

## Дисклинационный механизм пластической деформации нанокристаллических материалов

© С.Г. Зайченко, А.М. Глезер

Центральный научно-исследовательский институт черной металлургии,  
107005 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 16 июня 1997 г.)

Разработана модель пластической деформации нанокристаллических материалов как эволюции пространственной сетки дисклинаций, расположенных в тройных стыках зерен. Пластическая деформация осуществляется в результате пластических поворотов зерен, рассогласование поворотов которых вызывает зарождение частичных дисклинаций в стыках межзеренных границ. Показано, что особенностью механического поведения нанокристаллов является отклонение от закона Холла–Петча вплоть до критического размера зерна  $D_{cr} \leq 25$  nm.

Нанокристаллические материалы (НК-материалы), имеющие размер зерна менее 100 nm, обладают рядом необычных физических, в том числе и механических, свойств по сравнению с обычными поликристаллами. Поэтому они являются в настоящее время предметом многочисленных исследований. Отличие механического поведения НК-материалов, полученных различными методами и имеющих одинаковый средний размер зерна, носит не только количественный, но и качественный характер. Наглядным примером служит зависимость предела текучести  $\sigma_T$  от среднего размера зерна  $d$ . В обычных поликристаллах она, как и микротвердость  $H_v$ , подчиняется уравнению Холла–Петча:

$$\sigma_T = k_1 + k_2 d^{-1/2}, \quad H_v = H_{v0} + k_h d^{-1/2}, \quad (1)$$

как  $k_1$  определяется величиной барьера Пайерлса,  $k_2$  зависит от сопротивления границ зерна движению дислокаций,  $\sigma_T \approx H_v/3$  [1]. Коэффициент  $k_2(k_h)$ , как правило, является положительной величиной, поэтому уравнение (1) предсказывает повышение предела текучести с уменьшением размера зерна  $d$ .

Выполненные в последнее время исследования зависимости  $\sigma_T(d)$  ( $H_v(d)$ ) для НК-материалов показали, что соотношение Холла–Петча нарушается, когда размер зерна становится менее 100 nm, а степень отклонения зависит, как правило, от способа их получения. Так, результаты, полученные в работах [2–4], демонстрируют отрицательные значения коэффициента  $k_2(k_h)$ . В НК-материалах, полученных кристаллизацией из аморфного состояния, обнаружен критический размер зерна  $D_{cr}$ , соответствующий перегибу зависимости  $\sigma_T(d)$  ( $H_v = (d)$ ) [5,6]. НК-материалы с размером зерна  $d$  ниже  $D_{cr}$  имеют отрицательные значения  $k_2(k_h)$ , если же  $d > D_{cr}$ , то зависимость  $\sigma_T(d)$  описывается уравнением Холла–Петча (1). С другой стороны, в работах [7–10] показано, что предел текучести (микротвердость) увеличивается с уменьшением размера зерна  $d$  вплоть до мельчайших размеров  $d = 5–10$  nm, хотя рост  $\sigma_T(H_v)$  с уменьшением  $d$  происходит значительно медленнее, чем согласно уравнению (1).

В настоящее время не существует единой теоретической модели, в рамках которой нашли бы объяснение приведенные выше результаты по отклонению  $\sigma_T(d)$  от закона Холла–Петча. Общей характерной чертой работ, посвященных исследованию зависимости  $\sigma_T(d)$ , ( $H_v(d)$ ), является создание различных дислокационных моделей, например, плоских дислокационных стенок, число дислокаций в которых лимитировано размером зерна НК-материала [11]. В то же время известно, что в НК-материалах либо не обнаружено свободных дислокаций, либо их плотность пренебрежимо мала [4,12]. С другой стороны, в этих моделях не принимаются во внимание дефекты дисклинационной природы (так называемые стыковые дисклинации (СД)), образующиеся в тройных стыках межзеренных границ. Существование СД обосновано теоретически и доказано с экспериментальной точки зрения для широкого круга поликристаллических материалов как с обычным, так и мелким зерном [13–16].

В ряде работ высказывалось предположение о возможности описания механического поведения аморфных сплавов, материалов с нано- и ультрадисперсным зерном как эволюции пространственной сетки дисклинаций [17]. Наиболее удачной явилась модель пространственного ансамбля дисклинаций [18]. Дефектная структура такого материала представлена в виде суммы двух компонент. Первая моделирует неравновесную структуру межзеренных границ в виде разупорядоченного множества зернограницных дислокаций. Вторая, не менее важная, отвечает дисклинациям, оси которых расположены в тройных стыках межзеренных границ. Появление СД авторы считают неизбежным при высоких степенях деформации, которых требует технология получения материалов с ультрадисперсным зерном [13–15].

В настоящей работе предложена модель механического поведения НК-материалов как эволюции пространственной сетки СД. В основу модели положена специфика дефектной структуры НК-материалов, полученных кристаллизацией аморфного состояния [3,19], представляющей собой кубическую сетку СД, оси которых совпадают с тройными стыками межзеренных границ, а

знаки векторов Франка одинаковой мощности чередуются в шахматном порядке.

Модель базируется на результатах работы [16], которая в свою очередь является развитием идей, высказанных в работах [13–15]. В [16] теоретически и экспериментально показано, что СД образуются в результате рассогласования пластических поворотов зерен, образующих тройные стыки.

Наша модель учитывает, кроме того, наличие так называемой "зернограничной фазы", т.е. физическую ширину межкристаллитных границ  $l_2$  [12,20], существование которой особенно наглядно демонстрируют НК-материалы, полученные кристаллизацией аморфного состояния. НК-материал, особенно, в области с малым размером зерна представляет собой совокупность "твердых" зерен, разделенных "мягкой" зернограничной фазой [4,19], что, собственно говоря, является описанием среды, обладающей внутренней структурой.

Математический аппарат для описания механического поведения таких сред разработан Эрингеном [21]. Фундаментальным отличием теории упругости микрополярных сред (сред с внутренней структурой) от обычной линейной теории упругости является зависимость фактора (коэффициента) концентрации напряжений, создаваемых более твердой фазой, от соотношения между размером зерна  $d$  и толщиной межзеренных границ  $l_2$ .

## 1. Исследование зависимости фактора концентрации напряжений и предела текучести от размера зерна

В микрополярной теории упругости фактор (коэффициент) концентрации напряжений зависит от геометрических и упругих характеристик кристаллической и зернограничной фаз. Поскольку в рамках указанной теории решения (особенно, в трехмерном случае) являются чрезвычайно громоздкими, малообозримыми и, кроме того, не имеют качественного отличия от плоского случая, в первом приближении рассмотрим решение плоской задачи о растяжении бесконечной пластины с цилиндрическим включением радиуса  $r_0$ .

На рис. 1 сопоставлены факторы концентрации напряжений  $S_c$ , полученные из микрополярной теории упругости [21] и рассчитанные методами линейной теории упругости, при растяжении бесконечной пластинки с цилиндрическим включением радиуса  $r_0$ . Полагая отношение модулей сдвига материала пластины  $G_2$  и включения  $G_1$  равным нулю (или  $G_1 = \infty$ ), имеем абсолютно жесткое цилиндрическое включение. Для НК-материалов такое приближение физически обусловлено тем, что модули сдвига кристаллитов и межзеренной фазы могут отличаться более чем на порядок [12,17,20]. Компоненты тензора напряжений в цилиндрической системе координат полученные в работе [22], равны

$$[\sigma_{\theta\theta}(r_0, \vartheta)]_2/p = \nu_2 [1 + 2 \cos(2\vartheta)/(3 - 4\nu_2 - F_2)],$$

$$[\sigma_{rr}(r_0, \vartheta)]_2/p = (1 - \nu_2) [1 + 2 \cos(2\vartheta)/(3 - 4\nu_2 - F_2)],$$

$$F_2 = 4(1 - \nu_2)K_1(\lambda_2)/\lambda_2 K_2(\lambda_2), \quad (2)$$

где  $p$  — внешнее растягивающее напряжение на бесконечности,  $\vartheta$  — полярный угол,  $\sigma_{\theta\theta}$  и  $\sigma_{rr}$  — окружная и радиальная компоненты тензора напряжений,  $K_1$  и  $K_2$  — модифицированные функции Бесселя первого рода степени 2 и первого рода степени 1,  $\lambda_2$  — характерная длина материала пластины (новая постоянная материала, появляющаяся в микрополярной теории упругости и зависящая от микроструктуры).

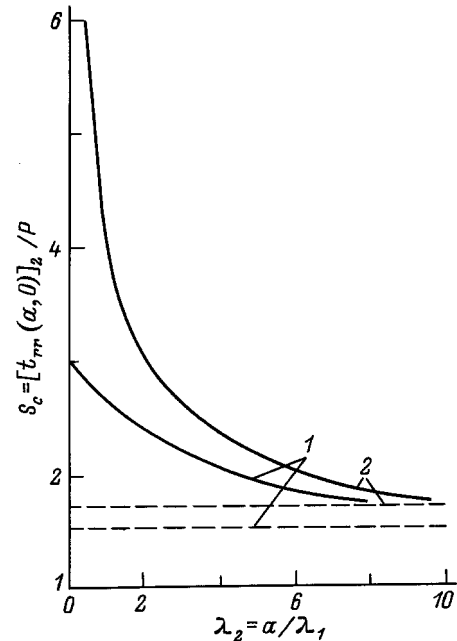
Поскольку  $0 < \nu_2 < 1/2$ , в случае когда включение является абсолютно жестким радиальное напряжение всегда больше окружного, причем их максимальные значения достигаются при  $\vartheta = 0$ , когда направление оси  $X$  совпадает с направлением  $p$ . Фактор концентрации напряжений в этом случае равен

$$S_c = ([\sigma_{rr}(r_0, 0)])^{\max}/p$$

$$= (1 - \nu_2) [1 + 2/(3 - 4\nu_2 - F_2)]. \quad (3)$$

Результаты численного расчета  $S_c$  приведены на рис. 1. Он наглядно демонстрирует качественное отличие результатов, даваемых микрополярной теорией упругости (сплошные кривые), от полученных в рамках классической линейной теории упругости (штриховые линии).

Применим эти результаты к НК-материалам. Примем в качестве характерного размера  $l_2$  средний размер зернограничной фазы и будем считать его постоянной



**Рис. 1.** Поведение фактора (коэффициента) концентрации напряжений  $S_c$  при растяжении бесконечной пластинки с абсолютно жестким цилиндрическим включением диаметром  $2a$ ,  $r_0 = a$ . Цифры у кривых соответствуют предельным значениям коэффициента Пуассона материала пластины  $\nu_2$ :  $\nu_2 = 0$  (1) и  $1/2$  (2).

величиной во всем диапазоне НК-состояния [12]. Аппроксимируя  $S_c$  степенной функцией, лежащей в области между сплошными кривыми (рис. 1), и полагая предел текучести аморфной матрицы  $\sigma_T = \text{const}$ , с учетом (3) получаем

$$\sigma_T(D) = \sigma_T(d)(D/d)^n, \quad (4)$$

где  $D > d$ ,  $n \approx 1/2$ , как следует из экспериментальных данных для НК-материалов [2–6,12,19]. Заметим, что показатель степени  $n$  в общем случае является функцией отношения  $D/d$  и, кроме того, зависит от соотношения упругих модулей (модуля Юнга и коэффициента Пуассона) кристаллического зерна и зернограничной фазы. Следует отметить, что для исключения произвола в выборе значения  $n$  необходимо решение трехмерной задачи с учетом взаимодействия кристаллических зерен, нахождения закона распределения их по размерам, экспериментальное определение упругих модулей фаз, образующих НК-материал.

В нашем случае для  $n$  выбрано значение, следующее из экспериментальных зависимостей  $\sigma_T(d)$ ,  $H_v(d)$ . Некоторые численные оценки и обсуждение области применимости полученного результата приведены далее.

## 2. Микроскопический механизм пластической деформации НК-материалов

1) Исследование процессов излучения и поглощения дислокаций дисклинациями. В нашей модели пластической деформации НК-материалов нет необходимости привлечения свободных дислокаций, так как в ней учитывается способность дисклинаций к консервативному движению за счет излучения (поглощения) дислокаций. Имеются наглядные доказательства указанных процессов для клиновидных дисклинаций (КД), полученные на пузырьковой модели [23].

Геометрические соотношения, связывающие перемещение линии КД  $\Delta \mathbf{r}$ , ее вектор Франка  $\Omega$ , и вектор Бюргерса  $\mathbf{b}$  излученной (поглощенной) краевой дислокации образуют ортогональную систему координат. В [24] получены количественные соотношения между  $\Delta \mathbf{r}$ ,  $\Omega$  и  $\mathbf{b}$  из энергетического рассмотрения указанных процессов в линейном по  $\Delta \mathbf{r}$  приближении

$$\mathbf{b} = \pm \Omega \times \Delta \mathbf{r}, \quad (5)$$

где знак (+) отвечает процессу излучения, а (–) — процессу поглощения.

Необходимо отметить то, важное в дальнейшем, обстоятельство, что внешнее сдвиговое напряжение, необходимое для реализации рассмотренных процессов с учетом тензора изгиба-кручения  $\kappa$ , составляет величину, практически равную значению напряжения Пайерлса  $\sigma_P \approx 2 \cdot 10^{-4} G$ .

2) Напряженное состояние в элементарной ячейке дефектной структуры НК-ма-

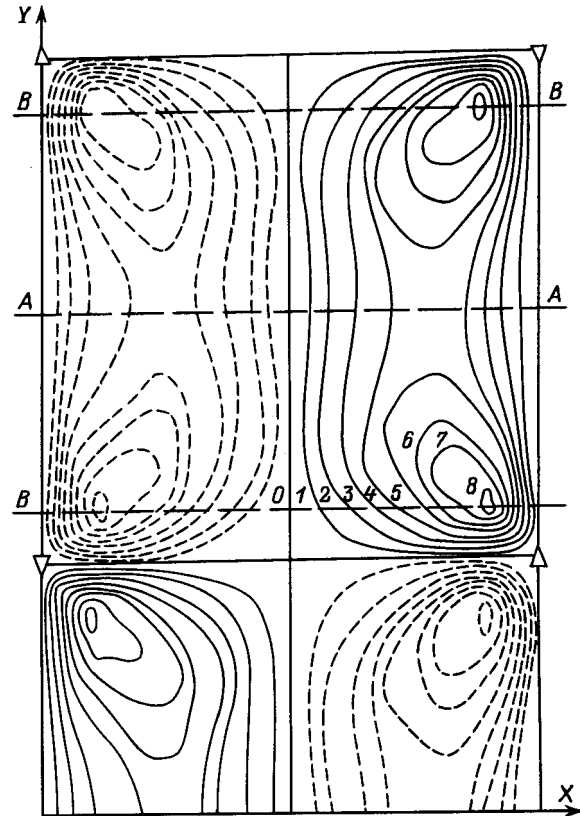
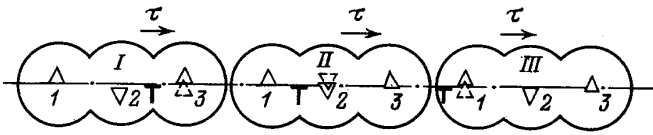


Рис. 2. Линии равных напряжений компоненты тензора  $\sigma_{12}$  в элементарной ячейке сетки дисклинаций. Цифры 1–8 соответствуют напряжениям: 1 —  $1 \cdot 10^{-2} G\Omega$ , 2 —  $2 \cdot 10^{-2} G\Omega$ , ..., 8 —  $8 \cdot 10^{-2} G\Omega$ ,  $\Omega = 1$ .

териала — дисклинационном квадруполе. Для простоты будем считать, что дисклинации сетки являются чисто клиновыми, а оси КД параллельны оси  $Z$  (рис. 2). Такие дисклинации могут излучать дислокации, линии которых также параллельны оси  $Z$  с векторами Бюргерса, лежащими в плоскостях, параллельных плоскости  $XOY$ . Плоскостями скольжения таких дислокаций могут быть семейства плоскостей, параллельных плоскостям  $XOZ$  и  $YOZ$ . Поэтому векторы Бюргерса излученных дислокаций определяются из соотношения Пича–Келера  $F = \sigma_{ij} n_i b_j$ , где  $F$  — сила, действующая на единицу длины дислокации,  $\sigma_{ij}$  — компоненты тензора напряжений от стенок дисклинационных диполей,  $b_j$  — компоненты вектора Бюргерса,  $n$  — нормаль к плоскости скольжения.

Результаты расчета компоненты  $\sigma_{12}$  тензора напряжений для элементарной ячейки сетки также изображены на рис. 2. Сплошным линиям соответствуют положительные значения  $\sigma_{12}$ , штриховым — отрицательные. Как видно из рис. 2, компоненты  $\sigma_{12}$  у противоположных стенок равны по величине, но имеют противоположные знаки. Этот рисунок наглядно демонстрирует, что движение дислокаций возможно только при условии полной



**Рис. 3.** Иллюстрация эстафетного дисклинационно-дислокационного механизма пластической деформации.  $\tau$  — внешнее сдвиговое напряжение.

компенсации отрицательной (положительной) компоненты  $\sigma_{12}$  внешним сдвиговым напряжением  $\tau$ .

Как следует из рис. 2, напряжение, необходимое для движения дислокаций, может изменяться в диапазоне  $(1-8) \cdot 10^{-2} G$  (линии  $A-A$  и  $B-B$  соответственно) при единичной мощности векторов Франка дисклинаций. Это обстоятельство связано с тем, что дисклинации искривляют плоскости скольжения и движение дислокаций в пределах элементарной ячейки осуществляется не по прямолинейным плоскостям, проекции которых параллельны осям  $X$  и  $Y$ , а по изогнутым траекториям (в проекции на плоскость  $XOY$ ), мерой кривизны которых являются мощности, знаки векторов Франка дисклинаций сетки и размеры элементарной ячейки. Приведенный анализ справедлив и для кубической сетки клиновидных дисклинационных диполей, оси которых параллельны осям  $X$  и  $Y$ , исходя из геометрии процессов излучения (поглощения) дислокаций и аксиальности тензоров напряжений этих подсистем. Таким образом, одним из основных факторов, определяющих в НК-материалах начало пластической деформации, являются внутренние напряжения, создаваемые стенками дисклинационных диполей и блокирующие движение дислокаций в пределах ячейки.

3) Микроскопический механизм пластической деформации. Эстафетный дисклинационно-дислокационный механизм деформации осуществляется в результате процессов излучения, поглощения и последующего переизлучения дислокаций КД. Пластическая деформация начинается при условии полной компенсации внешним сдвиговым напряжением  $\tau$  отрицательной (положительной) компоненты тензора  $\sigma_{12}$ . КД с векторами Франка  $\pm\Omega$ , оси которых перпендикулярны плоскости  $XOY$ , могут излучать как положительные (с вектором Бюргерса  $\mathbf{b} = -\mathbf{i}_x b$ ), так и отрицательные краевые дислокации ( $\mathbf{b} = \mathbf{i}_x b$ ) в зависимости от положения базисного пластического поля.

Рис. 3 иллюстрирует эстафетный механизм движения положительных краевых дислокаций ( $\tau$  — внешнее сдвиговое напряжение, действующее в плоскости  $XOY$ ; базисные пластические поля КД перпендикулярны оси  $X$  и лежат в области отрицательных значений оси  $Y$ , рис. 2).

На этапе I крайняя правая дисклинация с вектором Франка  $\Omega = i_z \Omega$  излучила положительную краевую дислокацию с вектором Бюргерса  $\mathbf{b} = -\mathbf{i}_x b$ , при этом ее ось переместилась на вектор  $\Delta \mathbf{r}$  (вверх). Излученная дислокация переместилась под действием внешнего напряжения  $\tau$  к отрицательной КД2, уже смещенной из

первоначального положения за счет предшествующего излучения. На этапах II и III движение дислокаций аналогично рассмотренному выше с точностью до направления перемещения осей дисклинаций.

Зависимость  $\sigma-\varepsilon$  можно разделить на три стадии. Стадия 1, отвечающая диапазону внешнего сдвигового напряжения  $\tau = 0-(1-8) \cdot 10^{-2} G\Omega$ , включает чисто упругий участок, подчиняющийся закону Гука. При некотором значении внешнего напряжения, зависящего от коэффициента концентрации напряжения (рис. 1), в стыках начинают зарождаться дисклинации. Следует отметить, что напряжение, вызывающее зарождение СД возрастает с увеличением среднего размера зерна (рис. 1).

Таким образом, в элементарной ячейке НК-материала — дисклинационном квадруполье — формируется поле внутренних напряжений, препятствующих, как было показано ранее, движению излученных дислокаций как в пределах ячейки, так и вне ее.

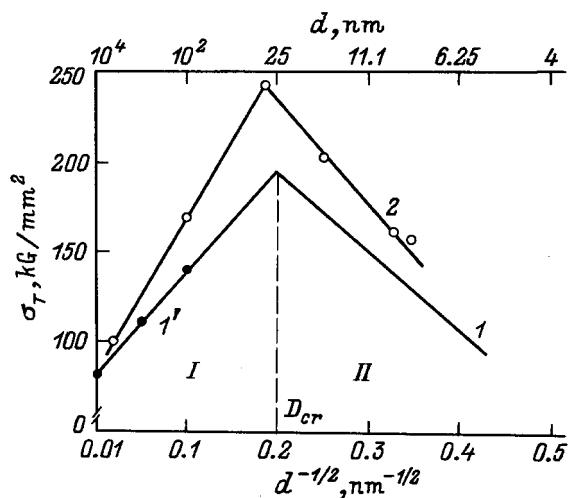
Дальнейшее развитие ситуации определяется соотношением между скоростью нагружения образца  $d\sigma/dt$  и скоростью роста поля внутренних напряжений  $d\sigma^{(int)}/dt$ . Если  $d\sigma/dt \ll d\sigma^{(int)}/dt$ , то  $\Omega = \text{const}$  вплоть до разрушения. Это объясняется компенсацией с увеличением нагрузки приращению пластической несовместности  $\Delta\eta$  (или  $\Delta\Omega$ ) процессами в виде излучения, поглощения и движения дислокаций по эстафетному механизму. Разрушение образца НК-материала в этом случае должно происходить вследствие образования шейки при значении напряжения, соответствующем образованию и раскрытию трещин по механизму нормального отрыва.

При выполнении условия  $d\sigma/dt > d\sigma^{(int)}/dt$  мощность дисклинаций увеличивается с повышением внешней нагрузки вплоть до значений, определяемых условием полной компенсации поля внутренних напряжений в элементарной ячейке НК-материала ( $\sigma_{12} \approx 8 \cdot 10^{-2} \Omega$ ). Начиная с этого момента,  $d\sigma/dt < d\sigma^{(int)}/dt$ .

Стадия 2 отвечает собственно пластической деформации НК-материала. Увеличение мощности дисклинаций происходит медленнее, чем на стадии 1. Это объясняется включением механизма, заключающегося в эстафетном обмене дислокаций между дисклинациями, подробно описанном выше. Подставляя в (4) условие начала пластической деформации НК-материала и считая, что критическому размеру зерна  $D_{cr}$ , при котором происходит отклонение от зависимости Холла-Петча, отвечает критическое значение  $\Omega_{cr}$ , получаем

$$\Omega_{cr} = \Omega \times (D_{cr}/d)^{1/2}. \quad (6)$$

Физический смысл этого соотношения заключается в следующем. Пластическая деформация НК-материала со средним размером зерна  $d$  начинается при условии, что "эффективный" вектор Франка СД, равный  $\Omega_{eff} = \Omega \times (D_{cr}/d)^{1/2}$ , соответствует критическому. Другими словами, чем меньше размер зерна  $d$ , тем меньше величина внешнего напряжения и мощность вектора  $\Omega$  СД, отвечающих началу пластической деформации



**Рис. 4.** Схематическая иллюстрация зависимости предела текучести от размера зерна.  $I-I'$  — теоретическая зависимость  $\sigma_T(d)$ ,  $2$  — экспериментальная зависимость  $D_{cr}$  — критический диаметр зерна, соответствующий началу отклонения  $\sigma_T(d)$  от закона Холла–Петча,  $I$  — область  $\sigma_T(d)$ , подчиняющаяся закону Холла–Петча,  $II$  —  $\sigma_T(d)$  НК-материала.

НК-материала (рис. 4). При  $d < D_{cr}$  соотношение пределов текучести  $\sigma_r = f(d)$  описывается уравнением (4). Поскольку материал не может иметь двух значений  $\sigma_T$ , при  $d = D_{cr}$  имеем

$$\sigma_T(D_{cr}) = \sigma_{if} = \sigma_T, \quad (7)$$

где  $\sigma_{if}$  — напряжение зарождения микротрещин,  $\sigma_T$  — нижний предел текучести, полученный аппроксимацией закона Холла–Петча для размеров зерен, лежащих в нанометровом диапазоне.

Стадия 3 зависимости  $\sigma - \epsilon$  НК-материала отвечает процессу зарождения и развития микротрещин.

Остановимся на наиболее часто реализующемся механизме зарождения микротрещин, предложенном в монографии [25]. Сущность этого механизма заключается в следующем. Стенка состоящая из краевых дислокаций конечной длины  $2a$ , создает напряжения, эквивалентные упругим полям дисклинационного диполя. На расстоянии  $h$ , равном междислокационному, у нижнего края стенки растягивающие напряжения равны

$$\sigma_{if} \approx k[\Omega G \ln(2a/h)] / (2\pi(1 - \nu)), \quad (8)$$

где  $2a = L = (d + l_2)$  — плечо диполя,  $h = \Delta r = b/\Omega$ ,  $k$  — численный коэффициент, лежащий в диапазоне от 4 до 6 [13,25]. При  $\sigma \geq \sigma_{if}$  под такой стенкой зарождается микротрещина, которая может расти как вниз на расстояние  $H = L^2 b / 2h$ , так и вверх, поглощая при этом все дислокации стенки.  $\sigma_{if}$  оценивается как  $G/30$ . Приравняв  $\sigma_T$  и  $\sigma_{if}$ , с учетом уравнения (6) получаем уравнение для определения критического размера зерна  $D_{cr}$

$$k[G\Omega_{cr}\{\ln[(D_{cr} + l_2)\Omega_{cr}/b]\}] / (2\pi(1 - \nu)) = G/30. \quad (9)$$

Принимая  $b = 0.24$  nm, решаем (9) методом последовательных приближений. В результате получаем при  $l_2 = 1$  nm  $D_{cr} \approx 25$  nm. Теоретическая зависимость  $\sigma_T(d)$ , удовлетворяющая равенству (7), состоит из двух ветвей (рис. 4). Левая, обозначенная  $I'$ , получена экстраполяцией закона Холла–Петча для химически чистого никеля в область с нанометровым размером зерна [11]. Правая ветвь ( $I$ ) рассчитана согласно уравнению (4) для НК-материала на основе никеля, полученного кристаллизацией из аморфного состояния [2]. Значение  $D_{cr}$  определено как точка пересечения прямых  $I'$  и  $I$ . Из сопоставления теоретической зависимости ( $I'-I$ ) с экспериментальной  $2$  для НК-материала на основе железа [5] следует хорошее согласие как для  $D_{cr}$ , так и самого вида зависимостей  $\sigma_T(d)$  (рис. 4).

При среднем размере зерна  $d < D_{cr}$  НК-материал обладает запасом пластичности, поскольку напряжение разрушения достигает при внешнем напряжении  $\sigma > \sigma(D_{cr})$  (рис. 4). Это объясняется тем, что отношение  $d/l_2$ , входящее в формулу (9), меньше отношения  $D_{cr}/l_2$ .

Таким образом, зависимость предела текучести  $\sigma_T$  от среднего размера зерна  $d$  разделяется на два участка: первый с верхним пределом  $D_{cr} \approx 25$  nm, характеризуемым зависимостью  $\sigma_T(d) = \sigma_T(D_{cr}) - k_2 d^{1/2}$  (рис. 4), и второй, где  $\sigma_T$  определяется соотношением Холла–Петча.

В заключение отметим, что из анализа зависимости предела текучести от среднего размера зерна и особенностей структурного состояния НК-материалов, полученных различными способами, следует, что отличия деформационного поведения определяются именно методом их получения. Последний определяет дефектную структуру НК-материала, которая в свою очередь обуславливает фундаментальные различия деформационных процессов.

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за материальную поддержку (проект № 95-2-06201), а также А.Е. Романову за плодотворную дискуссию и ценные замечания.

## Список литературы

- [1] А. Келли. Высокопрочные материалы. Мир, М. (1976). 261 с.
- [2] G.D. Chokshi, A. Rosen, J. Karch, A. Gleiter. Scripta Met. **23**, 3, 1679 (1989).
- [3] A.M. Glezer, V.A. Pozdnyakov, et al. Mater. Sci. Forum. **225–227**, 781 (1996).
- [4] H. Alves, M. Ferreira, U. Koster, B. Muller. Mater. Sci. Forum. **225–227**, 769 (1996).
- [5] X.D. Liu, J.T. Wang, B.Z. Ding. Scripta Met. Mater. **28**, 1, 59 (1993).
- [6] K. Lu, M.L. Sui. Scripta Met. Mater. **28**, 12, 1465 (1993).
- [7] G.W. Nieman, J.R. Weertman, R.W. Siegel. Scripta Met. **23**, 12, 2013 (1989).
- [8] J.S.C. Jang, C.C. Koch. Scripta Met. Mater. **24**, 8, 1599 (1990).
- [9] R.Z. Valiev, N.A. Krasilnikov, N.K. Tsenev. Mater. Sci. Eng. **A137**, 35 (1991).

- [10] G.D. Hughes, S.D. Smith, C.S. Pande et al. *Scripta Met.* **20**, 1, 93 (1986).
- [11] A.A. Nazarov. *Scripta Met. Mater.* **34**, 5, 697 (1996).
- [12] Л.Н. Лариков. *Металлофизика* **14**, 7, 3 (1992).
- [13] В.И. Владимиров, Ф.Е. Романов. *Дисклинации в кристаллах*. Наука, Л. (1986). 224 с.
- [14] В.В. Рыбин. *Большие пластические деформации и разрушение металлов*. Металлургия, М. (1986). 224 с.
- [15] V.V. Rybin, A.A. Zisman, N.Yu. Zolotarevsky. *Acta Met.* **41**, 7, 2211 (1993).
- [16] S.G. Zaichenko, A.V. Shalimova, A.O. Titov, A.M. Glezer. *Interface Sci.* **3**, 3, 203 (1996).
- [17] V.Y. Gertsman, R. Birringer, R.Z. Valiev. *Phys. Stat. Sol. (a)* **194**, 2, 243 (1995).
- [18] A.A. Nazarov, A.E. Romanov, R.Z. Valiev. *Scripta Met. Mater.* **34**, 5, 729 (1996).
- [19] T. Spassov, U. Koster. *Mater. Sci.* **28**, 10, 2789 (1993).
- [20] Р.З. Валиев, Р.Р. Мулоков, В.В. Овчинников и др. *Металлофизика* **12**, 5, 124 (1990).
- [21] А.К. Эринген. В кн.: *Разрушение*. Мир, М. (1975). Т. 2. С. 646–751.
- [22] R.J. Hartanft, G.C. Sih. *Transact. Am. Soc. Mechan. Eng. S. E.* **32**, 6, 429 (1965).
- [23] Y. Ishida, S. Iyama. *Acta Met.* **24**, 6, 417 (1976).
- [24] С.Г. Зайченко, А.П. Брагинский. *Металлофизика* **12**, 4, 15 (1990).
- [25] В.И. Владимиров. *Физическая природа разрушения металлов*. Металлургия, М. (1984). 280 с.