

ЗЕРНОГРАНИЧНОЕ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЕ И ЗАРОЖДЕНИЕ НАНОТРЕЩИН ВБЛИЗИ ВЕРШИН ТРЕЩИН В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛАХ И КЕРАМИКАХ

И.А. Овидько*, А.Г. Шейнерман

Институт проблем машиноведения Российской академии наук,

Большой пр. В.О., 61, Санкт-Петербург 199178, Россия

* Email: ovidko@nano.ipme.ru

Аннотация. Предложена модель, описывающая зарождение и рост нанотрещин вблизи вершин затупленных трещин в нанокристаллических металлах и керамиках. В рамках модели концентрация напряжений возле достаточно больших затупленных трещин вызывает зернограничное проскальзывание, приводящее к формированию дислокаций в тройных стыках границ зерен. Поле напряжений, создаваемое этими дислокациями и приложенной нагрузкой у вершин трещин, инициирует зарождение и рост нанотрещин. Показано, что увеличение радиуса кривизны затупленной трещины и уменьшение размера зерна способствует росту нанотрещин. Данные тенденции соответствуют экспериментальным данным о низких показателях вязкости разрушения и пластичности большинства нанокристаллических материалов.

Ключевые слова: нанокристаллические материалы, границы зерен, трещины, прочность

1. Введение

Нанокристаллические материалы обладают очень высокими показателями прочности и твердости (например, [1–8]), что представляет интерес для широкого круга технологий. Механические свойства нанокристаллических материалов определяются малыми размерами их зерен и высокой объемной долей, занимаемой границами зерен (ГЗ), которые ограничивают движение дислокаций и активируют новые механизмы пластической деформации и разрушения. В частности, высокая объемная доля ГЗ в нанокристаллических материалах вызывает в них действие таких механизмов деформации как зернограничное проскальзывание [9–11], диффузионная ползучесть по ГЗ [7,12], индуцируемая напряжением миграция ГЗ [5,13,14] и ротационная деформация [15–17]. Кроме того, ГЗ и их тройные стыки служат местами зарождения и роста трещин [8]. Так, исследования нанокристаллических материалов с помощью просвечивающей электронной микроскопии в процессе нагружения [15,18,19] и компьютерное моделирование [20,21] продемонстрировали зарождение и рост нанопор [15,18] и нанотрещин [19–22] в тройных стыках ГЗ в нанокристаллических металлах вблизи вершин затупленных трещин.

В предыдущих работах [23–27] рассматривалось зарождение нанотрещин в тройных стыках ГЗ в результате зернограничного проскальзывания в деформируемых

нанокристаллических материалах, которые не содержат исходных трещин. В этих работах предполагалось, что нанотрещины зарождаются в поле напряжений зернограничных дислокаций [23,24], зернограничных дисклинационных диполей [25,26] и дислокационно-дисклинационных конфигураций [27], возникающих в результате зернограничного проскальзывания. Вместе с тем модели [23–27] рассматривали нанокристаллические материалы без исходных трещин, в то время как эксперименты [15,18,19] демонстрируют зарождение нанотрещин и нанопор вблизи больших затупленных трещин. Целью настоящей работы является теоретическое описание зарождения нанотрещин вблизи вершин затупленных трещин в нанокристаллических материалах.

2. Модель

Рассмотрим нанокристаллическое твердое тело (состоящее из нанозерен и разделяющих их ГЗ; см. рис. 1а), которое содержит длинную затупленную трещину. Предполагается, что нанокристаллическое твердое тело находится под действием одноосной растягивающей нагрузки σ_0 . Сечение типичного фрагмента нанокристаллического твердого тела схематически изображено на рис. 1а. Пусть трещина пересекает ГЗ на расстоянии r_0 от ближайшего тройного стыка (рис. 1). Напряжения, действующие у вершины трещины в деформируемом теле, вызывают зернограничное проскальзывание вдоль ГЗ АВ (рис. 1b) и других ГЗ вблизи вершины трещины. При этом тройной стык В препятствует зернограничному проскальзыванию вдоль ГЗ АВ (рис. 1b), в результате чего зернограничное проскальзывание вызывает незавершенный пластический сдвиг возле тройного стыка В. С точки зрения теории дефектов в материалах этот тройной стык содержит дислокацию, величина вектора Бюргерса которой увеличивается в процессе зернограничного проскальзывания [28].

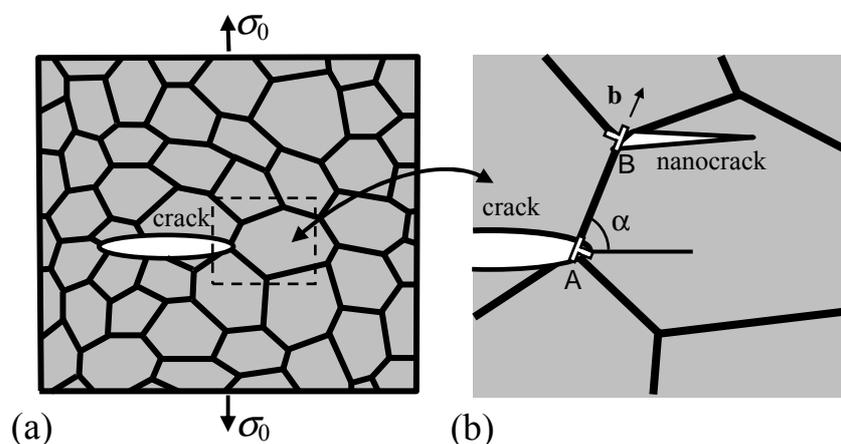


Рис. 1. Эллиптическая трещина в деформируемом нанокристаллическом материале. (а) Общий вид. (b) Выноска показывает образование краевой дислокации и нанотрещины в тройном стыке В в результате зернограничного проскальзывания по границе АВ возле вершины длинной трещины.

Если величина b вектора Бюргерса дислокации достаточно велика, в поле напряжений дислокации может образоваться нанотрещина. (рис. 1b). Предыдущие оценки [29] показали, что в случае плоской незатупленной трещины напряжения вблизи вершины трещины слишком малы, чтобы вызвать образование дислокации с достаточно большим для образования нанотрещины вектором Бюргерса. Это связано с

тем, что рост незатупленной трещины может происходить при относительно низком уровне напряжений, который недостаточен для образования дислокации с большим вектором Бюргерса. Вместе с тем ситуация может измениться, если трещина затуплена в результате предшествующего испускания решеточных дислокаций из вершины трещины или зернограничного проскальзывания в этой вершине. Напряжения, необходимые для роста затупленной трещины, значительно больше, чем для острой, и поэтому напряжения возле вершины затупленной трещины могут быть значительно выше, чем напряжения вблизи острой трещины той же длины. Поэтому в дальнейшем мы проанализируем формирование нанотрещины на дислокации, образованной в результате зернограничного проскальзывания в тройном стыке ГЗ возле вершины затупленной трещины (рис. 2).

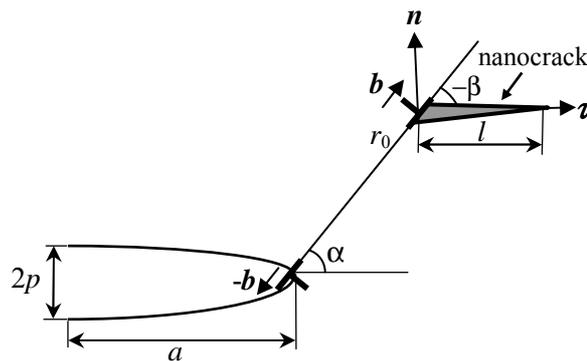


Рис. 2. Геометрия нанотрещины, образующейся на дислокации вблизи вершины длинной эллиптической трещины.

Следуя [30,31], будем моделировать затупленную трещину как удлиненный эллипс с радиусом кривизны ρ вершины трещины, который гораздо меньше большей полуоси эллипса a (рис. 2). (Радиус кривизны ρ связан с полуосями эллипса a и p соотношением $\rho = p^2 / a$.) Будем моделировать нанокристаллический материал с внутренней трещиной (рис. 1) как упругоизотропную среду с модулем сдвига G и коэффициентом Пуассона ν .

Рассмотрим теперь зернограничное проскальзывание возле вершины затупленной трещины, приводящее к образованию дислокации с вектором Бюргерса b в тройном стыке. Пусть ГЗ, вдоль которой происходит проскальзывание, образует угол α с плоскостью трещины (рис. 2). В рассматриваемом случае, когда эллиптическая трещина имеет конечную длину, зернограничное проскальзывание вдоль ГЗ АВ создает две дислокации, образующих дислокационный диполь (рис. 1б). Этот диполь состоит из дислокации с вектором Бюргерса b , расположенной в тройном стыке ГЗ, и дислокации с вектором Бюргерса $-b$, образующейся внутри трещины (рис. 2). В равновесном состоянии величина b вектора Бюргерса дислокационного диполя соответствует минимуму энергии ΔW , связанной с образованием диполя. Иными словами, равновесное значение b_c величины вектора Бюргерса определяется соотношением $\partial(\Delta W) / \partial b |_{b=b_c} = 0$.

В рассматриваемом случае энергия ΔW представима в виде

$$\Delta W = W_s + W_c - A, \tag{1}$$

где W_s – собственная упругая энергия дислокационного диполя, W_c – энергия ядра дислокации с вектором Бюргерса b , а A – работа сдвигового напряжения, создаваемого приложенной нагрузкой, по образованию диполя.

Первое слагаемое W_s в формуле (1) рассчитывается на основе известного решения [32] для поля напряжений дислокации возле в теле с эллиптической порой. Второе слагаемое W_c определяется соотношением [33] $W_c \approx Db^2/2$, где $D = G/[2\pi(1-\nu)]$. Наконец, последнее слагаемое в формуле (1) рассчитывается с помощью известного решения для поля напряжений, создаваемого одноосной растягивающей нагрузкой σ_0 в теле с эллиптической порой (например, [32] и ссылки в этой работе).

В общем случае нагрузка σ_0 может изменяться в широких пределах. В дальнейшем мы рассмотрим случай, когда σ_0 достигает своего максимального значения $\sigma_0 = \sigma_{0c}$, при котором затупленная трещина начинает расти. Для этого, следуя [30], предположим, что этот случай реализуется, если суммарное растягивающее напряжение σ_{yy} в вершине трещины превышает когезионную прочность тела σ_p ($\sigma_{yy} = \sigma_p$). Это предположение дает возможность рассчитать поле напряжений, действующее вблизи вершины затупленной трещины и связанное как с приложенной нагрузкой σ_0 , так и с дислокационным диполем.

Рассмотрим теперь условия зарождения и роста нанотрещины на дислокации, образующейся в тройном стыке возле вершины большой эллиптической трещины (рис. 2). Пусть нанотрещина имеет длину l и образует угол $-\beta$ с плоскостью ГЗ, вдоль которой происходит зернограничное проскальзывание. В первом приближении мы пренебрежем взаимодействием между нанотрещиной и эллиптической трещиной. Иными словами, будем рассматривать рост нанотрещины в поле напряжений, создаваемых дислокационным диполем и приложенной нагрузкой в теле с эллиптической трещиной. Однако при рассмотрении роста нанотрещины будем моделировать ее как трещину, распространяющуюся в бесконечном теле, в котором действует такое поле напряжений. Таким образом, мы пренебрежем влиянием большой эллиптической трещины на дополнительное поле напряжений, возникающее в результате зарождения и роста нанотрещины.

Для расчета условий роста нанотрещины будем использовать следующий критерий роста нанотрещины [34]:

$$F > 2\gamma_e, \quad (2)$$

где F – конфигурационная сила, $\gamma_e = \gamma$, если нанотрещина растет внутри зерна, $\gamma_e = \gamma - \gamma_b/2$, если нанотрещина растет вдоль ГЗ [23], а γ_b – удельная энергия ГЗ. В используемом приближении конфигурационная сила F рассчитывается по формуле [34]

$$F = \frac{\pi l(1-\nu)}{4G} (\bar{\sigma}_{nn}^2 + \bar{\sigma}_{\tau n}^2), \quad (3)$$

где $\boldsymbol{\tau}$ – вектор, направленный от линии дислокации вдоль нанотрещины, \boldsymbol{n} – нормаль к нанотрещине (см. рис. 2), σ_{nn} и $\sigma_{\tau n}$ – компоненты поля напряжений, созданного в твердом теле с эллиптической трещиной дислокационным диполем и внешней нагрузкой, а $\bar{\sigma}_{nn}$ и $\bar{\sigma}_{\tau n}$ – средневзвешенные значения этих напряжений. Величины $\bar{\sigma}_{nn}$ и $\bar{\sigma}_{\tau n}$ определяются соотношением [34]

$$\bar{\sigma}_{kn} = \frac{2}{\pi l} \int_0^l \sigma_{kn} \sqrt{\frac{\tau}{l-\tau}} d\tau, \quad k = n, \tau. \quad (4)$$

Наряду с выполнением критерия (3) для роста нанотрещины будем требовать также, чтобы при зарождении нанотрещины напряжение σ_{nn} было положительно в плоскости

нанотрещины. Подставляя (4) в (3), перепишем условие роста нанотрещины в виде $q > q_c$, где $q = (\pi l / 2)(\bar{\sigma}_{nn}^2 + \bar{\sigma}_{tn}^2)$ и $q_c = 4\gamma_e G / (1 - \nu)$.

3. Результаты

Рассчитаем теперь условия роста нанотрещины для случаев нанокристаллического металла α -Fe и нанокристаллической керамики 3C-SiC. Для простоты рассмотрим случай внутризеренной нанотрещины. Для α -Fe используем следующие типичные значения параметров: $\sigma_p = 31.7$ GPa, $\gamma = 1.42$ J/m² ([30] и ссылки в этой работе), $G = 82$ GPa, $\nu = 0.29$, $a = 2$ μ m, $\alpha = \pi/3$. Для 3C-SiC используем значения параметров $G = 217$ GPa [35], $\nu = 0.23$ [35], $\gamma = 1.5$ J/m² [36], $\sigma_p = 40$ GPa [37], $a = 2$ μ m, $\alpha = \pi/3$.

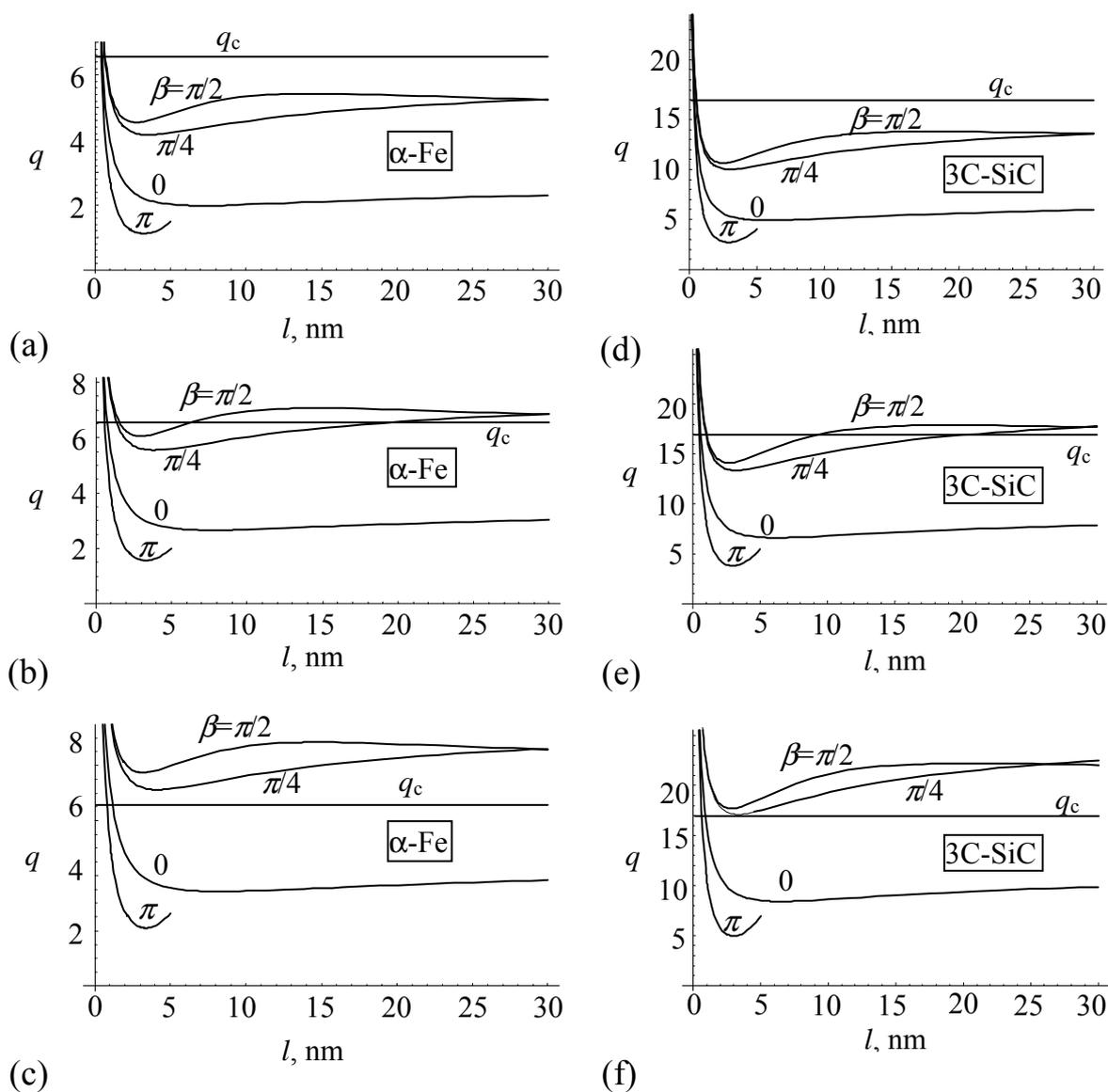


Рис. 3. Зависимости параметра q от длины нанотрещины l в нанокристаллическом α -Fe (a-c) и нанокерамике 3C-SiC (d-f) для $r_0 = 10$ nm и различных значений угла β и радиуса кривизны вершины трещины ρ : $\rho = 1.2$ nm (a), 1.5 nm (b), 1.8 nm (c), 2 nm (d), 2.5 nm (e) и 3 nm (f). Горизонтальные линии показывают значение параметра q_c .

Зависимости $q(l)$ изображены на рис. 3 для случаев нанокристаллического α -Fe (a-c) и нанокерамики 3C-SiC (d-f), $r_0 = 10$ nm и различных значений ρ и β . Горизонтальные линии на этом рисунке показывают значения q_c . Рост нанотрещины энергетически выгоден в областях, где $q(l)$ лежат выше горизонтальной линии $q = q_c$. Как следует из рис. 3, если значение радиуса кривизны вершины трещины ρ достаточно мало, рост нанотрещины возможен только вблизи линии дислокации (в области $l < l_e$, где l_e – точка пересечения кривой $q(l)$ с горизонтальной линией $q = q_c$). В случаях, изображенных на рис. 3a,d, значения равновесной длины нанотрещины l_{e1} меньше 1 nm, то есть в реальности нанотрещина не образуется.

По мере увеличения радиуса кривизны ρ максимальное значение приложенной нагрузки σ_{0c} и величина вектора Бюргерса дислокации b_c также увеличиваются. Как следствие, в этом случае кривая $q(l)$ может иметь одну или две точки пересечения с горизонтальной линией $q = q_c$ (рис. 3b,e). Если кривая $q(l)$ и горизонтальная линия $q = q_c$ имеют две точки пересечения (см. две верхние кривые на рис. 3b,e), левая точка пересечения определяет равновесную длину нанотрещины l_e , а правая точка – критическую длину нанотрещины l_c . При этом рост нанотрещины выгоден в интервалах длины трещины $l < l_e$ и $l > l_c$. Таким образом, в этом случае нанотрещина с длиной l_e образуется атермически, безбарьерно. Стабильность такой нанотрещины зависит от кинетических факторов. В частности, в некоторых случаях образующаяся нанотрещина может дорасти до длины $l = l_c$ путем термических флуктуаций. В этих случаях ее дальнейший рост происходит атермически, и нанотрещина может дорасти до больших размеров или даже превратиться в катастрофическую трещину.

При дальнейшем увеличении радиуса кривизны вершины трещины ρ кривая $q(l)$ для благоприятно ориентированной нанотрещины лежит выше горизонтальной линии $q = q_c$ для любой длины l трещины или до очень больших значений l (см. две верхние кривые на рис. 3c,f). Как следствие, в этом случае нанотрещина, которая зарождается и начинает расти в поле напряжений дислокации в тройном стыке ГЗ, может затем продолжать расти в поле напряжений, создаваемом приложенной нагрузкой у вершины эллиптической трещины. Таким образом, в этом случае образующаяся нанотрещина может достигнуть большой длины или даже трансформироваться в катастрофическую макротрещину. Например, в случае $\beta = \pi/4$ функция $q(l)$ монотонно возрастает после прохода через минимум при любых значениях l . Это означает, что нанотрещина в конечном счете достигает критической длины, при превышении которой ей выгодно расти под действием приложенной нагрузки, даже далеко от вершины ранее образованной эллиптической трещины. В случае $\beta = \pi/2$ функция $q(l)$ имеет не только минимум, но и максимум, и поэтому эта функция убывает при больших l . Последнее означает, что при больших значениях l рост трещины под действием приложенной нагрузки в направлении, характеризуемом углом $\beta = \pi/2$, становится невыгодным. Однако трещина, которая начинает расти в направлении, характеризуемом углом $\beta = \pi/2$, может изменить направление роста таким образом, что ее неограниченный рост станет энергетически выгодным.

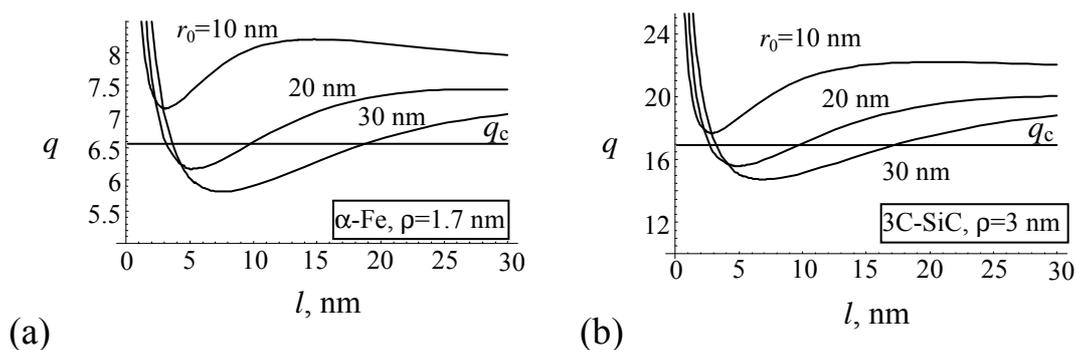


Рис. 4. Зависимости параметра q от длины нанотрещины l в нанокристаллическом α -Fe (a) и нанокерамики 3C-SiC (b) для $\beta = \pi/2$ и различных значений r_0 . Горизонтальные линии показывают значения параметра q_c .

Наряду с радиусом кривизны вершины трещины ρ важным параметром, влияющим на зарождение и рост нанотрещины, является расстояние r_0 от вершины затупленной трещины до дислокации в тройном стыке ГЗ. На рис. 4 изображены кривые $q(l)$ для α -Fe (a) и нанокерамики 3C-SiC (b) при $\beta = \pi/2$ и различных значениях r_0 . Как следует из рис. 4, увеличение r_0 затрудняет образование достаточно большой нанотрещины (с длиной больше нескольких нанометров). Причина этого заключается в том, что при увеличении r_0 напряжения, создаваемые приложенной нагрузкой в плоскости нанотрещины, уменьшаются. Это уменьшение напряжений, создаваемых приложенной нагрузкой, оказывает большее влияние на рост нанотрещины, чем увеличение вектора Бюргерса при увеличении r_0 .

В частности, как следует из рис. 4, в случаях $r_0 = 10$ nm и 20 nm рост нанотрещины энергетически выгоден, по крайней мере, до очень больших значений длины нанотрещины l . При этом нанотрещина фактически трансформируется в большую трещину. В то же время при $r_0 = 30$ nm рост нанотрещины выгоден только в областях $l < l_e$ и $l > l_c$, где $l_e = 4$ nm для α -Fe и 3 nm для 3C-SiC, а $l_c = 19$ nm для α -Fe и 17 nm для 3C-SiC. В последнем случае, когда длина нанотрещины достигает критической длины $l = l_c$, ее атермический рост прекращается. Дальнейший рост нанотрещины до длины $l = l_c$ может происходить только с помощью термических флуктуаций. Однако если термические флуктуации помогают трещине дорасти до длины l_c , ее дальнейший атермический рост снова становится энергетически выгоден.

Следует отметить, что r_0 представляет собой длину ГЗ или ее части (рис. 1). Поэтому r_0 уменьшается при уменьшении размера зерна. При этом, поскольку уменьшение r_0 облегчает образование нанотрещин (см. рис. 4), зарождение и рост возле затупленных трещин становится более выраженным в нанокристаллических материалах при уменьшении размеров их зерен.

4. Заключение

Таким образом, проведенный теоретический анализ показал, что нанотрещины могут формироваться и расти возле вершин затупленных трещин в деформируемых нанокристаллических металлах и керамиках. Предложенная модель объясняет как

экспериментальные наблюдения нанотрещин и нанопор в тройных стыках ГЗ (в нанокристаллическом Ni и Au) возле вершин затупленных трещин в процессе нагружения [15,18,19], так и результаты компьютерного моделирования [20–22], показывающего, что нанотрещины зарождаются в тройных стыках ГЗ перед вершинами больших трещин в нанокристаллическом Ni и α -Fe.

В рамках модели показано следующее. Во-первых, зарождение и рост нанотрещин в нанокристаллических материалах становятся более выраженными с увеличением радиуса кривизны вершины трещины ρ (рис. 3). Это означает, что затупление трещин – микромеханизм, как правило, отвечающий за увеличение пластичности и вязкости разрушения в обычных поликристаллических материалах, – неэффективен для подавления хрупкости нанокристаллических материалов. Во-вторых, зарождение и рост нанотрещин в нанокристаллических материалах становятся более выраженными при уменьшении размеров их зерна (рис. 4). Иными словами, при уменьшении размера зерна пластичность нанокристаллического материала уменьшается.

Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, касающимися низкой вязкости разрушения и пластичности большинства нанокристаллических материалов [1–8], а также с экспериментально наблюдаемым вязко-хрупком переходом в некоторых нанокристаллических металлах при уменьшении размеров их зерен [38–40].

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ (контракт 14.740.11.0353), программы Президиума РАН «Фундаментальные исследования нанотехнологий и наноматериалов» и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 08-01-00225-а).

Литература

- [1] J.D. Kuntz, G.-D. Zhan, A.K. Mukherjee // *MRS Bull.* **29** (2004) 22.
- [2] D. Wolf, V. Yamakov, S.R. Phillpot, A.K. Mukherjee, H. Gleiter // *Acta Mater.* **53** (2005) 1.
- [3] M. Dao, L. Lu, R.J. Asaro, J.T.M. De Hosson, E. Ma // *Acta Mater.* **55** (2007) 4041.
- [4] C.C. Koch, I.A. Ovid'ko, S. Seal, S. Veprek, *Structural Nanocrystalline Materials: Fundamentals and Applications* (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).
- [5] A. Mukhopadhyay, B. Basu // *Int. Mater. Rev.* **52** (2007) 257.
- [6] I.A. Ovid'ko // *Int. Mater. Rev.* **50** (2005) 65.
- [7] М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько // *ФТТ* **52** (2010) 1305.
- [8] H.A. Padilla II, B.L. Boyce // *Exp. Mechanics* **50** (2010) 5.
- [9] H. Conrad, J. Narayan // *Scr. Mater.* **42** (2000) 1025.
- [10] K.A. Padmanabhan, H. Gleiter // *Mater. Sci. Eng. A* **381** (2004) 28.
- [11] M.J. Demkowicz, A.S. Argon, D. Farkas, M. Frary // *Phil. Mag.* **87** (2007) 4253.
- [12] R.A. Masumura, P.M. Hazzledine, C.S. Pande // *Acta Mater.* **46** (1998) 4527.
- [13] M. Jin, A.M. Minor, E.A. Stach, J.W. Morris Jr // *Acta Mater.* **52** (2004) 5381.
- [14] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko // *Appl. Phys. Lett.* **87** (2005) 251916.
- [15] M. Ke, W.W. Milligan, S.A. Hackney, J.E. Carsley, E.C. Aifantis // *Nanostruct. Mater.* **5** (1995) 689.
- [16] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Scripta Mater.* **59** (2008) 119.
- [17] I. Zizak, J.W. Gerlach, W. Assmann // *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 065503.
- [18] W.W. Milligan, S.A. Hackney, M. Ke, E.C. Aifantis // *Nanostruct. Mater.* **2** (1993) 267.
- [19] K.S. Kumar, S. Suresh, M.F. Chisholm, J.A. Horton, P. Wang // *Acta Mater.* **51** (2003) 387.
- [20] D. Farkas, H. Van Swygenhoven, P.M. Derlet // *Phys. Rev. B* **66** (2002) 060101.

- [21] D. Farkas, S. Petegem, P.M. Derlet, H. Van Swygenhoven // *Acta Mater.* **53** (2005) 3115.
- [22] A. Latapie, D. Farkas // *Phys. Rev. B* **69** (2004) 134110.
- [23] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Acta Mater.* **52** (2004) 1201.
- [24] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Acta Mater.* **53** (2005) 1347.
- [25] И.А. Овидько, А.Г. Шейнерман // *ФТТ* **50** (2008) 1002.
- [26] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Acta Mater.* **57** (2009) 2217.
- [27] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Phys. Rev. B* **77** (2008) 054109.
- [28] S.V. Bobylev, A.K. Mukherjee, I.A. Ovid'ko // *Scr. Mater.* **60** (2009) 36.
- [29] S.V. Bobylev, A.K. Mukherjee, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Int. J. Plasticity* **26** (2010) 1629.
- [30] G.E. Beltz, D.M. Lipkin, L.L. Fischer // *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 4468.
- [31] M. Huang, Z. Li // *J. Mech. Phys. Solids* **52** (2004) 1991.
- [32] L.L. Fischer, G.E. Beltz // *J. Mech. Phys. Sol.* **49** (2001) 635.
- [33] Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций* (Атомиздат, М., 1974).
- [34] В.Л. Инденбом // *ФТТ* **3** (1961) 2071.
- [35] Z. Ding, S. Zhou, Y. Zhao // *Phys. Rev. B* **70** (2004) 184117.
- [36] S.P. Mehandru, A.B. Anderson // *Phys. Rev. B* **42** (1990) 9040.
- [37] J.J. Petrovic, J.V. Milewski, D. L. Rohr, F.D. Gac // *J. Mater. Sci.* **20** (1985) 1167.
- [38] H. Li, F. Ebrahimi // *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) 4307.
- [39] H. Li, F. Ebrahimi // *Adv. Mater.* **17** (2005) 1969.
- [40] F. Ebrahimi, A.J. Liscano, D. Kong, Q. Zhai, H. Li // *Rev. Adv. Mater. Sci.* **13** (2006) 33.

GRAIN BOUNDARY SLIDING AND NANOCRACK GENERATION NEAR CRACK TIPS IN NANOCRYSTALLINE METALS AND CERAMICS

I.A. Ovid'ko*, A.G. Sheinerman

Institute of Problems of Mechanical Engineering, Russian Academy of Sciences,
Bolshoj 61, Vasil. Ostrov, St. Petersburg 199178, Russia

* Email: ovidko@nano.ipme.ru

Abstract. A model is proposed which describes nanocrack generation and growth near the tips of blunt cracks in nanocrystalline metals and ceramics. Within the model, the stress concentration near the tips of large enough blunt cracks induces grain boundary sliding that leads to dislocation formation in triple junctions of grain boundaries. The stress field created by these dislocations and the applied load near crack tips initiates nanocrack generation and growth. It is shown that an increase in the curvature radius of blunt crack tips and a decrease in grain size promote nanocrack growth. These tendencies are in good agreement with experimental data concerning low values of fracture toughness and ductility of most nanocrystalline solids.

Keywords: nanocrystalline materials, grain boundaries, cracks, strength

References

- [1] J.D. Kuntz, G.-D. Zhan, A.K. Mukherjee // *MRS Bull.* **29** (2004) 22.

- [2] D. Wolf, V. Yamakov, S.R. Phillpot, A.K. Mukherjee, H. Gleiter // *Acta Mater.* **53** (2005) 1.
- [3] M. Dao, L. Lu, R.J. Asaro, J.T.M. De Hosson, E. Ma // *Acta Mater.* **55** (2007) 4041.
- [4] C.C. Koch, I.A. Ovid'ko, S. Seal, S. Veprek, *Structural Nanocrystalline Materials: Fundamentals and Applications* (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).
- [5] A. Mukhopadhyay, B. Basu // *Int. Mater. Rev.* **52** (2007) 257.
- [6] I.A. Ovid'ko // *Int. Mater. Rev.* **50** (2005) 65.
- [7] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko // *Phys. Solid State* **52** (2010) 1397.
- [8] H.A. Padilla II, B.L. Boyce // *Exp. Mechanics* **50** (2010) 5.
- [9] H. Conrad, J. Narayan // *Scr. Mater.* **42** (2000) 1025.
- [10] K.A. Padmanabhan, H. Gleiter // *Mater. Sci. Eng. A* **381** (2004) 28.
- [11] M.J. Demkowicz, A.S. Argon, D. Farkas, M. Frary // *Phil. Mag.* **87** (2007) 4253.
- [12] R.A. Masumura, P.M. Hazzledine, C.S. Pande // *Acta Mater.* **46** (1998) 4527.
- [13] M. Jin, A.M. Minor, E.A. Stach, J.W. Morris Jr // *Acta Mater.* **52** (2004) 5381.
- [14] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko // *Appl. Phys. Lett.* **87** (2005) 251916.
- [15] M. Ke, W.W. Milligan, S.A. Hackney, J.E. Carsley, E.C. Aifantis // *Nanostruct. Mater.* **5** (1995) 689.
- [16] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Scripta Mater.* **59** (2008) 119.
- [17] I. Zizak, J.W. Gerlach, W. Assmann // *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 065503.
- [18] W.W. Milligan, S.A. Hackney, M. Ke, E.C. Aifantis // *Nanostruct. Mater.* **2** (1993) 267.
- [19] K.S. Kumar, S. Suresh, M.F. Chisholm, J.A. Horton, P. Wang // *Acta Mater.* **51** (2003) 387.
- [20] D. Farkas, H. Van Swygenhoven, P.M. Derlet // *Phys. Rev. B* **66** (2002) 060101.
- [21] D. Farkas, S. Petegem, P.M. Derlet, H. Van Swygenhoven // *Acta Mater.* **53** (2005) 3115.
- [22] A. Latapie, D. Farkas // *Phys. Rev. B* **69** (2004) 134110.
- [23] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Acta Mater.* **52** (2004) 1201.
- [24] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Acta Mater.* **53** (2005) 1347.
- [25] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Phys. Solid State* **50** (2008) 1044.
- [26] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Acta Mater.* **57** (2009) 2217.
- [27] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Phys. Rev. B* **77** (2008) 054109.
- [28] S.V. Bobylev, A.K. Mukherjee, I.A. Ovid'ko // *Scr. Mater.* **60** (2009) 36.
- [29] S.V. Bobylev, A.K. Mukherjee, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman // *Int. J. Plasticity* **26** (2010) 1629.
- [30] G.E. Beltz, D.M. Lipkin, L.L. Fischer // *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) 4468.
- [31] M. Huang, Z. Li // *J. Mech. Phys. Solids* **52** (2004) 1991.
- [32] L.L. Fischer, G.E. Beltz // *J. Mech. Phys. Sol.* **49** (2001) 635.
- [33] J.P. Hirth, J. Lothe, *Theory of Dislocations* (Wiley, New York, 1982).
- [34] V.L. Indembom // *Sov. Phys. Solid State* **3** (1961) 1506.
- [35] Z. Ding, S. Zhou, Y. Zhao // *Phys. Rev. B* **70** (2004) 184117.
- [36] S.P. Mehandru, A.B. Anderson // *Phys. Rev. B* **42** (1990) 9040.
- [37] J.J. Petrovic, J.V. Milewski, D. L. Rohr, F.D. Gac // *J. Mater. Sci.* **20** (1985) 1167.
- [38] H. Li, F. Ebrahimi // *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004) 4307.
- [39] H. Li, F. Ebrahimi // *Adv. Mater.* **17** (2005) 1969.
- [40] F. Ebrahimi, A.J. Liscano, D. Kong, Q. Zhai, H. Li // *Rev. Adv. Mater. Sci.* **13** (2006) 33.