

07,01

Зарождение деформационных двойников на скользящих зернограничных дислокациях в наноматериалах

© С.В. Бобылев^{1–3}, И.А. Овидько^{1–3}

¹ Научно-исследовательская лаборатория „Механика новых наноматериалов“, Санкт-Петербургский политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

² Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

E-mail: ovidko@nano.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 24 августа 2015 г.)

Предложен и теоретически описан новый микромеханизм зарождения деформационных двойников в нанокристаллических и ультрамелкозернистых материалах под действием высоких механических напряжений. Механизм представляет собой последовательное расщепление зернограничных дислокаций на решеточные частичные и сидячие зернограничные дислокации. Ансамбли скользящих частичных дислокаций формируют деформационные двойники. Рассчитаны энергетические характеристики такого процесса. Показано, что зарождение двойников энергетически выгодно и может осуществляться атермически (без энергетического барьера) в условиях действия высоких механических напряжений. Рассчитана зависимость критического напряжения, при котором реализуется безбарьерное зарождение двойников, от ширины этих двойников.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 14-29-00199).

1. Введение

Нанокристаллические и ультрамелкозернистые материалы (далее наноматериалы) демонстрируют превосходные механические, физические и химические свойства и потому являются предметом интенсивных научных исследований (например, [1–11]). В частности, наноматериалы обладают уникальными механическими характеристиками, которые зачастую существенно превосходят таковые для обычных крупнозернистых поликристаллов. Например, наноматериалы обычно характеризуются высокими пределами прочности и текучести.

Это обуславливает большой интерес к физическим модам/микромеханизмам пластической деформации в наноматериалах, которые часто отличны от решеточного скольжения, доминирующего в обычных поликристаллах. Так, наряду с решеточным скольжением в наноматериалах эффективно действуют моды пластической деформации, которые контролируются межзеренными границами [1–6]. Одной из подобных мод, эффективно оперирующих в наноматериалах, является деформационное нанодвойникование, которое реализуется посредством зарождения нанодвойников на межзеренных границах (см. обзор [12]). При этом источниками нанодвойников обычно рассматриваются сидячие зернограничные дислокации с векторами Бюргерса, ориентировочно перпендикулярными плоскостям границ зерен — межзеренных границ [12]. Основная цель настоящей работы — разработка теоретической модели, которая эффективно описывает новый микромеханизм

зарождения деформационных нанодвойников в наноматериалах под действием высоких механических напряжений. Механизм представляет собой последовательное расщепление скользящих зернограничных дислокаций (с векторами Бюргерса, которые параллельны плоскостям границ зерен) на решеточные частичные и сидячие зернограничные дислокации.

2. Геометрия зарождения нанодвойников на скользящих зернограничных дислокациях

Рассмотрим поведение нанокристаллического образца под действием механических напряжений, быстро нарастающих от нуля до экстремально высоких величин > 10 GPa (взрывная нагрузка). На первой стадии пластической деформации (при сдвиговых напряжениях $\sim 1–2$ GPa) в границах зерен интенсивно генерируются зернограничные дислокации. При более высоких напряжениях ($\sim 3–5$ GPa и более), как было показано ранее [13], на этих зернограничных дислокациях происходит размножение скользящих решеточных дислокаций в результате множественных актов расщепления и скольжения зернограничных дислокаций. Помимо уже изученного случая зарождения одиночных дислокаций в экспериментах часто наблюдаются деформационные двойники, начинающиеся на границах зерен. Ниже мы предлагаем модель зарождения дефор-

мационных двойников на скользящих зернограницных дислокациях.

Рассмотрим процесс гетерогенного зарождения и роста двойников на изначально существующих скользящих зернограницных дислокациях, которые массово образуются в ходе зернограницного проскальзывания. Предположим, что изначально (на первом этапе описываемого процесса) в границе зерна находится одиночная скользящая зернограницная краевая дислокация, характеризующаяся вектором Бюргера \mathbf{b}_{gb} (рис. 1, *a*). Под действием приложенного сдвигового напряжения τ дислокация расщепляется, испуская в тело зерна скользящую частичную дислокацию с вектором Бюргера \mathbf{b} (испускание именно таких дислокаций наиболее типично при деформации нанокристаллических материалов). В исходной точке при этом остается разностная сидячая дислокация, характеризующаяся вектором Бюргера \mathbf{b}_d (рис. 1, *b*). Под действием приложенного механического напряжения частичная дислокация скользит в кристаллографической плоскости под углом φ к плоскости границы зерна на некоторое расстояние $l_{1(1)}$ (рис. 1, *b*), оставляя за собой дефект упаковки (показан пунктирной линией). Генерация скользящих зернограницных дислокаций осуществляется непрерывно в процессе пластической деформации наноматериалов, поэтому через какое-то время к сидячей дислокации, оставшейся на месте расщепления первой зернограницной дислокации, подойдет вторая зернограницная дислокация (рис. 1, *c*). Подошедшая дислокация также может расщепляться (при некоторых условиях, которые исследуются ниже) с испусканием следующей частичной дислокации в тело зерна (рис. 1, *d*). Описанный процесс с приходом и расщеплением зернограницных дислокаций в теории может повторяться многократно (рис. 1, *e-h*). Если предположить, что испускаемые дислокации двигаются по соседним кристаллографическим плоскостям, разделенным межплоскостным расстоянием p (рис. 1, *h*), то, как известно из теории дислокаций [14], дефекты упаковки совместно образуют двойник толщиной $h = (n - 1)p$, где n — количество испущенных дислокаций. Для реализации именно такого варианта необходимо, чтобы расщепление зернограницной дислокации происходило на расстоянии $p / \sin \varphi$ от сидячей дислокации, образовавшейся на предыдущем шаге процесса (рис. 1). С одной стороны, расщепление в этой точке выгодно, поскольку образование двойника, как правило, энергетически предпочтительнее по сравнению с изолированным дефектом упаковки (для большинства материалов поверхностная энергия двойниковой границы меньше, чем энергия дефекта упаковки). С другой стороны, такой механизм требует сближения дислокаций на весьма малое расстояние (порядка 1 нм и менее в зависимости от угла испускания φ). Однако данный механизм в любом случае требует весьма высоких приложенных напряжений, при которых такое сближение дислокаций становится возможным.

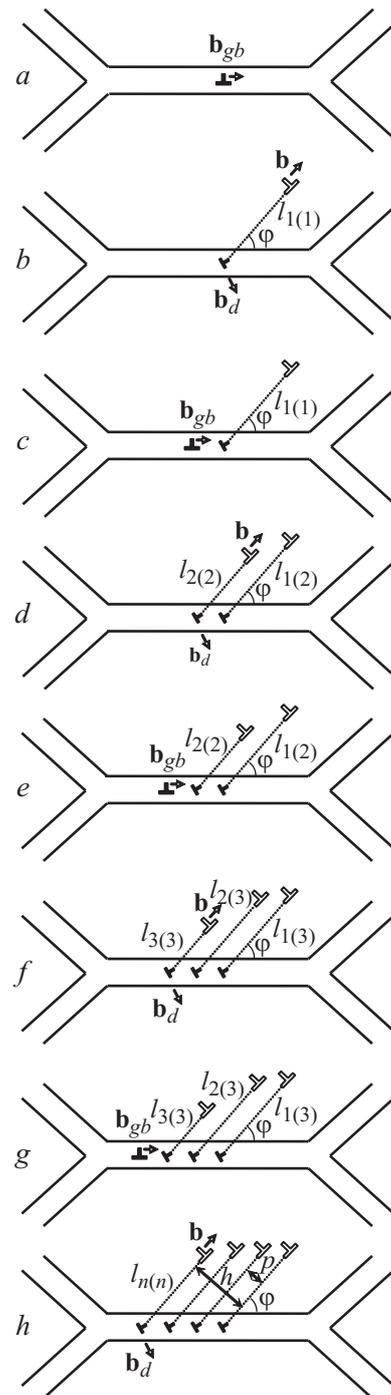


Рис. 1. Схема зарождения деформационных двойников на скользящих зернограницных дислокациях. *a* — начальное состояние границы зерна с одиночной скользящей дислокацией (характеризующейся вектором Бюргера \mathbf{b}_{gb}). *b* — зернограницная дислокация расщепляется, испуская в тело зерна скользящую частичную дислокацию (\mathbf{b}), соединенную дефектом упаковки с сидячими дислокациями \mathbf{b}_d , остающимися на месте исходных дислокаций. *c-h* — генерация двойника в результате последовательных актов прихода новых скользящих зернограницных дислокаций (\mathbf{b}_{gb}) и их расщепления с испусканием решеточных частичных дислокаций по соседним кристаллографическим плоскостям. Дефектная структура, образованная дефектами упаковки, лежащими в соседних кристаллографических плоскостях, является двойником.

3. Энергии и напряжения, характеризующие зарождение нанодвойников на скользящих зернограничных дислокациях

Проведем анализ описанного выше процесса на базе энергетического критерия. В данном случае мы имеем дело с многостадийным процессом, каждая стадия которого представляет собой акт расщепления зернограничной дислокации с испусканием решеточной частичной дислокации. Пусть последовательно расщепляются n зернограничных дислокаций. Каждое из этих расщеплений сопровождается своим изменением энергии системы дефектов ΔW_i , где $i = 1, \dots, n$. Величины ΔW_i являются функциями расстояний $l_{i(j)}$ испускания частичных дислокаций (рис. 1), где $l_{i(j)}$ — расстояние испускания i -й дислокации на j -м шагу процесса (i и j принимают значения от 1 до n). Очевидно, что испускание каждой дислокации может оказывать влияние на положение уже испущенных на предыдущих этапах. Именно поэтому расстояния испускания $l_{i(j)}$ каждой конкретной дислокации зависят от номера j шага процесса. В качестве критерия возможности протекания описываемого процесса примем следующее условие: $\Delta W_i \leq 0$ при $l_{i(i)} = 1$ nm и $l_{i(j)}$ для $j = 1, \dots, i-1$, имеющими равновесные значения, определяемые из условия минимума энергии ΔW_{i-1} на предыдущем шагу (аналогичный критерий использовался в работе [15], где исследовалось зарождение двойников на неравновесных границах зерен). Найдем выражения для изменений энергии ΔW_i . Сначала запишем изменение ΔW_1 , которое является разностью энергий конфигураций, показанных на рис. 1, b и $1, a$, с учетом работы приложенного напряжения τ

$$\begin{aligned} \Delta W_1 &= W_s(b) + W_s(b_d) - W_s(b_{gb}) \\ &+ W_{\text{int}}(b, \varphi, x_{1(1)}^b, y_{1(1)}^b, b_d, \varphi_d, 0, 0) \\ &+ \gamma_{sf} l_{1(1)} - \tau b l_{1(1)} \cos 2(\varphi - \beta). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $W_s(b)$ — собственная энергия краевой дислокации (с учетом энергии ядра) с модулем вектора Бюргерса b , $W_{\text{int}}(b_1, \alpha_1, x_1, y_1, b_2, \alpha_2, x_2, y_2)$ — энергия упругого взаимодействия краевых дислокаций, расположенных в точках с координатами (x_1, y_1) и (x_2, y_2) , векторы Бюргерса которых равны по модулю соответственно b_1 и b_2 , а направление задается углами α_1 и α_2 между ними и осью x (здесь и далее используется система координат, показанная на рис. 1), $(x_{1(1)}^b, y_{1(1)}^b)$ — координаты первой испущенной дислокации (на первом шаге), φ_d — угол между вектором \mathbf{b}_d и осью x , γ_{sf} — энергия дефекта упаковки, β — угол между направлением действия максимальных сдвиговых напряжений и плоскостью границы зерна (см. рис. 1). Энергия ΔW_i для $i \geq 2$, в свою очередь, представляется в виде следующего выражения, учитывающего собственные энергии возникающих на i -м шаге новых дислокаций (зернограничной, испускаемой частичной и разностной), их взаимодействие

между собой, уже существующими с предыдущих этапов дислокациями и внешним напряжением, а также энергии дефектов упаковки и двойниковых границ

$$\begin{aligned} \Delta W_i &= W_s(b) + W_s(b_d) - W_s(b_{gb}) \\ &+ \sum_{j=1}^{i-1} W_{\text{int}}(b, \varphi, x_{i(i)}^b, y_{i(i)}^b, b, \varphi, x_{j(i-1)}^b, y_{j(i-1)}^b) \\ &+ \sum_{j=1}^i W_{\text{int}}(b, \varphi, x_{i(i)}^b, y_{i(i)}^b, b_d, \varphi_d, x_j^{b_d}, 0) \\ &+ \sum_{j=1}^{i-1} W_{\text{int}}(b_d, \varphi_d, x_i^{b_d}, y_i^{b_d}, b_d, \varphi_d, x_j^{b_d}, 0) \\ &+ \sum_{j=1}^{i-1} W_{\text{int}}(b_d, \varphi_d, x_i^{b_d}, 0, b, \varphi, x_{j(i-1)}^b, y_{j(i-1)}^b) \\ &- \sum_{j=1}^{i-1} W_{\text{int}}(b_{gb}, 0, x_i^{b_d}, 0, b_d, \varphi_d, x_j^{b_d}, 0) \\ &- \sum_{j=1}^{i-1} W_{\text{int}}(b_{gb}, 0, x_i^{b_d}, 0, b, \varphi, x_{j(i-1)}^b, y_{j(i-1)}^b) \\ &+ W_i^\gamma - W_{i-1}^\gamma - \tau b \cos 2(\varphi - \beta) \left(\sum_{j=1}^i l_{j(i)} + \sum_{j=1}^{i-1} l_{j(i-1)} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $(x_{j(i)}^b, y_{j(i)}^b)$ — координаты j -й испущенной дислокации на i -м шаге, $x_j^{b_d}$ — x -координата j -й сидячей дислокации (их y -координаты равны нулю), W_i^γ — суммарная энергия двойниковых границ и дефектов упаковки на i -м шаге.

Запишем все величины, входящие в формулы (1) и (2). Собственная энергия краевой дислокации задается известной формулой [14]

$$W_s(b) = \frac{Db^2}{2} \left(\log \frac{R}{b} + 1 \right), \quad (3)$$

где $D = G/[2\pi(1-\nu)]$, G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, R — внешний радиус экранирования напряжений дислокации. Энергия взаимодействия дислокаций может быть рассчитана по стандартной методике [16] как работа по зарождению одной дислокации в поле другой (пример такого расчета см., например, в работе [17]). Опуская промежуточные вычисления приведем здесь конечный результат

$$\begin{aligned} W_{\text{int}}(b_1, \alpha_1, x_1, y_1, b_2, \alpha_2, x_2, y_2) &= Db_1 b_2 \left(\frac{\cos(\alpha_1 - \alpha_2)}{2} \ln \frac{R^2}{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \right. \\ &\left. - \frac{(y_1 - y_2)((y_1 - y_2) \cos(\alpha_1 + \alpha_2) - (x_1 - x_2) \sin(\alpha_1 + \alpha_2))}{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

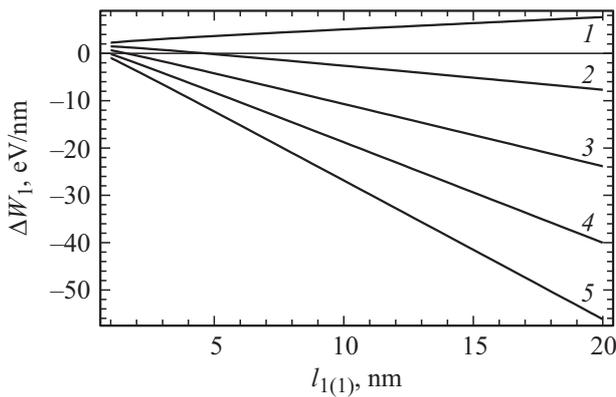


Рис. 2. Типичный вид зависимостей изменения энергии ΔW_1 от расстояния $l_{1(1)}$ испускания первой частичной дислокации. Кривые рассчитаны на примере меди (Cu) для следующих значений параметров: $b_{gb} = 1 \text{ \AA}$, $\varphi = 15^\circ$, $\beta = \varphi$, $\tau = 0.001G$, $0.02G$, $0.04G$, $0.06G$ и $0.08G$ (кривые 1–5 соответственно).

Вектор Бюргерса \mathbf{b}_d разностной дислокации равен разности векторов Бюргерса исходной дислокации \mathbf{b}_{gb} и испускаемой \mathbf{b} . Следовательно (см. рис. 1, а),

$$b_d = \sqrt{(b_{gb} - b \cos \varphi)^2 + (b \sin \varphi)^2},$$

$$\varphi_d = \arctg \frac{b \sin \varphi}{b_{gb} - b \cos \varphi}. \quad (5)$$

Координаты $x_{j(i)}^b$, $y_{j(i)}^b$ испущенных дислокаций, а также координаты $x_i^{b_d}$ сидячих дислокаций задаются как

$$x_{j(i)}^b = -(j - 1)h + l_{j(i)} \cos \varphi, \quad y_{j(i)}^b = l_{j(i)} \sin \varphi, \quad (6)$$

$$x_i^{b_d} = -(i - 1)h. \quad (7)$$

Энергия W_i^y найдена в работе [15] и представляется как

$$W_1^y = \gamma_{sf} l_{1(1)},$$

$$W_i^y = \gamma_{sf} (l_{1(i)} - l_{2(i)}) + 2\gamma_{tb} l_{2(i)}, \quad i \geq 2. \quad (8)$$

Здесь γ_{tb} — энергия двойниковой границы.

Таким образом, формулы (1)–(8) позволяют вычислить изменение полной энергии системы ΔW_i на любом шаге процесса. В первую очередь мы рассчитали характеристическое изменение энергии ΔW_1 , определяющее расщепление первой зернограничной дислокации и начало всего процесса, на примере меди (Cu). Для этого материала характерны следующие значения параметров задачи: $G = 48 \text{ GPa}$, $\nu = 0.34$ [14], $\gamma_{sf} = 0.06 \text{ J/m}^2$, $\gamma_{tb} = 0.024 \text{ J/m}^2$ [18]. В качестве частичных дислокаций рассматривались дислокации типа Шокли, вектор Бюргерса которых в меди равен $b = 1.47 \text{ \AA}$. Межплоскостное расстояние для плоскостей скольжения (111) этих дислокаций в ГЦК металлах равно $p = a/\sqrt{3}$, где a — параметр решетки. Для меди $a = 3.61 \text{ \AA}$ [14].

На рис. 2 приведены типичные кривые зависимостей изменения энергии ΔW_1 от расстояния $l_{1(1)}$ (в диапа-

зоне от 1 до 20 nm) испускания дислокации, рассчитанные для значений $b_{gb} = 1 \text{ \AA}$, $\varphi = 15^\circ$, $\beta = \varphi$ и разных уровней приложенного напряжения $\tau = 0.001G$, $0.02G$, $0.04G$, $0.06G$ и $0.08G$ (кривые 1, 2, 3, 4 и 5 соответственно). Хорошо видно, что зависимость $\Delta W_1(l_{1(1)})$ при относительно низких значениях напряжений является монотонно возрастающей и положительной, т.е. $\Delta W_1 > 0$ во всем диапазоне значений параметров, и испускание дислокаций принципиально невозможно. При более высоких напряжениях возрастание может сменяться убыванием и изменение энергии может становиться отрицательным, т.е. испускание становится энергетически разрешенным и может реализовываться при условии преодоления системой некоторого энергетического барьера. Повышение напряжения, как показывает рис. 2, ведет к снижению барьера и при некотором критическом напряжении он может становиться равным нулю, т.е. при этом напряжении испускание первой частичной дислокации протекает безбарьерно (см. кривые 4 и 5 на рис. 2). Также из рис. 2 видно, что напряжения для безбарьерного испускания дислокации весьма велики ($\sim 0.1G$). Такой уровень напряжений недостижим в наноматериалах при обычном квазистатическом нагружении, но является типичным при высокоскоростной деформации, испытаниях индентированием и на накопальных Бриджмена, а также в нанопроволоках и микроколоннах малого диаметра. Другим следствием такого уровня напряжений является тот факт, что испущенная дислокация не имеет равновесного положения вблизи точки зарождения (кривые 4 и 5 на рис. 2 монотонно убывающие и не имеют локальных минимумов), а следовательно, движется до остановки каким-либо препятствием. В рамках модели мы введем ограничение на перемещение испущенных дислокаций, равное размеру зерна d , т.е. дислокация проходит через все зерно и останавливается на противоположной границе зерна. В этом случае равновесное расстояние испускания $l_{1(1)}$ в случае энергетической выгоды такового всегда будет равно d и более не меняется.

Для анализа возможности испускания последующих дислокаций, как уже упоминалось выше, использовался энергетический критерий: $\Delta W_i \leq 0$ при $l_{i(i)} = 1 \text{ nm}$ и $l_{i(j)}$ для $j = 1, \dots, i - 1$, имеющими равновесные значения, определяемые из условия минимума энергии ΔW_{i-1} на предыдущем шагу. Иными словами, фиксировались равновесные значения координат дислокаций, полученные на предыдущем шагу, помещалась новая дислокация на расстояние 1 nm от точки зарождения и проверялся знак изменения энергии. В случае если $\Delta W_i \leq 0$, полагалось, что испускание дислокации возможно и оно протекает безбарьерно. Выполнив эту процедуру в диапазоне разных значений приложенного напряжения τ , можно найти критическое напряжение τ_c (минимально возможное напряжение) для зарождения двойника, образованного n частичными дислокациями. Поскольку число n напрямую связано с шириной двойника как $h = (n - 1)p$, удобно перейти к зависимости $\tau_c(h)$. На рис. 3, а и 3, б приведены примеры таких зависимостей в меди, рассчитанные для значений $b_{gb} = 1 \text{ \AA}$, $\beta = \varphi$. Кривые на

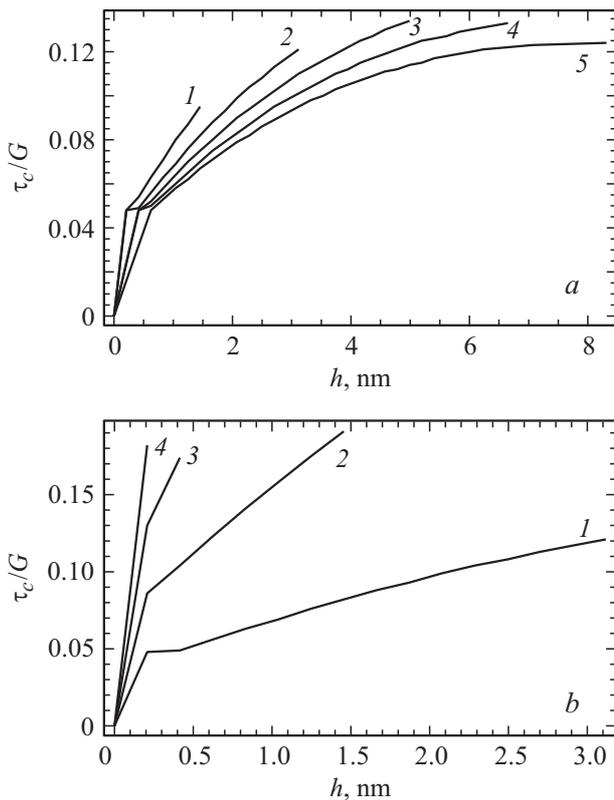


Рис. 3. Зависимость критического напряжения τ_c , при котором реализуется безбарьерное зарождение двойников, от ширины двойников в меди для следующих значений параметров: $b_{2b} = 1 \text{ \AA}$, $\beta = \varphi$. *a* — кривые 1–5 рассчитаны для $\varphi = 10^\circ$ и размеров зерна $d = 10, 20, 30, 40$ и 50 nm . *b* — кривые 1–4 рассчитаны для $d = 20 \text{ nm}$ и значений угла $\varphi = 10, 15, 20$ и 25° .

рис. 3, *a* рассчитаны для значения $\varphi = 10^\circ$ и значений размера зерна $d = 10, 20, 30, 40$ и 50 nm (кривые 1–5 соответственно). Хорошо видно, что критическое напряжение τ_c уменьшается с ростом размера зерна, что легко объяснимо уменьшением сопротивления испусканию новых дислокаций со стороны уже испущенных дислокаций. На рис. 3, *b* кривые рассчитаны для размера зерна $d = 20 \text{ nm}$ и значений угла $\varphi = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$ и 25° (кривые 1–4 соответственно). По этим кривым хорошо видно, что чем больше угол φ , тем большие напряжения требуются для зарождения двойника. Причиной этого является ухудшение условий для расщепления зернограницных дислокаций: рост угла φ приводит к увеличению вектора Бюргерса \mathbf{b}_d разностных дислокаций. Кривые на рис. 3 ограничены справа, так как предельная ширина двойника также ограничена длиной границы зерна, из которой он испускается (если принять длину границы, равной размеру зерна d , то максимальная ширина двойника равна $d \sin \varphi$).

В работе [15], где была развита схожая модель зарождения двойников на неравновесных границах, также исследовалась форма двойника и было показано, что в определенных условиях двойники могут иметь как

плоский фронт (испущенные дислокации проходят одинаковое расстояние), так и клиновидный (дислокации, испущенные на более поздних этапах, проходят меньшее расстояние). В настоящей работе мы также выполнили подобный анализ путем минимизации изменения энергии ΔW_i как функции переменных $l_{i(j)}$. Расчеты показали, что все дислокации аналогично первой испущенной не имеют равновесного положения внутри зерна. Они всегда достигают противоположной границы, т. е. образующийся двойник пересекает все зерно и имеет плоский фронт.

Графики на рис. 3 еще раз подтверждают, что типичные величины механических напряжений, необходимых для зарождения двойников на зернограницных дислокациях, весьма велики ($\sim 0.1G$). Такой уровень напряжений в нанокристаллических металлах обычно недостижим при квазистатическом нагружении, однако может быть достигнут при высокоскоростной деформации, испытаниях индентированием и на наковальнях Бриджмена, а также в нанопроволоках и микроколоннах малого диаметра. Сравнение с результатами нашей предыдущей работы [13], где исследовалось зарождение одиночных дислокаций на скользящих зернограницных, показывает, что зарождение двойников в целом реализуется при более низких приложенных напряжениях.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе предложена модель зарождения деформационных двойников в результате последовательных актов расщепления скользящих зернограницных дислокаций с испусканием частичных дислокаций в тело зерна. Найдены выражения для изменений полной энергии системы в результате такого процесса и выполнен ее расчет на примере меди (Cu). На основании анализа этой энергии рассчитаны критические напряжения для зарождения двойников, при которых процесс протекает безбарьерно, в зависимости от их ширины. Было показано, что критические напряжения снижаются с ростом размера зерна и повышаются при увеличении угла испускания дислокаций относительно плоскости границы зерна. Типичный уровень напряжений зарождения двойников довольно велик ($\sim 0.1G$) и, как правило, достижим только при высокоскоростной деформации, испытаниях индентированием и на наковальнях Бриджмена, а также в нанопроволоках и микроколоннах малого диаметра. Однако этот уровень ниже, чем критические напряжения для зарождения одиночных дислокаций, найденные в работе [13].

Список литературы

- [1] I.A. Ovid'ko. *Int. Mater. Rev.* **50**, 65 (2005).
- [2] M. Dao, L. Lu, R.J. Asaro, J.T.M. De Hosson, E. Ma. *Acta Mater.* **55**, 4041 (2007).
- [3] C.S. Pande, K.P. Cooper. *Progr. Mater. Sci.* **54**, 689 (2009).

- [4] C.C. Koch, I.A. Ovid'ko, S. Seal, S. Veprek. *Structural Nanocrystalline Materials: Fundamentals and Applications*. Cambridge University Press, Cambridge (2007). 364 p.
- [5] Y. Estrin, A. Vinogradov. *Acta Mater.* **61**, 782 (2013).
- [6] Г.А. Малыгин. *УФН* **181**, 1129 (2011).
- [7] Р.Ф. Альмухаметов, Л.А. Габдрахманова, И.З. Шарипов, Я.Ф. Абзгильдин. *ФТТ* **56**, 224 (2014).
- [8] О.А. Маслова, Ф.В. Широков, Ю.И. Юзюк, М.Е. Marssi, M. Jain, N. Ortega, R.S. Katiyar. *ФТТ* **56**, 308 (2014).
- [9] Н.В. Токий, В.В. Токий, А.Н. Пилипенко, Н.Е. Письменова. *ФТТ* **56**, 966 (2014).
- [10] В.А. Москаленко, В.И. Бетехтин, Б.К. Кардашев, А.Г. Кадомцев, А.Р. Смирнов, Р.В. Смолянец, М.В. Нарыкова. *ФТТ* **56**, 1539 (2014).
- [11] S.V. Bobylev, I.A. Ovid'ko. *Acta Mater.* **88**, 260 (2015).
- [12] Y.T. Zhu, X.Z. Liao, X.-L. Wu. *Progr. Mater. Sci.* **57**, 1 (2012).
- [13] S.V. Bobylev, I.A. Ovid'ko. *J. Phys. D* **48**, 035 302 (2015).
- [14] Дж. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций*. Атомиздат, М. (1972). 599 с.
- [15] I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba. *Int. J. Plasticity* **62**, 50 (2014).
- [16] T. Mura. *Micromechanics of defects in solids*. Martinus Nijhoff, Dordrecht (1987). 587 p.
- [17] A.A. Fedorov, M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Acta Mater.* **51**, 887 (2003).
- [18] S. Kibey, J.B. Liu, D.D. Johnson, H. Sehitoglu. *Acta Mater.* **55**, 6843 (2007).