

ВЛИЯНИЕ МИГРАЦИИ ДВОЙНИКОВЫХ ГРАНИЦ НА ТРЕЩИНОСТОЙКОСТЬ НАНОДВОЙНИКОВАННЫХ МЕТАЛЛОВ

И.А. Овидько,^{1,2,3*} А.Г. Шейнерман^{1,2,3}

¹Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, 195251

²Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, 199178

³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, 198504

*e-mail: ovidko@nano.ipme.ru

Аннотация. Предложена теоретическая модель, которая описывает влияние миграции границ двойников на рост трещин в деформируемых нанодвойникованных металлических материалах. В рамках модели миграция границ двойников происходит под действием высоких напряжений, действующих вблизи вершин трещин, и сопровождается образованием квадрупольных клиновых дисклинаций. Показано, что миграция двойниковых границ затрудняет рост трещин и таким образом приводит к увеличению трещиностойкости деформируемых нанодвойникованных металлов.

1. Введение

Нанодвойникованные материалы (обычно металлы) – ультрамелкозернистые поликристаллические материалы, зерна которых содержат большое число двойников наноскопической толщины [1–16]. Нанодвойникованные металлы обладают превосходными механическими свойствами, включающими очень высокую прочность в сочетании с хорошей пластичностью [1–16]. Эксперименты и результаты компьютерного моделирования свидетельствуют о том, что в нанодвойникованных металлах с малыми толщинами двойников пластическая деформация во многом определяется процессами, происходящими на двойниковых границах. В частности, в нанодвойникованных металлах с гранецентрированной кубической (ГЦК) решеткой при достаточно малых толщинах двойников происходит переход от скольжения дислокаций внутри двойников к скольжению частичных дислокаций Шокли вдоль двойниковых границ, приводящему к миграции таких границ [17–22], а в ряде случаев и к росту двойников (например, [18]). Наряду с влиянием на процессы пластической деформации, двойниковые границы в нанодвойникованных металлах играют большую роль в происходящих в таких металлах процессах разрушения. Вместе с тем эксперименты дают противоречивые результаты о влиянии двойниковых границ и толщины двойников на рост трещин в нанодвойникованных материалах. Так, в работе [23] наблюдался вязко-хрупкий переход при увеличении плотности двойников в золотых нанодвойникованных нанопроволоках, а в работах [2, 24, 25] при исследовании нанодвойникованной меди был зафиксирован противоположный эффект. Прямые наблюдения [26] роста трещин в деформируемых нанодвойникованных серебряных пленках в просвечивающий электронный микроскоп высокого разрешения продемонстрировали, что рост трещин в нанодвойникованных металлах одновременно

сопровождается различными процессами пластической деформации, включающими поочередное затупление и заострение трещин, миграцию двойниковых границ и скольжение дислокаций внутри двойников. Компьютерное моделирование роста трещин в нанодвойникованном никеле [27,28] показало, что рост трещин сопровождается многократным скольжением частичных дислокаций по границам двойников (находящимся вблизи вершины трещины) и приводящим к миграции двойниковых границ. Наряду с миграцией двойниковых границ, моделирование [28] выявило и другие процессы пластической деформации и разрушения вблизи вершины трещины: зарождение нанотрещин, искривление двойниковых границ, а также искривление самой трещины. Другое молекулярно-динамическое моделирование роста трещин [7, 29] показало, что при прохождении трещины через внутренние области нанодвойников из вершины трещины испускаются дислокации. Эти дислокации скользят к ближайшим двойниковым границам и образуют там дислокационные стенки, поля напряжений которых могут препятствовать дальнейшему росту трещины.

Таким образом, прямые экспериментальные наблюдения роста трещин и результаты компьютерного моделирования свидетельствуют о том, что рост трещин в нанодвойникованных металлах может аккомодироваться различными процессами пластической деформации и разрушения, включающими, в частности, испускание дислокаций из вершин трещин и миграцию двойниковых границ. Вместе с тем влияние этих механизмов на вязкость разрушения нанодвойникованных металлов до сих пор не выявлено. Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния миграции двойниковых границ на вязкость разрушения нанодвойникованных металлических материалов.

2. Миграция границ двойников вблизи вершины трещины в нанодвойникованном материале. Модель

Рассмотрим деформируемый нанодвойникованный металлический образец, находящийся под действием одноосной растягивающей нагрузки и содержащий плоскую трещину нормального разрыва (рис. 1а). Для простоты рассмотрим двумерную модель нанодвойникованного металла (рис. 1а). В рамках модели зерна нанодвойникованного металла содержат прямоугольные двойники наноскопической толщины (нанодвойники), которые ограничены когерентными двойниковыми границами и фрагментами границ зерен (рис. 1а,б). Рассмотрим типичное модельное зерно, содержащее $2N + 2$ нанодвойника, разделенное $(2N + 1)$ -ой когерентной двойниковой границей. Будем полагать, что расстояния между двойниковыми границами одинаковы и равны p , а длины таких границ равны d (рис. 1б).

Рассмотрим случай, когда трещина, растущая в нанодвойникованном металле, останавливается на двойниковой границе (рис. 1б). Будем предполагать, что под действием приложенной растягивающей нагрузки, сконцентрированной возле вершины трещины, происходит коллективная миграция двойниковых границ. В нанодвойникованных металлах с гранецентрированной кубической (ГЦК) решеткой миграция двойниковых границ происходит путем скольжения частичных дислокаций Шокли по границам двойников [17–22]. При этом миграция двойниковых границ может происходить как в результате испускания уже имеющихся в границе зерна дислокаций Шокли к противоположной границе зерна, так и посредством гомогенного зарождения диполей частичных дислокаций Шокли на противоположных границах зерен. В случае, когда граница двойников пересекает трещину, миграция такой границы также может происходить путем испускания противоположных частичных дислокаций Шокли из трещины по направлению к противоположным границам зерна. Кроме того, миграция двойниковых границ, пересекающих трещину (происходящая путем скольжения

частичных дислокации Шокли) сопровождается образованием ступенек на поверхностях трещины. Однако в первом приближении мы будем пренебрегать образованием таких ступенек и считать трещину плоской.

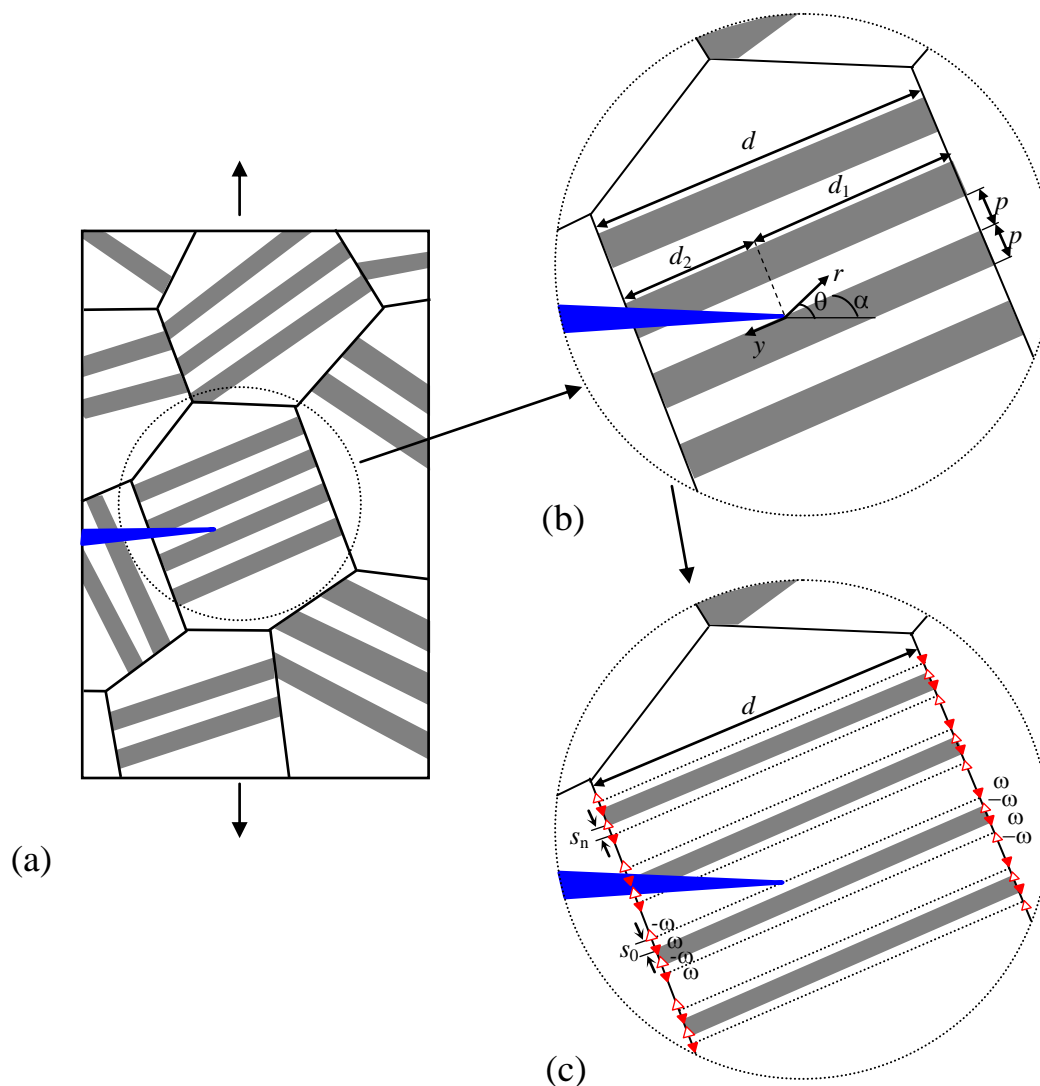


Рис. 1. Миграция двойниковых границ в деформируемом нанодвойникованном металлическом образце, содержащем трещину. (а) Деформируемый нанодвойникованный металлический образец, содержащий трещину (общий вид). Увеличенные фрагменты рисунка (b), (c) показывают миграцию двойниковых границ и образование ансамбля дисклинационных квадруполов в типичном модельном зерне вблизи вершины трещины. (b) Модельное зерно содержит $2N + 1$ двойниковую границу. (c) Миграция границ двойников в модельном зерне, сопровождающаяся образованием ансамбля дисклинационных квадруполов.

Следует отметить, что в исходном состоянии (до начала пластической деформации нанодвойникованного образца) стыки между границами зерен и границами двойников могут как быть бездефектными, так и содержать дефекты. В работе [30] рассматривался случай, когда углы разориентации границ зерен нанодвойникованного материала были постоянны по всей длине границы, а стыки границ зерен и границ двойников в недеформированном нанодвойникованном образце содержали клиновые дисклинации, мощность которых была по модулю равна углу разориентации двойниковых границ. Иными словами, в модели [30] рассматривался модельный

случай, когда нанодвойникованный образец уже перед началом пластической деформации содержал ансамбль дефектов, характеризующихся высокой упругой энергией. В настоящей работе мы рассмотрим другой модельный случай, когда до начала пластической деформации нанодвойникованный образец не содержит дефектов. В этом случае углы разориентации границ зерен различны в разных участках таких границ, причем скачок углов разориентации границ зерен в стыках между границами зерен и границами двойников равен по модулю углу разориентации двойниковых границ.

Вместе с тем и в рассматриваемом нами случае исходно бездефектного образца после начала пластической деформации, сопровождающейся коллективной миграцией границ двойников, в нанодвойникованном образце образуются дефекты. Действительно, согласно теории дефектов в твердых телах, миграция каждой двойниковой границы вызывает образование квадрупольных клиновых дисклинаций, мощности ω и $-\omega$ которых равны по модулю углу разориентации мигрирующей границы [30]. Как следствие, миграция ансамбля двойниковых границ внутри зерна приводит к образованию ансамбля дисклинационных квадрупольных (рис. 1с). Обозначим двойниковые границы индексом n , а длины миграции таких границ как s_n , где n пробегает значение от $-N$ до N . Для определенности будем считать, что перед началом миграции границ вершина трещины расположена на двойниковой границе с индексом 0 (рис. 1с). Пусть расстояния от вершины трещины до правой и левой границы зерен равны соответственно d_1 и d_2 , а угол между плоскостью трещины и плоскостями двойниковых границ равен α (рис. 1б).

3. Расчет влияния миграции границ двойников вблизи вершин трещин на трещиностойкость нанодвойникованных материалов

Рассчитаем влияние миграции двойниковых границ на вязкость разрушения нанодвойникового материала. Для этого воспользуемся критерием [31] роста трещины, основанным на балансе между движущей силой, связанной с уменьшением упругой энергии системы, и силой, препятствующей росту трещины и связанной с появлением свободных поверхностей при ее росте. В рассматриваемом случае упругоизотропного материала с модулем сдвига G и коэффициентом Пуассона ν и плоского напряженного состояния этот критерий имеет вид [31]:

$$\frac{1-\nu}{2G}(K_I^2 + K_{II}^2) = 2\gamma, \quad (1)$$

где K_I и K_{II} – коэффициенты интенсивности нормальных (к плоскости трещины) и сдвиговых напряжений соответственно, а γ – удельная поверхностная энергия. В рассматриваемом случае, когда направление роста трещины перпендикулярно направлению внешней нагрузки, коэффициенты K_I и K_{II} рассчитываются по формулам

$$K_I = K_I^\sigma + k_I^q, \quad K_{II} = k_{II}^q. \quad (2)$$

В формулах (2) K_I^σ – коэффициент интенсивности напряжений, созданных внешней растягивающей нагрузкой, а k_I^q и k_{II}^q – коэффициенты интенсивности напряжений, созданных ансамблем дисклинационных квадрупольных (рис. 1).

При макроскопическом механическом описании влияние локального пластического течения (миграции двойниковых границ, приводящей к образованию дисклинационных квадрупольных) на рост трещины можно учесть посредством введения

критического значения коэффициента интенсивности напряжений K_{IC} . В этом случае предполагается, что трещина растет под действием внешней нагрузки, перпендикулярной направлению роста трещины, а наличие дисклинационного квадруполь просто изменяет значение K_{IC} по сравнению со случаем роста хрупкой трещины. Как следствие, критическое условие роста трещины при этом имеет вид (например, [32]): $K_I^\sigma = K_{IC}$.

Подставляя (2) в (1) и учитывая равенство $K_I^\sigma = K_{IC}$, получаем следующее выражение для K_{IC} [33, 34]:

$$K_{IC} = \sqrt{(K_{IC}^\sigma)^2 - (k_{II}^q)^2} - k_{IC}^q. \quad (3)$$

В формуле (3) $K_{IC}^\sigma = \sqrt{4G\gamma/(1-\nu)}$ – критическое значение коэффициента интенсивности напряжений при отсутствии дисклинационного квадруполь (то есть в случае хрупкого разрушения), $k_{II}^q = k_{II}^q|_{K_I^\sigma=K_{IC}}$, а $k_{IC}^q = k_I^q|_{K_I^\sigma=K_{IC}}$. Для случая, когда пластическая деформация у вершины трещины слабо изменяет значение K_{IC} (то есть $|K_{IC} - K_{IC}^\sigma|/K_{IC}^\sigma \ll 1$), выражения для k_{IC} и k_{II} можно также переписать в виде $k_{II}^q = k_{II}^q|_{K_I^\sigma=K_{IC}^\sigma}$, $k_{IC}^q = k_I^q|_{K_I^\sigma=K_{IC}^\sigma}$. Для анализа влияния дисклинационного квадруполь, образующегося в результате миграции границы двойников (рис. 1), на рост трещины необходимо сравнить значение K_{IC} со значением K_{IC}^σ .

Рассчитаем величину K_{IC} в случае, когда у вершины трещины образуется ансамбль дисклинационных квадруполь (рис. 1с). Для этого введем прямоугольную систему координат (x, y) и полярную систему координат (r, θ) с началом в вершине трещины (рис. 1б). Будем считать, что плечи квадруполь малы по сравнению с длиной трещины l ($s, d \ll l$), что позволяет при расчете коэффициентов k_I^q и k_{II}^q считать трещину полубесконечной. Выражения для коэффициентов интенсивности напряжений, создаваемых ансамблем дисклинационных квадруполь, образующихся в результате миграции двойниковых границ (рис. 1с), рассчитываются по следующим формулам [33, 34]: $k_I^q = G\omega\sqrt{d}f_1/[2\sqrt{2\pi}(1-\nu)]$, $k_{II}^q = G\omega\sqrt{d}f_2/[2\sqrt{2\pi}(1-\nu)]$, где

$$f_1 = \sum_{n=-N}^N \sum_{k=1}^4 (-1)^{k+n} \sqrt{\tilde{r}_{kn}} [3\cos(\theta_{kn}/2) + \cos(3\theta_{kn}/2)],$$

$$f_2 = \sum_{n=-N}^N \sum_{k=1}^4 (-1)^{k+n} \sqrt{\tilde{r}_{kn}} [\sin(\theta_{kn}/2) + \sin(3\theta_{kn}/2)], \quad (4)$$

$\tilde{r}_{kn} = r_k/d$, а r_{kn} и θ_{kn} – координаты k -ой дисклинации ($k=1,2,3,4$) n -ого дисклинационного квадруполь и $-\pi < \theta_{kn} \leq \pi$. Для дисклинационной конфигурации, показанной на рис. 1с, имеем: $r_{1n} = (n^2 p^2 + d_2^2)^{1/2}$, $r_{2n} = (n^2 p^2 + d_1^2)^{1/2}$, $r_{3n} = ((np + s_n(-1)^n)^2 + d_1^2)^{1/2}$, $r_{4n} = ((np + s_n(-1)^n)^2 + d_2^2)^{1/2}$; $\theta_{1n} = \alpha - \pi + \arctan(np/d_2)$, $\theta_{2n} = \alpha - \arctan(np/d_1)$, $\theta_{3n} = \alpha - \arctan((np + s_n(-1)^n)/d_1)$, $\theta_{4n} = \alpha - \pi + \arctan((np + s_n(-1)^n)/d_2)$.

В нашей модели длины s_n миграции границ двойников, входящие в формулы (4), произвольны. Однако в равновесии длины s_n миграции двойниковых границ могут соответствовать минимуму энергии ΔW , связанной с образованием дисклинационного

квадруполя (рис. 1). В рассматриваемом случае изменение энергии ΔW представимо в виде

$$\Delta W = W^q + W^{q-\sigma}, \quad (5)$$

где W^q – собственная энергия ансамбля дисклинационных квадруполей, а $W^{q-\sigma}$ – энергия его взаимодействия с полем напряжений, созданным в теле с трещиной внешней растягивающей нагрузкой.

В первом приближении мы пренебрежем влиянием трещины на энергию W^q . Энергия W^q рассчитывается с помощью выражения [35, 36] для энергий изолированных дисклинационных квадруполей и энергий взаимодействия дисклинаций в бесконечном упругоизотропном теле. Окончательное выражение для энергии W^q имеет вид

$$W^q = -\frac{D\omega^2 d^2}{4} \sum_{i,j=-N}^N (-1)^{i-j} [h((i-j)p/d) - 2h((ip-jp+s_i(-1)^i)/d) + h((ip-jp+s_i(-1)^i-s_j(-1)^j)/d)], \quad (6)$$

где $D = G/[2\pi(1-\nu)]$, $h(t) = (1+t^2)\ln(1+t^2) - t^2\ln(t^2)$ и $h(0) = 0$.

Энергия $W^{q-\sigma}$ представима в виде [36]

$$W^{q-\sigma} = \omega \sum_{n=-N}^N \int_{S_n} \sigma_{xy} dS', \quad (7)$$

где S_n – поверхность, ограниченная n -ым дисклинационным квадруполем, S' – параметр интегрирования, а σ_{xy} – компонента поля напряжений, созданного в теле с трещиной приложенной растягивающей нагрузкой, в системе координат (x, y) (рис. 1).

Напряжение σ_{xy} рассчитывается с помощью выражений [32] для напряжений, создаваемых у вершины трещины приложенной внешней нагрузкой. Окончательное выражение для σ_{xy} имеет вид [33]

$$\sigma_{xy} = -\frac{K_I^\sigma}{2\sqrt{2\pi r}} \sin \theta \cos \left(\frac{3\theta}{2} - 2\alpha \right). \quad (8)$$

Подстановка (8) в (7) дает: $W^{q-\sigma} = -K_I^\sigma \omega d^{3/2} f / (3\sqrt{2\pi})$, где

$$f = \sum_{n=-N}^N (-1)^n [g(d_2, np) - g(d_1, np) - g(d_2, np + s_n(-1)^n) + g(d_1, np + s_n(-1)^n)], \quad (9)$$

$$g(d_i, s) = 4[(d_i^2 + s^2)/d^2]^{1/4} \cos[(\alpha - \arctan(s/d_i))/2] \times ((d_i/d) \cos[(\alpha + \arctan(s/d_i))/2] + (s/d) \sin[(\alpha + \arctan(s/d_i))/2]). \quad (10)$$

Равновесные значения длин s_n миграции двойниковых границ получаются из соотношений $\partial \Delta W / \partial s_n = 0$, формулы (5) и выражений для W^q и $W^{q-\sigma}$. Система уравнений для определения параметров s_n имеет вид

$$\sqrt{2\pi d}(1-\nu)K_I^\sigma \sum_{n=-N}^N \frac{\partial}{\partial s} (g(d_1, s) - g(d_2, s)) \Big|_{s=np+s_n(-1)^n} = 3G\omega q_n, \quad (11)$$

где

$$q_n = \sum_{j=-N}^N t \ln(1 + 1/t^2) \Big|_{t=[(n-j)p+s_n(-1)^n]/d}^{t=[(n-j)p+s_n(-1)^n-s_j(-1)^j]/d}. \quad (12)$$

Теперь равновесные значения длин s_n миграции двойниковых границ можно найти путем численного решения системы уравнений (11). Подстановка полученных значений s_n в формулы (3) и (4) позволяет рассчитать критическое значение K_{IC} коэффициента интенсивности напряжений у вершины трещины.

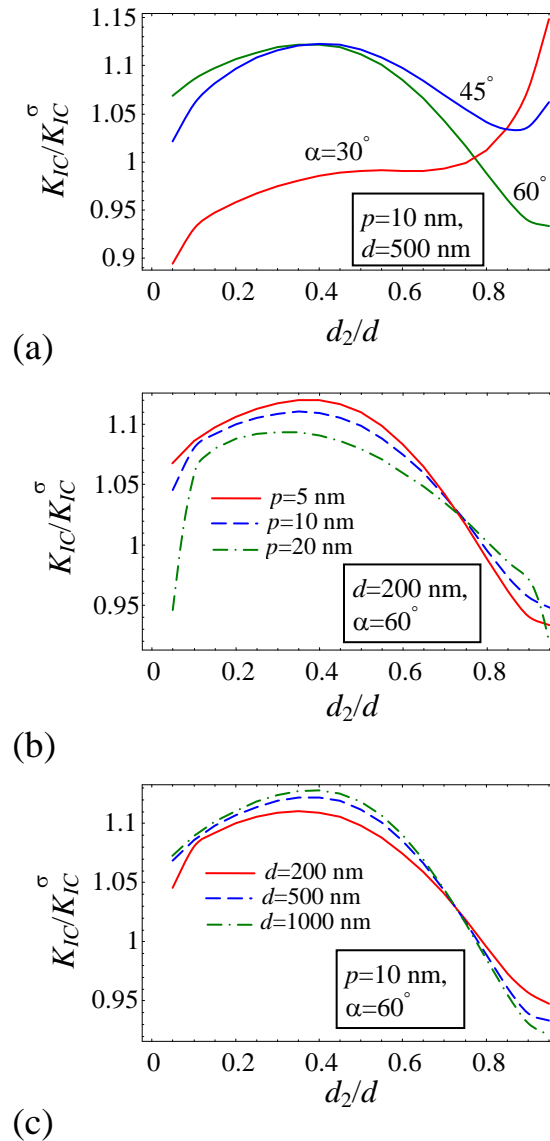


Рис. 2. Зависимости безразмерного критического коэффициента интенсивности напряжений K_{IC} / K_{IC}^σ от параметра d_2 / d , для различных значений параметров p , d и α .

Зависимости параметра K_{IC} / K_{IC}^σ , характеризующего отношение K_{IC} критического

значения коэффициента интенсивности напряжений при наличии миграции границ двойников к критическому значению коэффициента интенсивности напряжений для случая хрупкого разрушения (когда пластическая деформация отсутствует), от параметра d_2/d , характеризующего положение вершины трещины, приведены на рис. 2 для различных значений α , p , d и N для случая нанодвойникованной меди. Нанодвойникованная медь характеризовалась следующими значениями параметров: $G=44$ GPa, $\nu=0.38$, $\gamma=1.725$ J/m², $\omega=2\arctan(\sqrt{2}/4)\approx 39^\circ$. Для определенности на рис. 2 рассмотрен случай примерно равноосных зерен, для которых число $2N+1$ двойниковых границ определяется с помощью соотношения $2Np=d$. Как следует из рис. 2, миграция двойниковых границ может как увеличивать, так и уменьшать K_{IC} . На рис. 2 видно, что зависимости K_{IC} от размера зерна d и толщины p нанодвойников имеют сложный характер, то есть в зависимости от ориентации трещины и положения ее вершины увеличение толщины нанодвойников или размера зерна может как увеличивать, так и уменьшать K_{IC} .

Предположим теперь, что разрушение в рассматриваемом нанодвойникованном металле происходит путем множественного зарождения и распространения трещин. В этом случае вязкость разрушения нанодвойникованного металла можно определить как среднее значение K_{IC} по различным значениям параметров системы (угла α и отношения d_1/d_2). Анализ показывает, что в зависимости от значений параметров материала p , d и N безразмерная вязкость разрушения $\bar{K}_{IC}/K_{IC}^\sigma$ лежит в интервале $1.03 < \bar{K}_{IC}/K_{IC}^\sigma < 1.07$. Это означает, что миграция границ двойников может незначительно увеличивать вязкость разрушения нанодвойникованной меди.

4. Заключение

Таким образом, миграция границ двойников в деформируемых нанодвойникованных металлических материалах несколько уменьшает высокие напряжения, действующие в таких материалах вблизи вершин трещин. Тем самым миграция границ зерен увеличивает вязкость разрушения нанодвойникованных металлов. Как следствие, миграция границ зерен может служить механизмом повышения трещиностойкости таких металлов. Вместе с тем увеличение вязкости разрушения, связанное с миграцией двойниковых границ, является небольшим. Поэтому хорошая трещиностойкость, наблюдаемая во многих нанодвойникованных металлах, по-видимому, преимущественно связана со стандартным механизмом торможения роста трещин в металлах, а именно с затуплением трещин при испускании дислокаций из их вершин.

Эта работа выполнена при поддержке (для И.А.О.) Министерства образования и науки РФ (Задание № 9.1964.2014/К) и (для А.Г.Ш.) Санкт-Петербургского государственного университета (грант 6.37.671.2013).

Литература

- [1] L. Lu, Y. Shen, X. Chen, L. Qian, K. Lu // *Science* **304** (2004) 422.
- [2] L. Lu, X. Chen, X. Huang, K. Lu // *Science* **323** (2009) 607.
- [3] K. Lu, L. Lu, S. Suresh // *Science* **324** (2009) 349.
- [4] X. Li, Y. Wei, L. Lu, K. Lu, H. Gao // *Nature* **464** (2010) 877.
- [5] A. Stukowski, K. Albe, D. Farkas // *Physical Review B* **82** (2010) 224103.
- [6] A.M. Hodge, T.A. Furnish, A.A. Navid, T.W. Barbee, Jr. // *Scripta Materialia* **65** (2011) 1006.

- [7] T. Zhu, H. Gao // *Scripta Materialia* **66** (2012) 843.
- [8] Z. You, X. Li, L. Gui, Q. Lu, T. Zhu, H. Gao, L. Lu // *Acta Materialia* **61** (2013) 217.
- [9] Y. Tian, B. Xu, D. Yu, Y. Ma, Y. Wang, Y. Jiang, W. Hu, C. Tang, Y. Gao, K. Luo, Z. Zhao, L.-M. Wang, B. Wen, J. He, Z. Liu // *Nature* **493** (2013) 385.
- [10] Q. Huang, D. Yu, B. Xu, W. Hu, Y. Ma, Y. Wang, Z. Zhao, B. Wen, J. He, Z. Liu, Y. Tian // *Nature* **510** (2014) 250.
- [11] P. Gu, M. Dao, Y. Zhu // *Philosophical Magazine* **94** (2014) 1249.
- [12] T.A. Furnish, A.M. Hodge // *APL Materials* **2** (2014) 046112.
- [13] I.J. Beyerlein, X. Zhang, A. Misra // *Annual Review of Materials Research* **44** (2014) 329.
- [14] V. Borovikov, M.I. Mendeleev, A.H. King // *Philosophical Magazine* **94** (2014) 2875.
- [15] H. Zhou, X. Li, S. Qu, W. Yang, H. Gao // *Nano Letters* **14** (2014) 5075.
- [16] J. Bian, X. Niu, H. Zhang, G. Wang // *Nanoscale Research Letters* **9** (2014) 335.
- [17] J.W. Yan, G.P. Zhang // *Applied Physics Letters* **102** (2013) 211905.
- [18] R. Niu, K. Han // *Scripta Materialia* **68** (2013) 960.
- [19] J. Wang, N. Li, O. Anderoglu, X. Zhang, A. Misra, J.Y. Huang, J.P. Hirth // *Acta Materialia* **58** (2010) 2262.
- [20] H. Mirkhani, S.P. Joshi // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **68** (2014) 107.
- [21] Z.J. Jie, X. FangDa, Y. YongDa, S. Tao // *Chinese Science Bulletin* **58(6)** (2013) 684.
- [22] Y. Wei // *Materials Science and Engineering: A* **528** (2011) 1558.
- [23] J. Wang, F. Sansoz, J. Huang, Y. Liu, S. Sun, Z. Zhang, S.X. Mao // *Nature Communications* **4** (2013) 1742.
- [24] S. Zhong, T. Koch, M. Wang, T. Scherer, S. Walheim, H. Hahn, T. Schimmel // *Small* **5** (2009) 2265.
- [25] D. Jang, X. Li, H. Gao, J.R. Greer // *Nature Nanotechnology* **7** (2012) 594.
- [26] L. Liu, J. Wang, S.K. Gong, S.X. Mao // *Scientific Reports* **4** (2014) 4397.
- [27] H.F. Zhou, S.X. Qu // *Nanotechnology* **21** (2010) 35706.
- [28] H.F. Zhou, S.X. Qu, W. Yang // *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* **18** (2010) 65002.
- [29] L.L. Zhu, H.H. Ruan, X.Y. Li, M. Dao, H.J. Gao, J. Lu // *Acta Materialia* **59** (2011) 5544.
- [30] N.F. Morozov, I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba // *Reviews on Advanced Materials Science* **37** (2014) 29.
- [31] R.G. Irwin // *J. Appl. Mech.* **24** (1957) 361.
- [32] *Механика разрушения и прочность материалов*, Т. 2, под ред. В.В. Панасюка (Наукова думка, Киев, 1988).
- [33] Н.Ф. Морозов, И.А. Овидько, А.Г. Шейнерман, Е.С. Aifantis // *Materials Physics and Mechanics* **8** (2009) 155.
- [34] N.F. Morozov, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, E.C. Aifantis // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **58** (2010) 1088.
- [35] M.Yu. Gutkin, K.N. Mikaelyan, A.E. Romanov, P. Klimanek // *Physica Status Solidi A* **193** (2002) 35.
- [36] В.И. Владимиров, А.Е. Романов, *Дисклинации в кристаллах* (Наука, Л., 1986).

EFFECT OF TWIN BOUNDARY MIGRATION ON FRACTURE TOUGHNESS OF NANO-TWINNED METALS

I.A. Ovid'ko,^{1,2,3*} A.G. Sheinerman^{1,2,3}

¹Saint Petersburg State Polytechnical University, St. Petersburg, 195251, Russia

²Institute for Problems of Mechanical Engineering, St. Petersburg, 199178, Russia

³Saint Petersburg State University, St. Petersburg, 198504, Russia

*e-mail: ovidko@nano.ipme.ru

Abstract. A model is proposed that describes the effect of twin boundary migration in fracture toughness of nanotwinned solids. Within the model, twin boundary migration occurs under the action of high stress fields acting near the crack tip and is accompanied by the formation of the quadrupoles of wedge disclinations. It is shown that twin boundary migration hinders crack growth and thereby increases fracture toughness of nanotwinned solids.

Acknowledgements

This work was supported, in part (for IAO), by the Ministry of Education and Science of Russian Federation (Zadanie № 9.1964.2014/K) and, in part (for AGS), by the St. Petersburg State University (research grant 6.37.671.2013).

References

- [1] L. Lu, Y. Shen, X. Chen, L. Qian, K. Lu // *Science* **304** (2004) 422.
- [2] L. Lu, X. Chen, X. Huang, K. Lu // *Science* **323** (2009) 607.
- [3] K. Lu, L. Lu, S. Suresh // *Science* **324** (2009) 349.
- [4] X. Li, Y. Wei, L. Lu, K. Lu, H. Gao // *Nature* **464** (2010) 877.
- [5] A. Stukowski, K. Albe, D. Farkas // *Physical Review B* **82** (2010) 224103.
- [6] A.M. Hodge, T.A. Furnish, A.A. Navid, T.W. Barbee, Jr. // *Scripta Materialia* **65** (2011) 1006.
- [7] T. Zhu, H. Gao // *Scripta Materialia* **66** (2012) 843.
- [8] Z. You, X. Li, L. Gui, Q. Lu, T. Zhu, H. Gao, L. Lu // *Acta Materialia* **61** (2013) 217.
- [9] Y. Tian, B. Xu, D. Yu, Y. Ma, Y. Wang, Y. Jiang, W. Hu, C. Tang, Y. Gao, K. Luo, Z. Zhao, L.-M. Wang, B. Wen, J. He, Z. Liu // *Nature* **493** (2013) 385.
- [10] Q. Huang, D. Yu, B. Xu, W. Hu, Y. Ma, Y. Wang, Z. Zhao, B. Wen, J. He, Z. Liu, Y. Tian // *Nature* **510** (2014) 250.
- [11] P. Gu, M. Dao, Y. Zhu // *Philosophical Magazine* **94** (2014) 1249.
- [12] T.A. Furnish, A.M. Hodge // *APL Materials* **2** (2014) 046112.
- [13] I.J. Beyerlein, X. Zhang, A. Misra // *Annual Review of Materials Research* **44** (2014) 329.
- [14] V. Borovikov, M.I. Mendeleev, A.H. King // *Philosophical Magazine* **94** (2014) 2875.
- [15] H. Zhou, X. Li, S. Qu, W. Yang, H. Gao // *Nano Letters* **14** (2014) 5075.
- [16] J. Bian, X. Niu, H. Zhang, G. Wang // *Nanoscale Research Letters* **9** (2014) 335.
- [17] J.W. Yan, G.P. Zhang // *Applied Physics Letters* **102** (2013) 211905.
- [18] R. Niu, K. Han // *Scripta Materialia* **68** (2013) 960.
- [19] J. Wang, N. Li, O. Anderoglu, X. Zhang, A. Misra, J.Y. Huang, J.P. Hirth // *Acta Materialia* **58** (2010) 2262.
- [20] H. Mirkhani, S.P. Joshi // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **68** (2014) 107.
- [21] Z.J. Jie, X. FangDa, Y. YongDa, S. Tao // *Chinese Science Bulletin* **58**(6) (2013) 684.

- [22] Y. Wei // *Materials Science and Engineering: A* **528** (2011) 1558.
- [23] J. Wang, F. Sansoz, J. Huang, Y. Liu, S. Sun, Z. Zhang, S.X. Mao // *Nature Communications* **4** (2013) 1742.
- [24] S. Zhong, T. Koch, M. Wang, T. Scherer, S. Walheim, H. Hahn, T. Schimmel // *Small* **5** (2009) 2265.
- [25] D. Jang, X. Li, H. Gao, J.R. Greer // *Nature Nanotechnology* **7** (2012) 594.
- [26] L. Liu, J. Wang, S.K. Gong, S.X. Mao // *Scientific Reports* **4** (2014) 4397.
- [27] H.F. Zhou, S.X. Qu // *Nanotechnology* **21** (2010) 35706.
- [28] H.F. Zhou, S.X. Qu, W. Yang // *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* **18** (2010) 65002.
- [29] L.L. Zhu, H.H. Ruan, X.Y. Li, M. Dao, H.J. Gao, J. Lu // *Acta Materialia* **59** (2011) 5544.
- [30] N.F. Morozov, I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba // *Reviews on Advanced Materials Science* **37** (2014) 29.
- [31] R.G. Irwin // *J. Appl. Mech.* **24** (1957) 361.
- [32] *Mechanics of Fracture and Strength of Materials*, vol. 2, ed. by V.V. Panasyuk (Naukova Dumka, Kiev, 1988).
- [33] N.F. Morozov, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, E.C. Aifantis // *Materials Physics and Mechanics* **8** (2009) 155.
- [34] N.F. Morozov, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, E.C. Aifantis // *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* **58** (2010) 1088.
- [35] M.Yu. Gutkin, K.N. Mikaelyan, A.E. Romanov, P. Klimanek // *Physica Status Solidi A* **193** (2002) 35.
- [36] A.E. Romanov, V.I. Vladimirov, In: *Dislocations in Solids*, vol. 9, ed. by F.R.N. Nabarro (North-Holland, Amsterdam, 1992), p. 191.