с границами зерен (ГЗ) [2–4].

Электронно-микроскопические исследования НМ указывают на отсутствие дислокаций в объеме зерен либо на пренебрежимо малую их плотность [1–4]. Наблюдаются сторонние дислокации в ГЗ. Когда размер зерна НМ меньше некоторого предельного (10–20 нм), дислокации не обнаруживаются на всех стадиях деформации и разрушений образца [4]. Наиболее важным элементом структуры НМ, во многом определяющим их макроскопические свойства, являются ГЗ. В зависимости от способов получения НМ, таких, например, как компактирование нанопорошка, механическое сплавление, нанокристаллизация аморфных сплавов и интенсивная пластическая деформация, может формироваться зеренная структура с различной степенью структурной неравновесности, спектром разориентаций, дефектностью и химическим составом границ.

Структурные исследования ряда НМ с применением электронной микроскопии высокого разрешения [5] свидетельствуют о том, что ширина ГЗ не превышает 1 нм, а их структура соответствует ГЗ обычных поликристаллов. В НМ, получаемых методами кристаллизации аморфных сплавов, отмечается наличие специальных ГЗ [6], как правило фасетированных. В субмикрокристаллических материалах НМ, полученных методом интенсивной пластической деформации [7], экспериментально обнаруживаются высокие внутренние напряжения, обусловленные ГЗ с неравновесной структурой. Было высказано предположение о возможности возникновения "зернограничной" фазы [7] в таких материалах. В НМ на основе карбида и нитрида кремния выявлено наличие аморфных прослоек (см. [2]). Структура и свойства границ НМ

могут существенно отличаться от поликристаллических аналогов, но полной ясности в вопросе о структуре и состоянии ГЗ в НМ пока нет.

НМ обладают высокой прочностью, но очень низкой пластичностью, что, очевидно, вызвано подавлением процессов генерации и движения дислокаций из-за малого размера зерна. Исследования механических свойств НМ показали, что соотношение Холла–Петча для предела текучести [8] $\sigma_y = \sigma_0 + kD^{-1/2}$ выполняется и в нанометровом диапазоне размеров зерен, однако зависимость $\sigma_y(D)$ значительно слабее, чем для традиционных материалов. Обнаружены и другие аномалии деформационного поведения НМ: выход на насыщение зависимости предела текучести от размера зерна или понижение σ_y при уменьшении размера зерна [1–4]. В настоящее время экспериментальные данные по механическим свойствам НМ немногочисленны и в основном сводятся к зависимости твердости или предела текучести от размера зерна. Только начинают появляться исследования по температурной и концентрационной зависимости напряжения течения НМ [9,10], являющиеся более информативными для выяснения механизмов деформации НМ.

Для описания механического поведения НМ было предложено несколько групп моделей. Первая группа — модели, в которых рассматривается развитие дислокационной структуры в нанозернах [11,12]. Во второй группе моделей [13,14] проводится дисклинационное и/или дислокационное описание неравновесных границ и сетки ГЗ в целом, а затем оценивается их влияние на предел текучести НМ. В третьей группе моделей ГЗ представляются в виде самостоятельной фазы и предел текучести такого «двухфазного» материала выражается с помощью правила смесей через механические характеристики внутризеренной и зернограничной фаз [15]. Четвертая группа объединяет исследования по моделированию структуры ГЗ и процессов пластической деформации НМ [16,17]. Так, в [17] при моделировании процессов пластической деформации НМ установлено,

что выполняется обратное соотношение Холла–Петча. Обнаружено, что пластическая деформация происходит по ГЗ за счет образования множества элементарных сдвигов.

Наиболее вероятным механизмом пластической деформации НМ при низких температурах представляется зернограничное (ЗГ) проскальзывание, на что указывалось и в ряде экспериментальных работ. В [18] была предложена модель начальной стадии пластического течения НМ за счет зернограничного микропроскальзывания (ЗГМП). Были определены условия смены механизма деформации при уменьшении размера зерна — перехода от генерации петель дислокаций с ГЗ к микропроскальзыванию по ГЗ; рассмотрены особенности деформационного поведения НМ. Позже была предложена еще одна модель деформации НМ за счет ЗГ скольжения [19], однако в ней не учитывались ограничения скольжения, вызываемые тройными стыками и изломами ГЗ.

Данная работа посвящена развитию модели, предложенной в [18]. Анализируются возможные микроструктурные механизмы возникновения сдвиговых процессов в ГЗ наноматериалов. Рассматривается образование областей сдвиговых превращений, подобных тем, которые определяют развитие гетерогенной пластической деформации аморфных сплавов [20]. Рассчитывается зависимость напряжения течения НМ от размера зерна и температуры.

1. Пластическая деформация, обусловленная ЗГМП

Не конкретизируя структуру ГЗ в НМ, рассмотрим процессы низкотемпературного ЗГ скольжения. Введем параметр ГЗ, характеризующий ее способность к перестройкам структуры, приводящим к скольжению по границе, под действием сдвигового напряжения. В качестве такой характеристики выберем сдвиговое напряжение сопротивления $\tau_s^{(i)}(T)$ свободному (нестесненному) скольжению по плоской ГЗ i -го типа при температуре T . Индекс i относится к двум единичным векторам — вектору взаимной разориентации зерен θ [8] и нормали к плоскости ГЗ \mathbf{n} : $i = \theta, \mathbf{n}$. Величина $\tau_s^{(i)}$ определяется структурой и состоянием границ, количеством примесей, а также температурой T . Когда внешнее, разрешенное в плоскости границы сдвиговое напряжение τ_a достигает $\tau_s^{(i)}$, реализуется скольжение по ГЗ i -го типа.

Обычно ГЗ имеют фасетчатое строение, т.е. состоят из плоских участков, ограниченных линиями изломов, ступенек и стыков границ. При низкотемпературной деформации возможно ЗГ скольжение в отдельных фасетках ГЗ с $\tau_s^{(i)} < \tau_a$ — ЗГМП. В общем случае деформация, связанная с ЗГМП, не сводится только к чистому сдвигу, а имеет также дилатационную составляющую и определяется тензором деформации ε_{ik}^0 . Возникает задача о напряженно-деформированном состоянии изотропной,

линейно-упругой среды с системой случайно расположенных плоских областей ЗГМП со средней собственной деформацией $\varepsilon_{ik}^0(\tau_a)$.

Введем декартову систему координат $X_i (i = 1, 2, 3)$, связанную с образцом, и рассмотрим случай одноосного растяжения (сжатия) с осью нагрузки, направленной по оси X_3 . Под действием внешнего напряжения на некоторых участках ГЗ произойдет ЗГМП. Возникновение N областей ЗГМП с объемами Ω_s и с собственными деформациями ε_{ik}^{0s} вызовет пластическую деформацию образца

$$\varepsilon_{ik} = \sum_{s=1}^N \varepsilon_{ln}^{0s} m_{il}^s m_{kn}^s \Omega_s / V, \quad (1)$$

где V — объем образца, m_{il}^s — косинусы углов между осями системы координат, связанной с s -й областью, и координатными осями базовой системы. По повторяющимся координатным индексам производится суммирование.

Деформация материала в ограниченной области приведет к возникновению поля напряжений $\sigma_{ik}^s(\mathbf{r})$, имеющего вид [21]

$$\sigma_{ik}^s(\mathbf{r}) = -C_{ijkl} \times \left\{ \int_{\Omega} C_{pqmn} \varepsilon_{mn}^{0s}(\mathbf{r}') G_{kp,ql}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}' + \varepsilon_{kl}^{0s}(\mathbf{r}) \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\Omega_s = \omega_s \sigma S_s$ — объем s -й области ЗГМП, S_s — площадь области ГЗ, на которой произошло микропроскальзывание, ω_s — численный коэффициент, определяемый формой области, δ — эффективная толщина ГЗ, C — тензор модулей упругости, G — тензорная функция Грина теории упругости.

В случае чисто сдвигового ЗГМП величина сдвига $\mathbf{u}^s(\mathbf{r})$ в s -й области границы с нормалью \mathbf{n}^s приведет к пластической деформации

$$\varepsilon_{ik}^s = (2\delta)^{-1} (u_i^s n_k^s + u_k^s n_i^s) = (m_{ik}^s + m_{ki}^s) \gamma^s / 2, \quad (3)$$

где каждый коэффициент m_{ik}^s — произведение двух направляющих косинусов: угла между нормалью \mathbf{n}^s к плоскости s -й области ЗГМП и k -м базовым вектором и угла между направлением ЗГМП \mathbf{m}^s в этой плоскости и i -м базовым вектором; $\gamma^s = u^s / \delta$, u^s — величина сдвига, усредненного по площади S_s .

Области ЗГМП могут охватывать одну или несколько фасеток, или граней, ГЗ, поэтому они будут иметь различные размеры L_s . В предположении континуального распределения областей ЗГМП по размерам, положению в пространстве и ориентации тензор деформации материала будет иметь вид

$$\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ik}^0 + (N/8\pi) \times \int_Y (n_k m_i + n_i m_k) \gamma \omega L^2 \delta \sin \varphi \Gamma(y) N(L) dY, \quad (4)$$

где ε_{ik}^0 — тензор деформаций без ЗГМП, т.е. упругих деформаций; второе слагаемое — тензор пластических

деформаций; интеграл берется по совокупности переменных $Y = \{\varphi, \psi, \gamma, L\}$; $N(L)$, $\Gamma(\gamma)$ — функции распределения областей ЗГМП по размерам и сдвигам соответственно; $n_i = (\sin \varphi \cos \phi, \sin \varphi \sin \phi, \cos \varphi)$, φ — угол между n и X_3 , ϕ — угол между плоскостями X_1X_3 и nX_3 ; N — число областей ЗНМП всех размеров и ориентаций в единице объема.

По аналогии с задачей о деформации материала с большим числом трещин [22] можно использовать векторную величину с компонентами $\Omega_i = m_i \Omega \gamma = m_i \omega \delta L^2 \gamma$, где введены средние значения параметров ω , L , γ . Тогда нахождение зависимости Ω от внешнего напряжения σ_a ($\Omega_i = I_{ikl} \sigma_{akl}$, где тензор \mathbf{I} определяется механизмом ЗГМП и характером нагружения данной области ЗГМП) будет заключительным звеном в решении поставленной задачи.

2. Модель начальной стадии пластической деформации

Введем усредненное по ансамблю ГЗ в НМ напряжение сопротивления ЗГМП τ_s . В случае одноосного растяжения (сжатия) при $\sigma_a/2 > \tau_s$ в НМ возникнет ЗГМП, т.е. появятся первые области ЗГМП в границах, плоскости которых ориентированы под углами примерно 45° к оси нагрузки. При дальнейшем увеличении внешнего напряжения σ_a их концентрация N и размер L будут возрастать в соответствии с (4), т.е. будет увеличиваться объемная доля $f = \omega \delta L^2 N$ этих областей. Величина пластической деформации НМ в направлении оси нагружения, как следует из (4), будет определяться объемной долей f и равновесным значением средней сдвиговой деформации в областях ЗГМП γ

$$\varepsilon = m f \gamma, \quad (5)$$

где m — средний ориентационный фактор.

Определим зависимость величины γ от внешнего напряжения. Сдвиговые напряжения, разрешенные в плоскости с нормалью \mathbf{n}^s в направлении \mathbf{m}^s , обусловленные полем напряжений σ_p , равны $\tau_p^s = \mathbf{n}^s \sigma_p \mathbf{m}^s$. Величина γ^α для α -й области ЗГМП определяется из условия механического равновесия

$$\tau_a^\alpha + \tau^\alpha(r^\alpha) + \sum_\beta \tau^{\alpha\beta} + \tau_i = \tau_s^\alpha \quad (6)$$

в каждой точке r_α внутри этой области ($r_\alpha \in \Omega_\alpha$); $\tau^\alpha(r^\alpha)$ — собственное внутреннее сдвиговое напряжение (2) α -й области; $\tau^{\alpha\beta}$ — сдвиговое напряжение в α -й области, обусловленное областью β ; τ_i — сторонние внутренние напряжения, не связанные с областями ЗГМП. Будем полагать, что область ЗГМП имеет форму сплюсненного эллипсоида с главными полуосями $a = b = L/2$, $c = \delta/2$ ($c \ll a, b$), $\omega = 4\pi/3$, а сдвиговая деформация однородна в Ω_α . Области ЗГМП можно рассматривать как плоские включения с собственной

деформацией ε^{0s} . Из (2) для внутренних сдвиговых напряжений [21] в области ЗГМП со сдвиговой деформацией γ^α следует

$$\tau^\alpha = -A(\delta/L)G\gamma^\alpha, \quad (7)$$

где $A = \pi(2 - \nu)/4(1 - \nu)$; ν и G — коэффициент Пуассона и модуль сдвига материала соответственно. В материале с системой случайно распределенных эллипсоидальных включений с объемной плотностью f среднее внутреннее напряжение во включении $\langle \tau \rangle$ с учетом полей изображения [21] равно $\langle \tau \rangle = (1 - f)\tau^\alpha$. Подстановка равновесного значения γ в (5) дает соотношение, определяющее начальную стадию пластической деформации НМ,

$$\sigma_a = \sigma_s + AG\delta(1 - f)\varepsilon/fLm^2, \quad (8)$$

где $(\sigma_a - \sigma_s)m = \tau_a - \tau_s$.

Возрастание величины внутренних напряжений, связанных с развитием областей ЗГМП, при превышении γ некоторого критического значения γ^* в ходе деформации НМ будет сопровождаться аккомодационными процессами, приводящими к релаксации напряжений. Возможные аккомодационные процессы — образование дислокаций на линейных топографических дефектах ГЗ (изломах, стыках и ступеньках границ) и пластическая ротация зерен. Известно, что в специальных ГЗ могут образовываться решеточные дислокации за счет слияния зернограницных [8]. В произвольных ГЗ такой процесс, по видимому, возможен за счет перестройки структурных элементов границы. При возникновении ЗГМП в соседних гранях (фасетках) ГЗ или изменении ориентации вектора межзеренного сдвига при расширении площади области ЗГМП в стыках и изломах остается несовместимость ЗГ пластической деформации, вызывающая поле напряжений, подобное полю эффективной стыковой дислокации с вектором Бюргерса $\mathbf{b}^* = \mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2$. Возможный аккомодационный механизм — образование (и смещение) решеточной дислокации на участке линейного дефекта ГЗ. В качестве деформационного критерия его реализации можно принять условие достижения модулем b^* величины вектора Бюргерса решеточной дислокации (или достижение γ величины γ^*). При малых размерах зерна образующиеся дислокации не могут выйти в объем зерна из-за больших энергетических затрат, связанных с преодолением сил изображения [23] или линейного натяжения [18]. Другим возможным механизмом аккомодации ЗГ стыковых несовместимостей может быть пластический поворот зерен. Если при ЗГМП в стыке или изломе ГЗ образуется несовместимость с вектором \mathbf{b}^* , то ротация зерна на угол $\phi = \xi b^*/D$, где $\xi = \text{const}$, устранит ее. В случае гексагональных зерен [24] $\xi = \sqrt{3}/2$.

При $\varepsilon > \varepsilon^* = m f \gamma^*$ возникающие внутренние напряжения будут релаксировать, их вклад в дальнейшее деформационное упрочнение НМ станет пренебрежимо малым, однако появится другой вклад, обусловленный

полями напряжений образующихся дефектов. Плотность дислокаций, образующихся в ГЗ и обеспечивающих совместную ЗГ пластическую деформацию и релаксацию возникающих напряжений, можно оценить, используя подход к анализу деформации пластически неоднородных материалов [25]. Тогда $\rho = kf(\gamma - \gamma^*)/bL_f$, где L_f — средний размер фасетки, k — численный коэффициент порядка единицы. Связанные с ними напряжения $\sigma_i = \alpha Gb\rho^{1/2}$, где $\alpha \approx 1$.

Суммарная площадь ГЗ в единице объема $S_v = q/D$, где $q \approx 3$ — численный коэффициент [8]. Полагая, что площадь ГЗ (в единице объема), охваченных ЗГМП на начальной стадии деформации, пропорциональна S_v , т.е. $(f/\delta) = hS_v$, получим пластическую деформацию материала, равную

$$\varepsilon = m\delta h(q/D)\gamma(\sigma_a), \quad (9)$$

где коэффициент h при $\sigma_a/2 > \tau_s$ принимает конечное значение $h = \text{const}$ и может возрастать с увеличением ε в соответствии с (4). В линейном приближении $h = h_0 + h_1\varepsilon$. Окончательно определяющие деформационное поведение соотношения примут вид

$$\begin{aligned} \sigma_a &= \sigma_s + AG(D/L)(1 - \delta qh/D)\varepsilon/qhm^2, \\ \varepsilon &< \varepsilon^* = mqh(\delta/D)\gamma^*, \\ \sigma_a &= \sigma_a(\varepsilon^*) + \alpha G[kb(\varepsilon - \varepsilon^*)/m\xi D]^{1/2}, \quad \varepsilon > \varepsilon^*, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\xi < 1$ — численный параметр, связывающий L_f с D .

Рассмотрим зависимость предела текучести НМ от размера зерна. Предел текучести σ_y определяется как напряжение, соответствующее заданному уровню пластической деформации ε_y , принимаемому, например, равным 0.2%. Для микрокристаллических материалов ($D \sim 1 \mu\text{m}$) $\varepsilon^* \ll \varepsilon_y$, $\sigma(\varepsilon^*) \approx \sigma_s$, и из (10) получается обычное соотношение Холла–Петча. Для НМ $\varepsilon^* \approx 10^{-3} - 10^{-2}$, т.е. может превышать уровень пластической деформации, соответствующий пределу текучести. В этом случае $\sigma_y(D)$ определяется первым соотношением (10). Если $L = \xi_1 D$, где $\xi_1 = \text{const}$, то, как следует из (10), предел текучести при $f \ll 1$ не зависит от размера зерна, а при возникновении аккомодационных процессов будет выполняться зависимость Холла–Петча со слабой зависимостью $\sigma_y(D)$, что наблюдается экспериментально [26]. Если $L \sim D^p$, $p < 1$, или L не зависит от D , то предел текучести НМ, определяемый первым соотношением (10), возрастает с увеличением размера зерна, в соответствии с экспериментальными данными [2–4].

3. Структурный механизм и кинетика ЗГМП

Согласно современным представлениям, произвольную ГЗ можно представить в виде ограниченного набора структурных элементов, совпадающих с некоторыми из

полиэдров Вороного–Бернала, предложенных для описания структуры жидкостей и аморфных тел [27]. Можно предположить, что ЗГМП под действием сдвиговых напряжений будет происходить за счет перестройки структурных элементов границ при образовании микрообластей сдвиговых превращений структуры ГЗ. Напряжение сопротивления ЗГМП в ГЗ общего типа будет определяться критическим напряжением перестройки структурных элементов границы. Такие элементарные области сдвига подобны областям сдвиговых превращений, определяющих развитие гетерогенной пластической деформации в аморфных сплавах при низких температурах [20].

Скорость свободного проскальзывания по ГЗ в этом случае

$$\dot{U} = \nu\chi u_0 \exp(-\Delta G/kT), \quad (11)$$

где ν — частота нормальной моды колебаний микрообласти сдвига вдоль активационной траектории [28], χ — объемная доля центров образования сдвиговых микрообластей в ГЗ, u_0 — средняя величина сдвига в таких областях, ΔG — свободная энергия образования микрообласти сдвигового превращения с критическими параметрами.

Проведенный анализ различных механизмов элементарных сдвиговых процессов показал, что энергию образования сдвиговых микрообластей в ГЗ можно представить следующим образом:

$$\Delta G(\tau_a) = \xi\tau_0\Omega_m[1 - (\tau_a/\tau_0)]^n, \quad (12)$$

где ξ и n — численные параметры, τ_0 — напряжение атермического ЗГ проскальзывания (идеальная сдвиговая прочность границы), Ω_m — объем микрообласти сдвигового превращения.

Если объемная доля областей ЗГМП слабо изменяется в процессе деформации и $L \sim D$, то скорость деформации НМ на начальной стадии равна

$$\dot{\varepsilon} = \nu\chi u_0 \exp[-\Delta G(\tau_a - \tau_i)/kT]/D, \quad (13)$$

где τ_i — суммарные внутренние сдвиговые напряжения в области ЗГМП. Для напряжения течения НМ из (13) получаем первое соотношение (10) с явной температурной зависимостью напряжения сопротивления ЗГМП

$$\tau_s(T) = \tau_0\{1 - [(kT/\xi\tau_0\Omega_m) \ln(\nu\chi u_0/D\dot{\varepsilon})]^{1/n}\}. \quad (14)$$

Зависимость $\tau_s(T)$ показана на рис. 1 при различных n и следующих значениях параметров: $D = 10 \text{ nm}$, $\varepsilon = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\Omega_m = 4.3 \cdot 10^{-28} \text{ m}^3$, $\nu = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $u_0 = 0.2 \text{ nm}$, $\chi = 0.4$.

При $n = 2$ зависимость энергии активации микрообластей сдвиговых перестроек от напряжения схожа с подобной зависимостью энергии образования сдвиговых превращений в аморфных сплавах в модели [20]. Следовательно, соотношения (13), (14) при $n = 2$ определяют кинетику деформации НМ, ГЗ которого

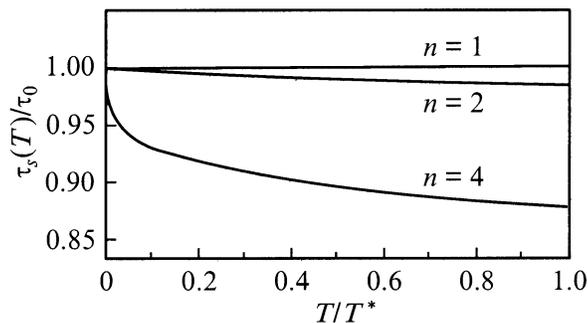


Рис. 1. Зависимость напряжения сопротивления ЗГМП от температуры. $n = 1, 2, 24$.

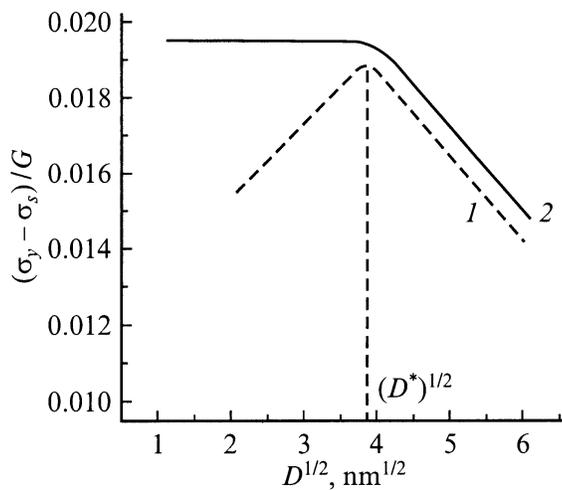


Рис. 2. Зависимость предела текучести НМ σ_y от квадратного корня размера зерна D . $L = \text{const}(D)$ (1) и $\xi_1 D$ (2).

находятся в аморфном состоянии. Температурная зависимость напряжения сопротивления ЗГМП и соответственно предела текучести НМ (14) должна выполняться до некоторой температуры T^* , выше которой энергетически более выгодным становятся другие моды деформации.

4. Обсуждение результатов

Рассмотрим более подробно зависимость напряжения течения от размера зерна НМ, определяемую из (10). В зависимости от способа получения НМ с разным размером зерна возможны два различных случая: L линейно связано с D или L не зависит от D . Величина L должна быть пропорциональной среднему размеру фасеток, или граней, ГЗ и, следовательно, пропорциональной D . Но если размер зерна изменять при помощи рекристаллизационных отжигов, то пропорциональность размера фасеток размеру зерна может нарушаться из-за дополнительного фасетирования. В НМ ЗГМП может проходить по границам нескольких соседних зерен, и величина L не будет зависеть от D . Удобно ввести характерный размер зерна D^* , определяемый через величину ε^* (его значение

соответствует условию $\varepsilon^* = \varepsilon_y$): $D^* = hqh\delta\gamma^*/\varepsilon_y$. При $D < D^*$ зависимость $\sigma_y(D)$ определяется только первым соотношением (10), при $D \gg D^*$ — только вторым. При $qm = 1.5$, $h = 0.2$, $\delta = 0.5$, $\gamma^* = 0.3$, $\varepsilon_y = 0.3\%$ получается $D^* = 15 \text{ nm}$. Зависимости $\delta_y(D)$ для обсуждаемых случаев показаны на рис. 2. Отметим, что величина τ_0 зависит от состояния ГЗ и, следовательно, также может изменяться с ростом D .

Таким образом, в данной работе рассмотрена начальная стадия пластической деформации НМ — микротечучесть, определяемая как стадия деформации, при которой в упругой матрице происходит развитие отдельных областей пластического течения. Но из-за чрезвычайно высокой площади ГЗ в единице объема НМ такие процессы приводят к величине пластической деформации в несколько процентов. Рассчитана зависимость напряжения течения от величины зерна НМ и температуры на этой стадии процесса деформации. Напряжение сопротивления ЗГМП определено через напряжения течения аморфных металлических сплавов. Величина критического напряжения перестройки структуры ГЗ должна быть близка к когезионной прочности границ, поэтому при дальнейшем растяжении будет происходить разрушение. Однако при сжатии или циклическом нагружении возможно дальнейшее развитие деформации. По мере увеличения нагрузки число и площадь областей ЗГМП будут расти, они начнут сливаться и при некоторой критической объемной доле областей произойдет перколяционный переход к стадии макропластического течения.

Список литературы

- [1] Н. Gleiter. Prog. Mater. Sci. **33**, 4, 223 (1989).
- [2] Р.А. Андриевский, А.М. Глезер. ФММ **88**, 1, 50 (2000).
- [3] Р.А. Андриевский, А.М. Глезер. ФММ **89**, 1, 91 (2000).
- [4] V.G. Gryaznov, L.I. Trusov. Prog. Mater. Sci. **37**, 4, 289 (1993).
- [5] R.W. Siegel. J. Phys. Chem. Sol. **55**, 10, 1097 (1994).
- [6] K. Lu. Mater. Sci. Eng. Rep. **R16**, 161 (1996).
- [7] Р.З. Валиев, Р.К. Исламгалиев. ФММ **85**, 3, 161 (1998).
- [8] А.Н. Орлов, В.Н. Перевезенцев, В.В. Рыбин. Границы зерен в металлах. Металлургия, М. (1980). 156 с.
- [9] В.В. Шпейзман, В.И. Николаев, Б.И. Смирнов, В.В. Ветров, С.А. Пульнев, В.И. Копылов. ФТТ **40**, 7, 1264 (1998).
- [10] В.В. Шпейзман, В.И. Николаев, Б.И. Смирнов, А.Б. Лебедев, В.В. Ветров, С.А. Пульнев, В.И. Копылов. ФТТ **40**, 9, 1639 (1998).
- [11] Г.А. Малыгин. ФТТ **37**, 8, 2281 (1995).
- [12] C.S. Pande, R.A. Masumura, R.W. Armstrong. Nanostruct. Mater. **2**, 3, 323 (1993).
- [13] A.A. Nazarov, A.E. Romanov, R.Z. Valiev. Nanostruct. Mater. **6**, 5–8, 775 (1995).
- [14] С.Г. Зайченко, А.М. Глезер. ФТТ **39**, 11, 2023 (1997).
- [15] D.A. Konstantinidis, E.C. Aifantis. Nanostruct. Mater. **10**, 1111 (1998).
- [16] P. Keblinski, S.R. Phillpot, D. Wolf, Y. Gleiter. Nanostruct. Mater. **9**, 651 (1997).
- [17] J. Schiotz, F.D. Di Tolla, K.W. Jacobsen. Nature **391**/5, 2, 561 (1998).

- [18] В.А. Поздняков, А.М. Глезер. Письма в ЖТФ **21**, 1, 31 (1995).
- [19] H. Hahn, K.A. Rabmanabhan. *Phil. Mag.* **B76**, 4, 553 (1997).
- [20] A.S. Argon. *Acta Met.* **27**, 1, 47 (1979).
- [21] T. Mura. *Micromechanics of defects in solids*. Martinus Nijhoff Publ., Hague (1982). 571 p.
- [22] Р.Л. Салганик. *Изв. АН СССР. МТТ* **4**, 149 (1973).
- [23] V.G. Gryaznov, I.A. Polonsky, A.E. Romanov. *Phys. Rev.* **B44**, 1, 42 (1991).
- [24] В.Н. Перевезенцев, В.В. Рыбин. *ФММ* **51**, 3, 649 (1981).
- [25] M.F. Ashby. *Phil Mag.* **21**, 170; 399 (1970).
- [26] G.W. Nieman, J.R. Weertman, R.W. Siegel. *J. Mater. Res.* **6**, 5, 1012 (1991).
- [27] A.P. Sutton, V. Vitek. *Phil. Trans. Roy. Soc. (London)*. **A309**, 1 (1983).
- [28] U.F. Kocks, A.S. Argon, M.F. Ashby. *Prog. Mater. Sci.* **19**, 1 (1975).