

07,12

Влияние когерентных нановключений на стимулируемую напряжением миграцию малоугловых границ зерен в нанокompозитах

© Я.В. Конаков^{1,2}, И.А. Овидько¹⁻³, А.Г. Шейнерман¹⁻³

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

² Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

E-mail: asheinerman@gmail.com

(Поступила в Редакцию 4 марта 2016 г.)

Построена теоретическая модель, которая эффективно описывает стимулируемую напряжением миграцию малоугловых границ наклона в нанокompозитах с нанокристаллическими или ультрамелкозернистыми металлическими матрицами, содержащих ансамбли когерентных нановключений. В рамках модели малоугловые границы наклона рассматриваются как стенки краевых дислокаций, которые под действием напряжения скользят в металлической матрице и могут проникать внутрь нановключений. В результате моделирования методом дислокационной динамики выявлены три основных режима стимулированной напряжением миграции малоугловых границ зерен. В первом режиме мигрирующие границы полностью тормозятся нановключениями, и их миграция быстро прекращается, а дислокации, составляющие границы зерен, достигают равновесных положений. Во втором режиме некоторые сегменты движущихся границ зерен удерживаются нановключениями, а оставшиеся сегменты продолжают мигрировать на большие расстояния. В третьем режиме все сегменты границ (за исключением сегментов, находящихся на границах включений) мигрируют на большие расстояния. Исследованы характеристики данных режимов и проведены расчеты критических сдвиговых напряжений для переходов между режимами.

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

1. Введение

Нанокристаллические (НК) и ультрамелкозернистые (УМЗ) металлические материалы демонстрируют уникальные физические и механические свойства, которые представляют собой предмет интенсивных исследований (см., например, [1–15]). В частности, металлические НК- и УМЗ-металлы обладают превосходными механическими свойствами, в том числе высокими прочностными характеристиками, высокой износостойкостью, способностью некоторых наноматериалов к сверхпластической деформации (см. обзоры [1–10]). Известно, что данные свойства во многом задаются физическими механизмами пластической деформации подобных материалов, такими как скольжение решеточных дислокаций, двойникование, зернограничное скольжение, стимулированная напряжением атермическая миграция границ зерен (ГЗ) [1–10]. При этом атермическая миграция ГЗ под воздействием внешней механической нагрузки может привести к росту зерен, и, следовательно, к деградации зависящих от размера зерен функциональных свойств НК- и УМЗ-материалов.

На данный момент довольно широко исследованы механизмы миграции ГЗ под действием приложенного напряжения в однородных НК- и УМЗ-металлических материалах [16–29]. Вместе с тем как экспериментальному,

так и теоретическому изучению НК- и УМЗ-композитных материалов, содержащих включения второй фазы, посвящено лишь небольшое число работ. В недавних исследованиях [30,31] рассматривались влияние керамических включений Al_2O_3 на миграцию ГЗ под действием внешней нагрузки и рост зерен в нанокompозитах на основе алюминия и его сплавов. В данных работах изучалась горячая прокатка алюминия, содержащего некогерентные частицы Al_2O_3 , при температуре $400^\circ C$, а также отжиг (без прокатки) при $600^\circ C$. В первом случае наблюдался значительный рост зерен, в то время как во втором он практически отсутствовал. В работе [32] изучалась миграция ГЗ под действием растягивающей нагрузки в УМЗ-сплаве $Al_3Mg_{0.2}Sc$, содержащем когерентные нановключения Al_3Sc , при температуре $300^\circ C$. В результате проведенных авторами экспериментов была выявлена массовая миграция малоугловых ГЗ, при этом высокоугловые ГЗ не мигрировали.

Помимо экспериментальных исследований стимулированной напряжением миграции ГЗ и роста зерен в нанокompозитных материалах недавно был предложен ряд моделей, описывающих такую миграцию. Так, в работах [31,33] рассмотрен рост зерен в композите с алюминиевой матрицей и керамическими нановключениями (наночастицами). Также с помощью метода трехмерной дислокационной динамики была смодели-

рована миграция малоугловых ГЗ в композите, содержащем некогерентные включения [34]. Однако в работах [31,33,34] не учитывалось влияние тройных стыков ГЗ на миграцию границ зерен. Недавно методом двумерной дислокационной динамики была проанализирована миграция малоугловых ГЗ в НК- и УМЗ-материалах, содержащих когерентные [35] и некогерентные [36,37] нановключения, с учетом влияния тройных стыков ГЗ на данный процесс. В работах [35–37] было показано, что включения оказывают значительное влияние на критическое напряжение, необходимое для существенной миграции ГЗ, в зависимости от геометрических параметров системы. В работе [35] рассматривалась миграция ГЗ лишь возле одиночных изолированных когерентных включений. Целью настоящей работы является более детальный теоретический анализ процесса стимулированной напряжением миграции малоугловых ГЗ в нанокompозитах с когерентными нановключениями, а также изучение влияния на данный процесс ансамблей нановключений с учетом их коллективных эффектов.

2. Стимулируемая напряжением миграция малоугловой границы зерен в нанокompозитном материале, содержащем когерентные нановключения: модель

Рассмотрим металлический нанокompозитный материал, состоящий из НК- или УМЗ-матрицы и когерентных нановключений второй фазы (рис. 1). Исследуем случай, когда малоугловые границы наклона в его матрице, моделируемые как однородные стенки краевых решеточных дислокаций, мигрируют под действием приложенного напряжения. Когерентные нановключения в рассматриваемом композите имеют тот же тип кристаллической решетки, что и металлическая матрица, а их кристаллические плоскости параллельны. В рамках предложенной модели межфазные границы между нановключениями и матрицей композита когерентны, так что пограничный монослой атомов в равной степени принадлежит решеткам матрицы и включения. Различие между параметрами решетки металлической матрицы и нановключения создает упругие напряжения, влияющие на миграцию ГЗ в материале.

Будем рассматривать двумерную модель нанокompозитного материала, в рамках которой смоделируем симметричную малоугловую границу наклона AB до начала миграции как стенку краевых решеточных дислокаций с периодом h и равными векторами Бюргерса \mathbf{b} . Малоугловая граница наклона характеризуется разориентацией θ , которая связана с периодом h и величиной b вектора Бюргерса соотношением Франка $\sin(\theta/2) = b/(2h)$. Следуя подходу, предложенному в работах [35,36], будем полагать, что тройные стыки A и B являются

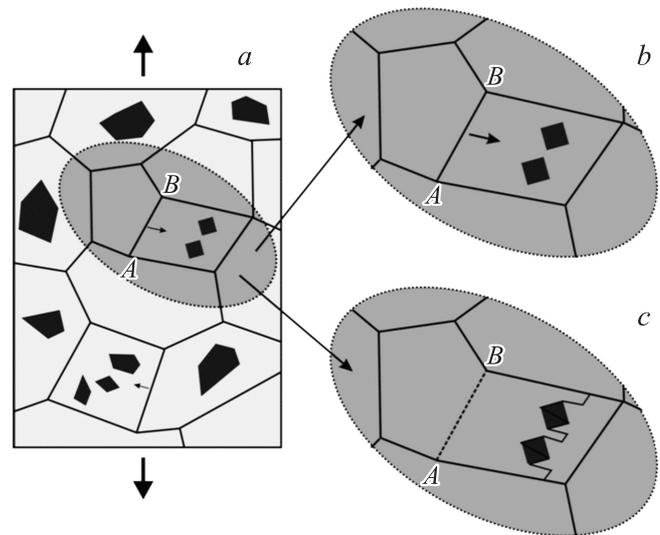


Рис. 1. Миграция границ зерен под действием внешней нагрузки в нанокompозитном материале, состоящем из нанокристаллической или ультрамелкозернистой металлической матрицы и когерентных нановключений. *a* — общий вид нанокompозитного материала; *b* — увеличенная область части *a*, содержащая нановключения и границу зерен AB в начальном состоянии перед миграцией; *c* — увеличенная область части *a*, содержащая нановключения и границу зерен AB в конечном состоянии после миграции.

скомпенсированными и содержат клиновые дисклинации мощностью ω и $-\omega$, абсолютная величина ω которых зависит от угла разориентации θ (рис. 2, *a*). При этом дальнедействующее поле напряжений, создаваемое стенкой краевых дислокаций, полностью скомпенсировано полями напряжений дисклинаций.

Далее рассмотрим миграцию малоугловой границы наклона AB под действием приложенного сдвигового напряжения τ . Для простоты предположим, что в рассматриваемой двумерной модели нановключения имеют форму квадрата, а их количество перед фронтом мигрирующей границы AB равно P . Обозначим длины сторон квадратных нановключений как d_m , а углы между одной из сторон нановключений и нормалью к плоскости ГЗ — как α_m , где $m = 1, \dots, P$ (рис. 2).

Для моделирования миграции малоугловой симметричной границы наклона под действием внешнего напряжения будем использовать методы двумерной дислокационной динамики в твердых телах [38–40]. Также, чтобы пренебречь эффектами, связанными с термоактивированной миграцией ГЗ, будем рассматривать случай низких гомологических температур. Таким образом, в рамках нашей модели каждая из дислокаций в ГЗ/ AB находится под действием сил, создаваемых сдвиговым напряжением τ , дисклинациями в тройных стыках A и B границ зерен, другими дислокациями рассматриваемой ГЗ, а также полями напряжений, созданными включениями. Предполагая, что каждая дислокация движется только вдоль своей плоскости скольжения (вдоль оси x в

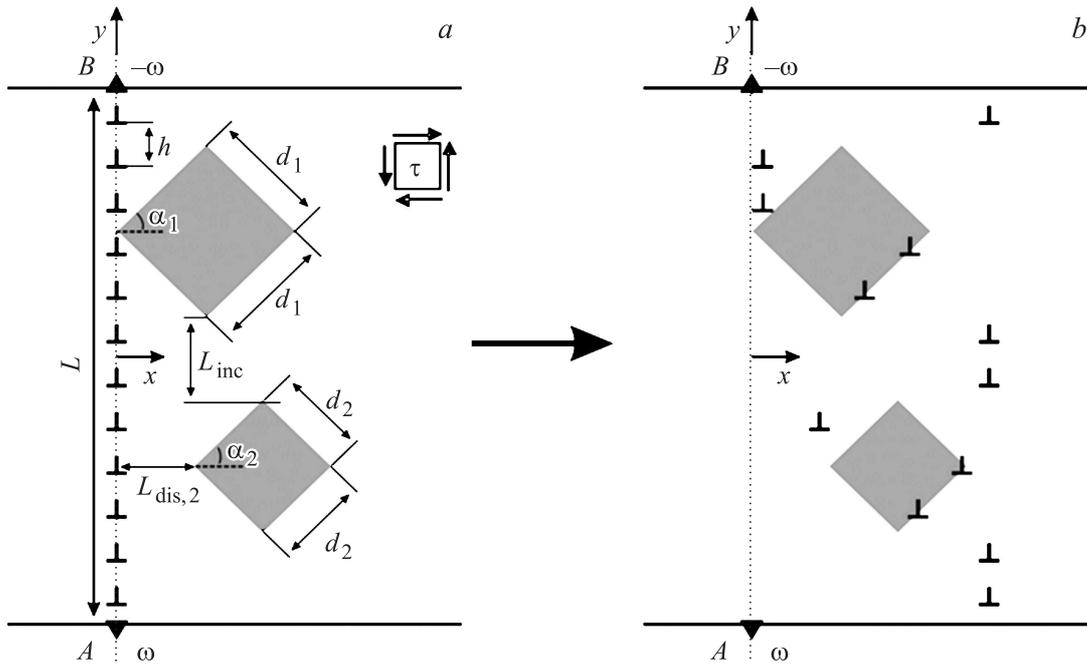


Рис. 2. Миграция малоугловой границы наклона AB возле когерентных нановключений. a — геометрия границы в исходном состоянии, плоская граница рассматривается как стенка краевых решеточных дислокаций; b — геометрия границы после миграции.

системе координат, изображенной на рис. 2), одномерное движение дислокаций можно описать зависимостями $x_i(t)$, где x_i — координата i -й дислокации ($i = 1, \dots, N$), а t — время.

Для моделирования миграции малоугловой ГЗ в композите, состоящем из металлической матрицы и когерентных включений, в первом приближении пренебрежем разницей упругих модулей матрицы и включения и будем описывать такой композит как упругоизотропное твердое тело с модулем сдвига G и коэффициентом Пуассона ν . Тогда проекция F_i силы, действующей на i -ю дислокацию со стороны внешнего напряжения, дисклинационного диполя и других дислокаций мигрирующей ГЗ, на ось x имеет вид [38]

$$F_i = b\tau + Db^2 \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^N \frac{(x_i - x_k)[(x_i - x_k)^2 - (y_i - y_k)^2]}{[(x_i - x_k)^2 + (y_i - y_k)^2]^2} - Db\omega \left(\frac{x_i(y_i + L/2)}{x_i^2 + (y_i + L/2)^2} - \frac{x_i(y_i - L/2)}{x_i^2 + (y_i - L/2)^2} \right), \quad (1)$$

где $D = G/(2\pi(1 - \nu))$, L — длина ГЗ, а (x_i, y_i) — координаты i -й дислокации, причем $y_i = h(i - 1/2) - L/2$.

Рассмотрим типичный случай, когда матрица и нановключения имеют кубические кристаллические решетки, каждая из которых характеризуется одним параметром решетки. Обозначим параметры кристаллической решетки матрицы и включения как a_{mt} и a_{np} соответственно. Различие между параметрами решетки матрицы и включений приводит к возникновению следующей дила-

тационной собственной деформации нановключений:

$$\varepsilon^* = \varepsilon_{xx}^* = \varepsilon_{yy}^* = \varepsilon_{zz}^* = (a_{np} - a_{mt})/a_{mt}, \quad (2)$$

где ε_{xx}^* , ε_{yy}^* и ε_{zz}^* — компоненты тензора собственной деформации в декартовой системе координат (x, y, z) . Ансамбль нановключений, характеризующихся такой собственной деформацией, создает упругие напряжения, которые действуют с силой F_i^{np} на i -ю дислокацию мигрирующей границы AB . Эта сила определяется выражением $F_i^{np} = b\sigma_{ij}^{np}(x_i, y_i)$, где σ_{ij}^{np} — поле напряжений, создаваемых ансамблем нановключений, рассчитываемое с помощью известных формул [41]. Таким образом, проекция результирующей силы F_i^s , действующей на i -ю дислокацию, выражается как $F_i^s = F_i^{np} + F_i$.

Уравнения движения дислокаций, составляющих рассматриваемую ГЗ (рис. 2), имеют вид [38]

$$m \frac{d^2x_i}{dt^2} + \beta \frac{dx_i}{dt} = F_i + F_i^{np}, \quad i = 1, \dots, N, \quad (3)$$

где β — коэффициент вязкости, $m = \rho b^2/2$ — масса дислокации, ρ — плотность материала [38]. Численное решение уравнений позволяет рассчитать координаты движущихся дислокаций и таким образом построить профили мигрирующих ГЗ.

3. Результаты

С помощью уравнений (1)–(3) мы провели численное моделирование миграции малоугловой ГЗ в ком-

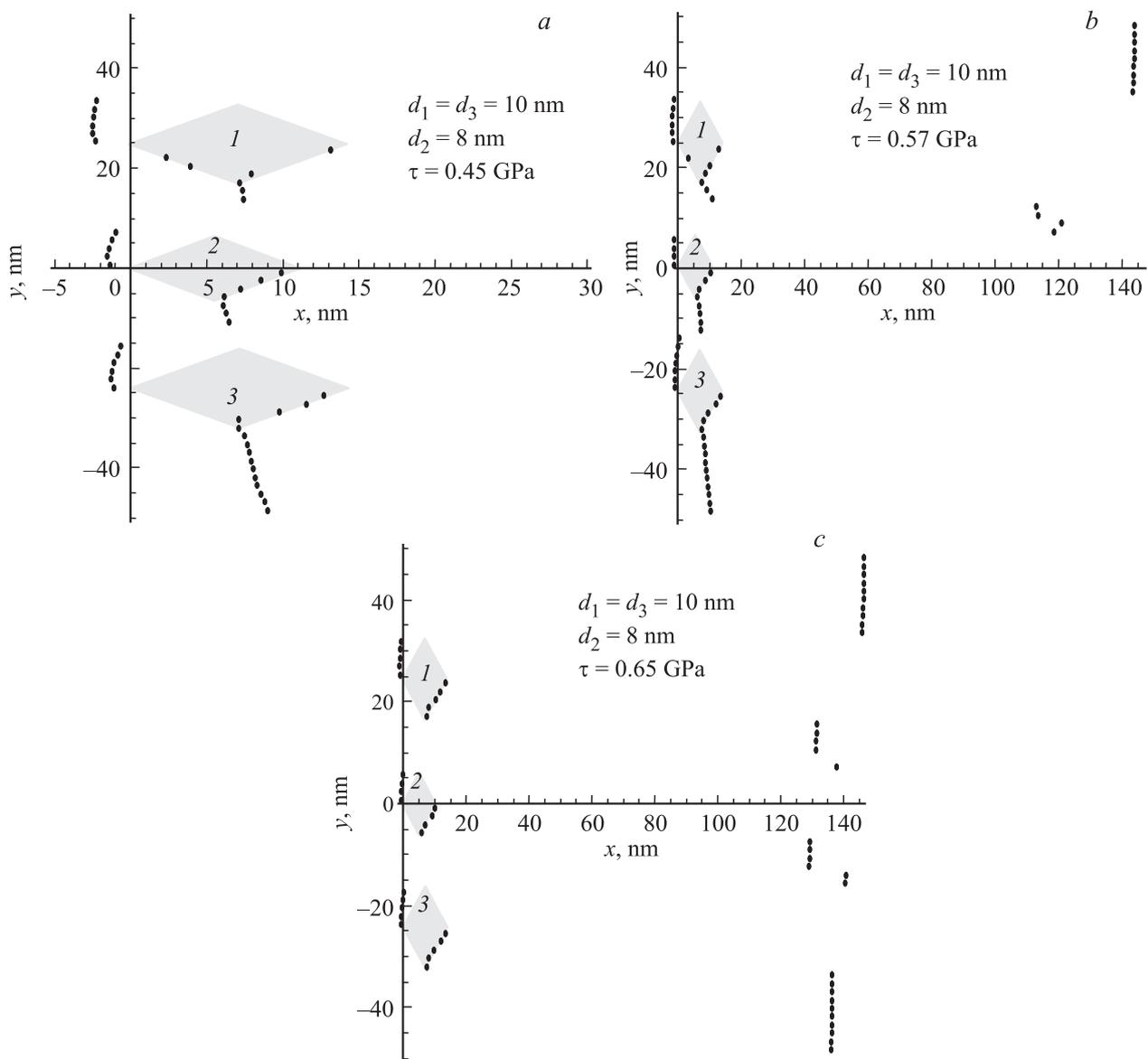


Рис. 3. Геометрия малоугловой границы зерен, мигрирующей в зерне с тремя включениями, изначально расположенными непосредственно перед границей. *a* — равновесный профиль мигрирующей границы зерен, соответствующий режиму ограниченной миграции; *b, c* — неравновесные профили мигрирующей границы зерен, отвечающие смешанному и неограниченному режимам миграции соответственно. Точками показаны положения дислокаций, составляющих малоугловую границу.

позите, содержащем когерентные включения. Был рассмотрен случай нанокомпозита с алюминиевой матрицей, имеющий следующие параметры: $G = 27$ GPa, $\nu = 0.35$, $b = 0.143$ nm, $\rho = 2700$ kg · m⁻³, а также $\beta = 5 \cdot 10^{-5}$ Pa · s [42]. Кроме того, были использованы значения $\alpha_m = 45^\circ$, $\omega = 5^\circ$ и $N = 60$ (последнее значение соответствует длине ГЗ 98.3 nm).

В результате моделирования были выявлены три характерных режима миграции ГЗ: ограниченный, смешанный и неограниченный (рис. 3). В случае ограниченной миграции ГЗ (рис. 3, *a*) все дислокации достигают положений равновесия. Данный режим реализуется при сравнительно низких значениях τ . Рис. 3, *b* иллюстрирует случай смешанного режима миграции, когда дислокации

между включениями 1 и 2 свободно мигрируют, в то время как дислокации сегмента между наночастицами 2 и 3 находятся в равновесных положениях. Смешанный режим миграции есть проявление коллективных эффектов нановключений, вызванных стимулируемой напряжением миграцией ГЗ. Он отсутствует для случая изолированных нановключений [26,35] и выражено проявляется в нанокомпозитах с широко варьирующимися размерами нановключений и расстояниями между соседними нановключениями. При неограниченной миграции ГЗ (рис. 3, *c*) происходит фрагментация границы. Иными словами, часть дислокаций, входящих в удерживаемые включениями сегменты, останавливается на границе нановключений или вблизи них, в то время как остальные

дислокации, составляющие свободные сегменты, беспрепятственно мигрируют на значительное расстояние от включений.

Как видно из рис. 3, переходы от ограниченного режима миграции к смешанному и затем от смешанного режима миграции к неограниченному при возрастании сдвигового напряжения τ происходят по достижении им некоторых критических значений τ_{c0} и τ_c соответственно. Согласно результатам проведенного анализа, значения критических напряжений τ_{c0} и τ_c коррелируют, и их соотношение слабо зависит от геометрических параметров системы ($\tau_{c0}/\tau_c = 0.85-0.90$ в широком диапазоне параметров). Поэтому в дальнейшем мы рассмотрим влияние геометрических параметров границ зерен и включений на критическое напряжение τ_c , полагая, что зависимости критических напряжений τ_{c0} и τ_c от этих параметров качественно схожи.

На рис. 4-7 иллюстрируются зависимости критического напряжения τ_c от различных параметров системы. Так, на рис. 4 представлены зависимости критического напряжения τ_c от параметра L_{inc} , определяемого как разность координат вдоль оси y ближайших друг к другу углов соседних включений, для случая двух и трех наночастиц. Кривые на рис. 4 свидетельствуют о постепенном снижении критического напряжения τ_c по

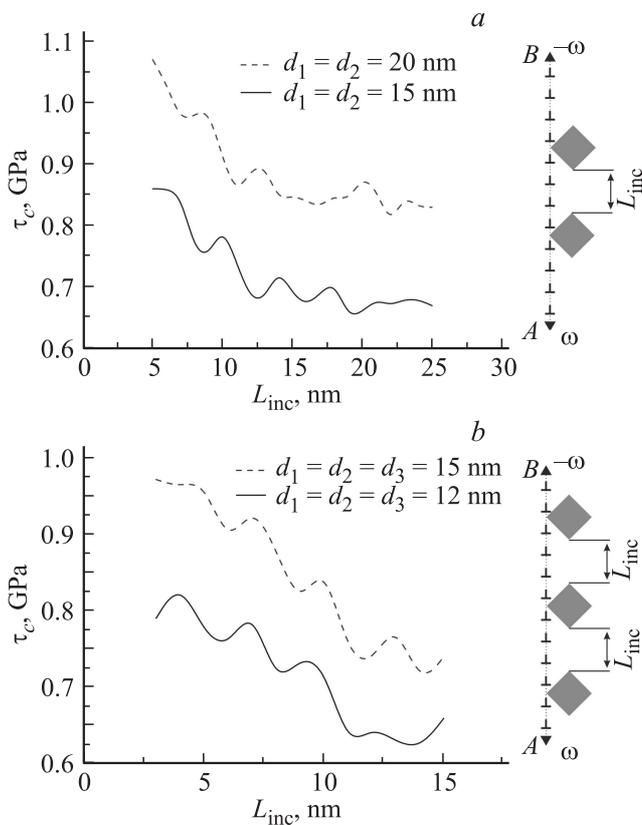


Рис. 4. Зависимости критического напряжения τ_c от параметра L_{inc} , характеризующего расстояние между включениями, для случая, когда включения в исходном состоянии расположены непосредственно перед границей зерен. *a* — случай двух включений, *b* — случай трех включений.

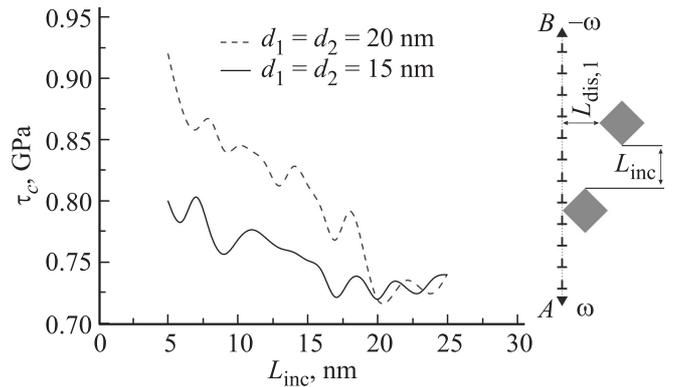


Рис. 5. Зависимости критического напряжения τ_c от параметра L_{inc} , характеризующего расстояние между включениями, при $L_{dis,1} = 20$ nm, $L_{dis,2} = 0$.

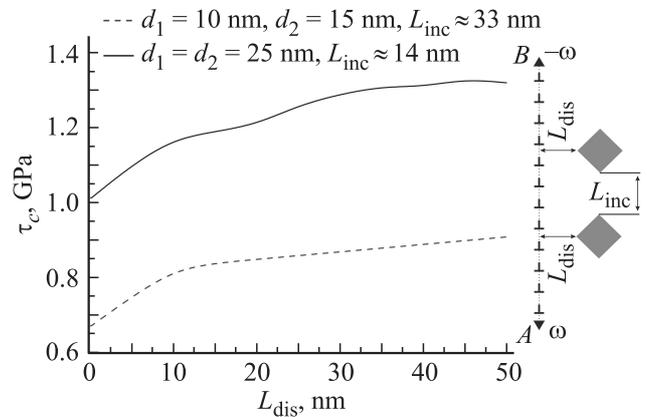


Рис. 6. Зависимости критического напряжения τ_c от расстояния L_{dis} между включениями и исходным положением границы зерен.

мере удаления включений друг от друга. По-видимому, данная тенденция связана с возрастанием среднего расстояния между дислокациями, принадлежащими сегментам мигрирующей ГЗ, остановленным на границах нановключений, и дислокациями, принадлежащими мигрирующим сегментам ГЗ. При этом сила притяжения между дислокациями различных сегментов ослабевает и, как следствие, необходимое критическое напряжение уменьшается.

Обозначим расстояние от левого угла k -го включения до ГЗ перед началом миграции границы как $L_{dis,k}$. На рис. 5 изображен случай, когда перед фронтом ГЗ находятся два включения, причем одно из включений в исходном состоянии (до начала миграции ГЗ) удалено от нее на расстояние $L_{dis,1} = 20$ nm (рис. 5), а другое находится непосредственно перед фронтом ГЗ, т.е. $L_{dis,2} = 0$. Рис. 5 наглядно демонстрирует, что при таком исходном расположении включений относительно ГЗ критическое напряжение τ_c также постепенно снижается с ростом расстояния L_{inc} между включениями при $L_{inc} < 18$ nm. При $L_{inc} > 18$ nm τ_c перестает существенно зависеть от расстояния между включениями.

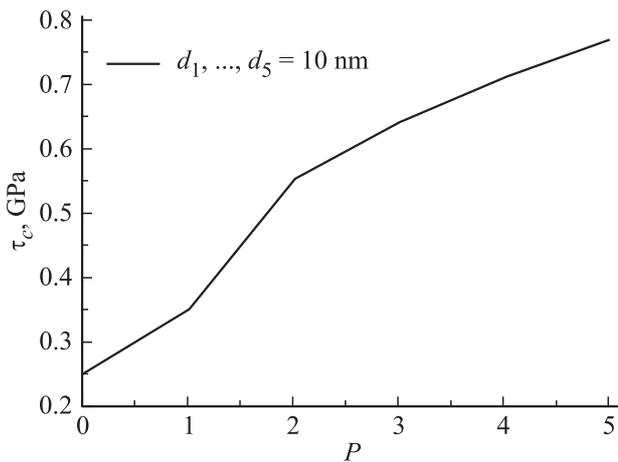


Рис. 7. Зависимость критического напряжения τ_c от количества нановключений P , равномерно распределенных вдоль границы зерен.

На рис. 6 показан случай двух включений, исходно расположенных на одинаковом расстоянии $L_{dis,1} = L_{dis,2} = L_{dis}$ от ГЗ. На этом рисунке изображены зависимости критического напряжения τ_c от расстояния L_{dis} для случая, когда нановключения равноудалены от дисклинаций в тройных стыках и середины ГЗ (оси x). Из рис. 6 следует, что с ростом L_{dis} , т.е. с удалением включений от исходного положения ГЗ, критическое напряжение τ_c возрастает. При этом при достаточно больших значениях параметра L_{dis} влияние этого параметра на критическое напряжение τ_c уменьшается. По-видимому, это связано с уменьшением силы взаимодействия между клиновыми дисклинациями в тройных стыках ГЗ и мигрирующими дислокациями при увеличении расстояния L_{dis} .

На рис. 7 представлена зависимость критического напряжения τ_c , необходимого для свободной миграции всех сегментов ГЗ между включениями, от количества нановключений P для случая, когда включения имеют одинаковый размер и образуют периодический ансамбль перед фронтом ГЗ (см. схему на рис. 7). Из рис. 7 видно, что критическое напряжение τ_c быстро растет с увеличением количества P нановключений. Отсюда можно сделать вывод, что, как и в случае некогерентных включений [37], увеличение объемной доли когерентных наночастиц в теле зерна приводит к увеличению критического напряжения τ_c , необходимого для существенной миграции ГЗ.

4. Заключение

В работе методом дислокационной динамики было проведено моделирование стимулируемой напряжением миграции малоугловых ГЗ в нанокристаллических и ультрамелкозернистых нанокompозитах с металлической матрицей, содержащих когерентные нановключения. В результате моделирования были выявлены три основных режима миграции малоугловых границ.

В первом режиме мигрирующие границы полностью тормозятся включениями, и их миграция прекращается, а дислокации, составляющие ГЗ, достигают равновесных положений. Во втором режиме некоторые сегменты движущихся границ удерживаются нановключениями, а оставшиеся сегменты продолжают мигрировать на большие расстояния. В третьем режиме все сегменты границ (за исключением сегментов, находящихся на границах включений) мигрируют на большие расстояния. Переходы от первого ко второму и от второго к третьему режиму возможны при достижении сдвиговым напряжением критических значений τ_{c0} и τ_c соответственно. При этом критические напряжения увеличиваются с ростом объемной доли включений, а увеличение расстояния между включениями приводит к их снижению.

Полученные в настоящей работе результаты, свидетельствующие о существовании неограниченного и смешанного режимов миграции, при которых сегменты малоугловых ГЗ мигрируют на значительные расстояния в нанокompозитах, хорошо согласуются с данными эксперимента [32] по исследованию стимулируемой напряжением миграции ГЗ в УМЗ-сплаве $Al_3Mg_{0.2}Sc$ с когерентными нановключениями Al_3Sc . Действительно, эксперимент [32] свидетельствует об интенсивной миграции малоугловых ГЗ в алюминиевом сплаве с УМЗ-структурой, что соответствует выявленным в настоящей работе режимам неограниченной и смешанной миграции ГЗ. Вместе с тем высокоугловые ГЗ в деформируемом УМЗ-сплаве не мигрировали. В рамках нашего подхода это объясняется различием структур мало- и высокоугловых ГЗ. Так, малоугловые ГЗ наклона имеют дискретную структуру и представляют собой стенки скользящих решеточных дислокаций (рис. 2). Дислокации объединяются в стенки — малоугловые ГЗ — за счет минимизации их упругой энергии, а последние, как показано в настоящей работе, при действии критического сдвигового напряжения разделяются на мобильные и неподвижные сегменты (рис. 2, а). Высокоугловые ГЗ имеют непрерывную структуру. В металлах они обычно представляют собой непрерывные прослойки (толщиной около 1 nm) между зернами, разделение которых на изолированные сегменты реализуется только при сверхлокализации пластической деформации под действием сверхвысоких напряжений [43] и невозможно в обычных условиях деформирования. Как следствие, стимулируемая напряжением миграция высокоугловых ГЗ в обычных УМЗ-металлах эффективно тормозится нановключениями.

Список литературы

- [1] A.K. Mukherjee. Mater. Sci. Eng. A **322**, 1 (2002).
- [2] I.A. Ovid'ko. Int. Mater. Rev. **50**, 65 (2005).
- [3] M. Kawasaki, T.G. Langdon. J. Mater. Sci. **42**, 1782 (2007).
- [4] M. Dao, L. Lu, R.J. Asaro, J.T.M. De Hosson, E. Ma. Acta Mater. **55**, 4041 (2007).
- [5] C.S. Pande, K.P. Cooper. Progr. Mater. Sci. **54**, 689 (2009).
- [6] Г.А. Малыгин. УФН **181**, 1129 (2011).

- [7] I.A. Ovid'ko, T.G. Langdon. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **30**, 103 (2012).
- [8] R.Z. Valiev, I. Sabirov, A.P. Zhilyaev, T.G. Langdon. *JOM* **64**, 641 134 (2012).
- [9] Y.T. Zhu, X.Z. Liao, X.-L. Wu. *Progr. Mater. Sci.* **57**, 1 (2012).
- [10] Y. Estrin, A. Vinogradov. *Acta Mater.* **61**, 782 (2013).
- [11] Р.Ф. Альмухаметов, Л.А. Габдрахманова, И.З. Шарипов, Я.Ф. Абзильдин. *ФТТ* **56**, 224 (2014).
- [12] О.А. Маслова, Ф.В. Широков, Ю.И. Юзюк, М.Е. Marssi, M. Jain, N. Ortega, R.S. Katiyar. *ФТТ* **56**, 308 (2014).
- [13] Н.В. Токий, В.В. Токий, А.Н. Пилипенко, Н.Е. Письменова. *ФТТ* **56**, 966 (2014).
- [14] 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).
- [15] С.В. Бобылев, И.А. Овидько. *ФТТ* **57**, 2005 (2015).
- [16] M. Jin, A.M. Minor, E.A. Stach, J.W. Morris, Jr. *Acta Mater* **52**, 5381 (2004).
- [17] W.A. Soer, J.T.M. De Hosson, A.M. Minor, J.W. Morris, Jr., E.A. Stach. *Acta Mater.* **52**, 5783 (2004).
- [18] M.Y. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 251 916 (2005).
- [19] F. Sansoz, V. Dupont. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 111 901 (2006).
- [20] D. Pan, T.G. Nieh, M.W. Chen. *Appl. Phys. Lett.* **88**, 161 922 (2006).
- [21] P.L. Gai, K. Zhang, J. Weertman. *Scripta Mater.* **56**, 25 (2007).
- [22] V. Dupont, F. Sansoz. *Acta Mater.* **56**, 6013 (2008).
- [23] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, E.C. Aifantis. *Acta Mater.* **56**, 2718 (2008).
- [24] T.J. Rupert, D.S. Gianola, Y. Gan, K.J. Hemker. *Science* **326**, 1686 (2009).
- [25] S. Cheng, Y. Zhao, Y. Wang, Y. Li, X.-L. Wang, P.K. Liaw, E.J. Lavernia. *Phys. Rev. Lett.* **104**, 255 501 (2010).
- [26] S.V. Bobylev, N.F. Morozov, I.A. Ovid'ko. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 055 504 (2010).
- [27] S.V. Bobylev, N.F. Morozov, I.A. Ovid'ko. *Phys. Rev. B* **84**, 094 103 (2011).
- [28] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, E.C. Aifantis. *Acta Mater.* **59**, 5023 (2011).
- [29] S.V. Bobylev, I.A. Ovid'ko. *Acta Mater.* **88**, 260 (2015).
- [30] Y. Lin, H. Wen, Y. Li, B. Wen, E.J. Lavernia. *Met. Mater. Trans. B* **45**, 795 (2014).
- [31] Y. Lin, B. Xu, Y. Feng, E.J. Lavernia. *J. Alloys Comp.* **596**, 79 (2014).
- [32] K. Dám, P. Lejček. *Mater. Charact.* **76**, 69 (2013).
- [33] Y. Lin, H. Wen, Y. Li, B. Wen, L. Wei, E.J. Lavernia. *Acta Mater.* **82**, 304 (2015).
- [34] T. Zálezák, A. Dlouhy. *Acta Phys. Pol. A* **122**, 450 (2012).
- [35] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **39**, 99 (2014).
- [36] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. *J. Mater. Sci.* **50**, 4430 (2015).
- [37] Ya.V. Konakov, I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. *Mater. Phys. Mech.* **24**, 97 (2015).
- [38] S.V. Bobylev, M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *J. Phys. D* **37**, 269 (2004).
- [39] S.V. Bobylev, M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Acta Mater.* **52**, 3793 (2004).
- [40] E.A. Rzhavtsev, M.Yu. Gutkin. *Scripta Mater.* **100**, 102 (2015).
- [41] M.Yu. Gutkin, A.E. Romanov. *J. Mech. Behav. Mater.* **6**, 275 (1996).
- [42] U.F. Kocks, A.S. Argon, M.F. Ashby. *Progr. Mater. Sci.* **19**, 1 (1975).
- [43] M.Yu. Gutkin, T. Ishizaki, S. Kuramoto, I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba. *Int. J. Plast.* **24**, 1333 (2008).