07

Утолщение искаженных деформацией большеугловых границ зерен 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 27 апреля 2015 г.)

Предложена теоретическая модель, которая описывает искаженные деформацией (неравновесные) большеугловые границы зерен в нанокристаллических и ультрамелкозернистых материалах. В рамках модели дислокационная структура таких границ представляется в виде комбинации стандартной стенки зернограничных дислокаций и захваченных из соседних зерен решеточных дислокаций (неравновесных дислокаций). Рассчитаны энергетические характеристики системы дефектов границы зерна. Показано, что утолщение границы за счет согласованного движения неравновесных дислокаций выгодно и осуществляется безбарьерно. Исследованы зависимости величины утолщения от различных параметров задачи, его типичные значения составляют величину порядка 1.5−2.5 nm, что согласуется с известными экспериментальными данными.

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00199).

1. Введение

Нанокристаллические и ультрамелкозернистые материалы (далее наноматериалы) представляют собой новое поколение функциональных и структурных материалов, обладающих уникальными механическими, физическими и химическими свойствами (см., например, [1–6]). Наноматериалы являются предметом интенсивных научных исследований [1–11], что обусловлено их первостепенной значимостью для современных и будущих высоких технологий. В частности, наноматериалы характеризуются превосходными механическими свойствами, которые выгодно отличают их от обычных крупнозернистых поликристаллов с таким же химическим составом. Примером таких свойств являются высокие пределы текучести и прочности, высокая износостойкость, способность некоторых нанокристаллических металлов и сплавов к сверхпластической деформации [1–6]. Соответственно физика пластической деформации наноматериалов представляет собой предмет интенсивных научных исследований, которые мотивированы значительным потенциалом их практического применения и одновременно фундаментальным интересом к особым механизмам пластической деформации, действующим на наномасштабном уровне.

Уникальные свойства наноматериалов являются следствием размерных эффектов и наноструктуры, где исключительно важную роль в деформационных процессах играют межзеренные границы. Ввиду малости размера зерна границы зерен занимают значительную объемную долю материала и поэтому играют определяющую роль в формировании механических свойств. С другой стороны, обычные внутризеренные механизмы деформации, связанные с движением решеточных дислокаций, в значительной степени подавлены при малых размерах зерен. Как следствие, большинство механизмов пластической деформации в наноматериалах контролируется межзеренными границами [1–6]. Как следствие, изучение особенностей структуры межзеренных границ и их трансформаций представляется исключительно важным для понимания процессов, происходящих в наноматериалах при их деформировании.

Недавно в эксперименте [12] была выявлена интересная особенность: увеличение толщины (до 2−3 nm) искаженных деформацией (неравновесных) границ зерен в массивных ультрамелкозернистых металлических материалах, полученных методом интенсивной пластической деформации. Ранее нами была предложена теоретическая модель миграции искаженных деформацией (неравновесных) малоугловых границ зерен [11], где среди прочего было показано, что такие границы должны расширяться (увеличивать свою толщину) даже в случае отсутствия внешнего механического напряжения. Данный факт находит подтверждение в экспериментальных наблюдениях [12] утолщенных границ зерен в массивных ультрамелкозернистых материалах, изготовленных методом интенсивной пластической деформации. Однако в эксперименте [12] наблюдаются, как правило, большеугловые границы зерен с увеличенной толщиной, а наша предыдущая работа [11] касалась исключительно малоугловых границ. Основная цель настоящей работы — разработка теоретической модели, которая эффективно объясняет утолщение искаженных деформацией (неравновесных) большеугловых границ зерен в наноматериалах.

2. Утолщение искаженных деформацией большеугловых границ зерен: геометрические аспекты

Для описания процесса утолщения искаженных деформацией (неравновесных) большеугловых границ зерен в наноматериалах обобщим модель [11] на случай большеугловых границ зерен. В рамках подхода [11] неравновесная малоугловая граница зерна описывалась как комбинация „равновесных" и „неравновесных" дислокационных ансамблей. Первый ансамбль представляет собой обычную дислокационную стенку (симметричную границу наклона), тогда как второй ансамбль образован решеточными дислокациями, захваченными границей зерна в процессе пластической деформации и распределенными случайным образом вдоль плоскости границы. Аналогичное описание можно предложить и для случая большеугловой границы зерна. Используем для этого модель структурных единиц [13] для обычной (равновесной) большеугловой границы. В рамках этой модели граница образована периодически упорядоченными структурными единицами (атомными кластерами) двух типов (обозначим их α и β; см. рис. 1). Если, например, количество единиц β меньше, чем единиц α, то единицы β называются минорными структурными единицами (minority structural units) и описываются как ядра периодически распределенных зернограничных дислокаций (рис. 1, b). Такие дислокации характеризуются векторами Бюргерса $\mathbf{b}_{\mathrm{gb}}$ (связанными с трансляционной симметрией границы зерна), модуль b_{gb} которых обычно меньше модуля вектора Бюргерса $\mathbf{b}$ решеточных дислокаций и лежит в интервале $b/4$–$b/3$ [13]. В том случае, если единицы β (или α) полностью отсутствуют (рис. 1, a, c), угол разориентировки границы $\theta_\alpha(\theta_\beta)$ определяется исключительно геометрией структурной единицы $\alpha(\beta)$, и граница называется предпочтительной. На зависимости энергии границы зерна от угла разориентировки такой границе соответствует локальный минимум энергии. Однако в общем случае равновесная большеугловая граница состоит из единиц двух типов (рис. 1, b), а ее угол разориентировки задается как $\theta = \theta_\alpha + \Delta\theta_\beta$, где $\Delta\theta_\beta$ — вклад, обеспечиваемый зернограничными дислокациями (единицы β) в суммарную разориентировку границы [13]. Угол $\Delta\theta_\beta$ связан с периодом h зернограничных дислокаций и величиной их вектора Бюргерса b_{gb} следующим соотношением:

$$\Delta\theta_\beta = 2\arctan(b_{\mathrm{gb}}/2h). \qquad (1)$$

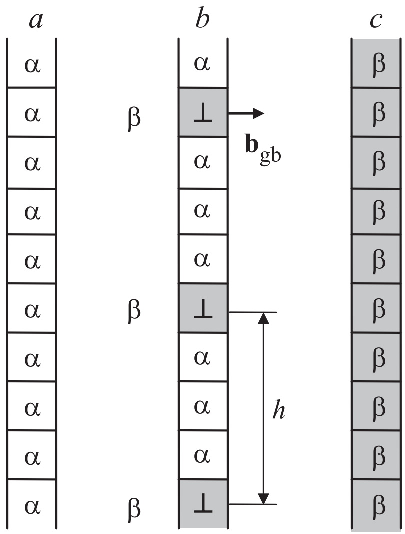

Рис. 1. Модель структурных единиц большеугловой границы (схематично). a — граница зерна образована только структурными единицами α; b — граница зерна состоит из структурных единиц двух типов α и β (зернограничные дислокации связаны со структурными единицами β); c — граница зерна состоит только из структурных единиц β.

Используем теперь описанную выше модель как основу для модели искаженной деформацией большеугловой границы зерна в нанокристаллическом материале (рис. 2). Рассмотрим границу AB длиной d в некотором фрагменте нанокристаллической структуры (рис. 2, a). Пусть эта граница образована структурными единицами двух типов, т. е. в соответствии с изложенным выше содержит периодическую стенку зернограничных дислокаций, характеризующихся вектором Бюргерса $\mathbf{b}_{\mathrm{gb}}$. Теперь в духе модели малоугловой границы [11] будем считать, что искаженная деформацией большеугловая граница также содержит неравновесные решеточные дислокации противоположных знаков $\pm\mathbf{b}$ (рис. 2, b), захваченные из соседних зерен и распределенные случайным образом вдоль плоскости границы. Так же как и в модели [11], будем предполагать, что количество положительных и отрицательных неравновесных дислокаций одинаково, так что эти дислокации не влияют на среднюю разориентировку границы зерна, обеспечивая лишь локальные ее флуктуации около среднего значения θ.

Прочие границы зерна (GB1–GB4), прилегающие к тройным стыкам A и B, полагаются симметричными границами наклона. Однако для простоты мы не будем рассматривать их дислокационную структуру и для учета их влияния на процесс миграции границы AB используем дисклинационную модель [14], согласно которой оборванная с одного конца симметричная граница наклона может быть приближенно представлена как клиновая дисклинация с мощностью, равной

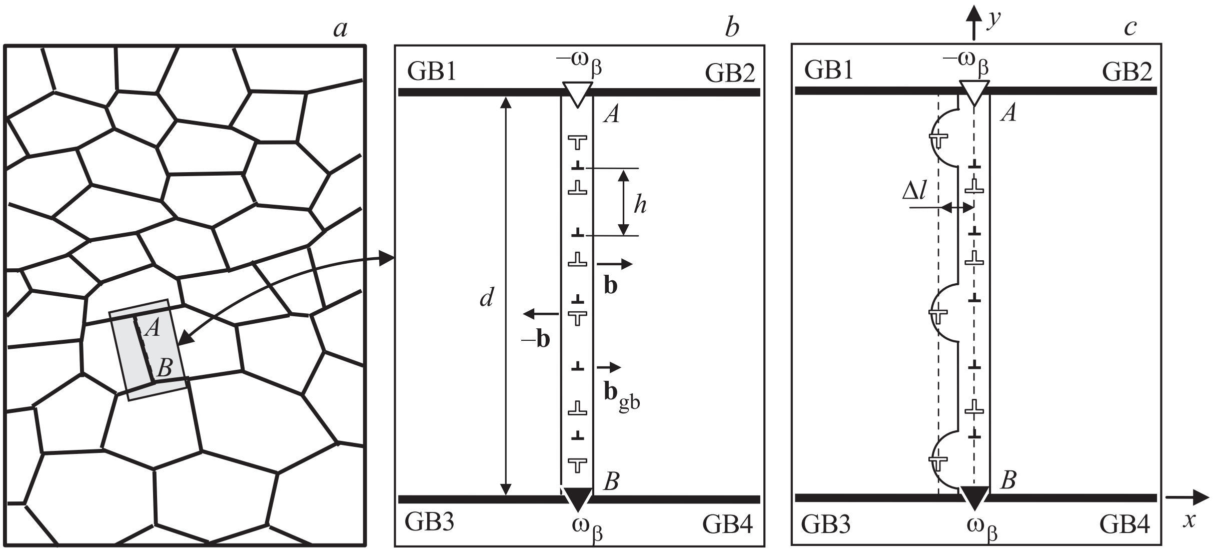

Рис. 2. Модель утолщения искаженной деформацией большеугловой границы зерна со случайно распределенными неравновесными дислокациями. *a* — фрагмент нанокристаллического образца (общий вид), *b* — исходное состояние. Неравновесная граница зерна *AB* моделируется как комбинация стенки зернограничных дислокаций (темные дислокационные значки) и „неравновесной" структуры из положительных и отрицательных решеточных дислокаций (светлые дислокационные значки). Влияние соседних границ зерен (GB1−GB4) описывается дисклинационным диполем *AB* (детали см. в тексте). *c* — расширенная конфигурация границы зерна, в которой отрицательные неравновесные дислокации синхронно смещаются на расстояние Δl из исходного положения.

углу разориентировки границы зерна. Если предположить, что изначально стыки *A* и *B* являются полностью скомпенсированными (т. е. сумма углов разориентировки границ зерен, сходящихся в этом стыке, равна нулю), то угол разориентировки θ границы *AB* равен сумме углов разориентировки остальных двух границ с противоположным знаком. Таким образом, в эквивалентном дисклинационном представлении влияние границ GB1−GB4 представляется в виде диполя клиновых дисклинаций с мощностями $\pm\omega_0$, где $\omega_0 = \theta$. Поскольку угол разориентировки θ границы *AB* складывается из двух частей, определяемых структурными единицами α и β ($\theta = \theta_\alpha + \Delta\theta_\beta$), дисклинационный диполь можно аналогично представить в виде суммы двух диполей: $\omega_0 = \omega_\alpha + \omega_\beta$, где $\omega_\alpha = \theta_\alpha$ и $\omega_\beta = \Delta\theta_\beta$. В рамках нашей модели, однако, часть границы *AB*, представляемая структурными единицами α, является полностью статичной и никак не изменяется в процессе трансформации, которая описывается далее. Поле напряжений структуры α полностью компенсирует поле напряжений диполя ω_α, так что прочие дефекты (зернограничные и неравновесные дислокации) с ним не взаимодействуют. Как следствие, при расчете взаимодействия с границами GB1−GB4 достаточно учитывать вклад $\omega_\beta = \Delta\theta_\beta$, т. е. упругие поля напряжений, создаваемые этими границами, моделируются диполем клиновых дисклинаций, расположенных в стыках *A* и *B* и характеризующихся мощностью $\pm\omega_\beta$ (рис. 2, *b*).

3. Утолщение искаженных деформацией большеугловых границ зерен: энергетические характеристики

Теоретический анализ в [11] показал, что в неравновесных малоугловых границах даже в отсутствие приложенных механических напряжений энергетически выгодной является утолщенная конфигурация границы, когда отрицательные неравновесные дислокации коллективно смещаются из исходной плоскости границы подобно тому, как показано на рис. 2, *c*. Далее продемонстрировано, что утолщенная конфигурация на рис. 2, *c* в случае большеугловой границы также энергетически выгоднее исходной конфигурации границы (рис. 2, *b*). При этом, как и в [11], предполагаем, что неравновесные дислокации смещаются синхронно в виде плоской стенки и их положение можно описать одним параметром Δl, характеризующим утолщение большеугловой границы зерна (рис. 2, *c*).

Для этого запишем изменение полной энергии системы ΔW в результате такого процесса. Из рис. 2, *c* следует, что в процессе описываемой трансформации претерпевают изменения энергии взаимодействия отрицательных неравновесных дислокаций с дисклинационным диполем *AB* и со всеми прочими дислокациями (зернограничными и положительными неравновесными, которые остаются на исходных позициях). Отсюда величину ΔW можно записать в следующем виде:

$$\Delta W = \sum_{i=1}^{n/2}\sum_{j=1}^{k} W^{d-d}\left(-b, b_{\text{gb}}, \Delta l, y_j^{(\text{gb})} - y_i^{(-)}\right)$$
$$+ \sum_{i=1}^{n/2}\sum_{j=1}^{n/2} W^{d-d}\left(-b, b, \Delta l, y_j^{(+)} - y_i^{(-)}\right)$$
$$+ \sum_{i=1}^{n/2} W^{\Delta-d}\left(-b, \Delta l, y_i^{(-)}\right)$$
$$- \sum_{i=1}^{n/2}\sum_{j=1}^{k} W^{d-d}\left(-b, b_{\text{gb}}, 0, y_j^{(\text{gb})} - y_i^{(-)}\right)$$
$$- \sum_{i=1}^{n/2}\sum_{j=1}^{n/2} W^{d-d}\left(-b, b, 0, y_j^{(+)} - y_i^{(-)}\right)$$
$$- \sum_{i=1}^{n/2} W^{\Delta-d}\left(-b, 0, y_i^{(-)}\right). \tag{2}$$

Здесь $W^{d-d}(b_1, b_2, x_i - x_j, y_i - y_j)$ — энергия взаимодействия двух краевых дислокаций (с параллельными векторами Бюргерса $\mathbf{b}_1$ и $\mathbf{b}_2$), находящихся в точках с координатами (x_i, y_i) и (x_j, y_j) соответственно (здесь и далее используется система координат, изображенная на рис. 2, c); $W^{\Delta-d}(b, x_i, y_i)$ — энергия взаимодействия между дисклинационным диполем и дислокацией с вектором Бюргерса $\mathbf{b}$ (перпендикулярным оси диполя), находящейся в точке с координатами (x_i, y_i); n — количество неравновесных дислокаций (это число четное, так как предполагается, что число положительных и отрицательных неравновесных дислокаций одинаково); k — количество зернограничных дислокаций; $y_i^{(\text{gb})} = ih$ — y-координата i-й зернограничной дислокации ($i = 1, 2, \ldots, k$); $y_i^{(+)}$ и $y_i^{(-)}$ — y-координаты положительных и отрицательных неравновесных дислокаций ($i = 1, 2, \ldots, n/2$). Нумерация дислокаций в формуле (2) идет от стыка B (рис. 2) и является раздельной для зернограничных, положительных и отрицательных неравновесных дислокаций. С учетом того, что зернограничные дислокации распределены периодически (с периодом h), из элементарных геометрических соображений их количество k выражается следующим образом:

$$k = [d/h]. \tag{3}$$

Здесь нотация $[x]$ обозначает целую часть x. Число n неравновесных дислокаций в рамках нашей модели задается произвольно.

Энергии $W^{d-d}(b_1, b_2, x_i - x_j, y_i - y_j)$, $W^{\Delta-d}(b, x_i, y_i)$ хорошо известны (см., например, [14,15]) и записываются в виде:

$$W^{d-d}(b_1, b_2, x_i - x_j, y_i - y_j) = Db_1b_2$$
$$\times\left(\ln\frac{R}{\sqrt{(x_i-x_j)^2 + (y_i-y_j)^2}} - \frac{(y_i-y_j)^2}{(x_i-x_j)^2 + (y_i-y_j)^2}\right), \tag{4}$$

$$W^{\Delta-d}(b, x_i, y_i) = D\omega_\beta b$$
$$\times\left[(y_i - d)\ln\frac{R}{\sqrt{x_i^2 + (y_i-d)^2}} - y_i\ln\frac{R}{\sqrt{x_i^2 + y_i^2}}\right], \tag{5}$$

где $D = G/[2\pi(1-\nu)]$, G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, R — радиус экранирования упругих напряжений дислокационных и дисклинационных дефектов. С учетом (1) и того факта, что мощность $\omega_\beta = \Delta\theta_\beta$, можно выразить мощность дисклинационного диполя через период стенки зернограничных дислокаций h и модуль вектора Бюргерса b_{gb} как $\omega_\beta = 2\arctan(b_{\text{gb}}/2h)$.

Таким образом, мы нашли все необходимое (выражения (2)–(5)) для вычисления изменения энергии ΔW. Окончательное выражение ввиду его громоздкости здесь не приводится.

Далее выполнен расчет энергии ΔW на примере алюминия. Для этого материала характерны следующие значения параметров [15]: $G = 73$ GPa, $\nu = 0.34$, $b = 0.25$ nm. На рис. 3 приведена характерная зависимость $\Delta W(\Delta l)$, рассчитанная для параметров задачи: $b_{\text{gb}} = b/3$, $h = 20b_{\text{gb}}$, $d = 40$ nm. (В формулы (4) и (5) входит еще радиус экранирования R, но, используя (2), можно показать, что изменение энергии ΔW от R не зависит.) Неравновесные дислокации для определенности в данном случае были распределены периодически следующим образом: $y_i^{(+)} = b + 2(i-1)p$, $y_i^{(-)} = b + 2ip$ ($i = 1, 2, \ldots, n/2$), где $p = 5b$ — период следования неравновесных дислокаций. При таком определении координат дислокаций их количество n задается

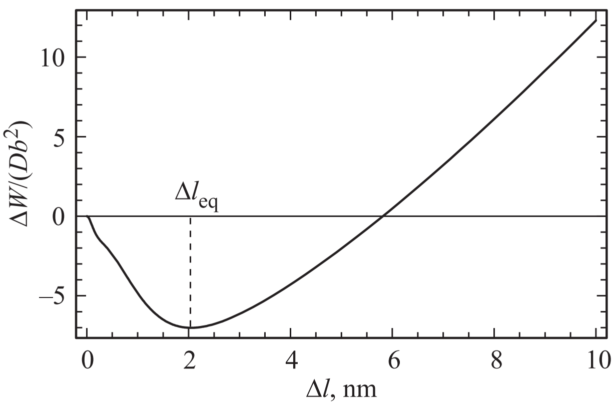

Рис. 3. Зависимость изменения энергии ΔW от смещения Δl отрицательных неравновесных дислокаций (утолщения границы зерна), рассчитанная на примере алюминия для следующих значений параметров задачи: $b_{\text{gb}} = b/3$, $h = 10b_{\text{gb}}$, $d = 40$ nm.

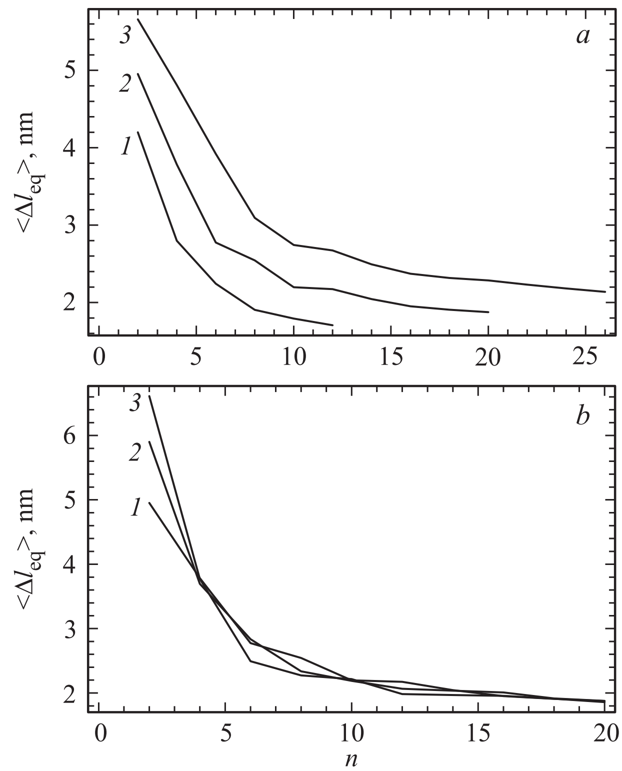

Рис. 4. Рассчитанные зависимости усредненного утолщения границы зерна в Al $\langle\Delta l_{eq}\rangle$ от числа n неравновесных дислокаций. a — для $h = 10b_{gb}$, $d = 20$ (*1*), 30 (*2*) и 40 nm (*3*); b — для $d = 30$ nm, $h = 10b_{gb}$ (*1*), $15b_{gb}$ (*2*) и $20b_{gb}$ (*3*).

как $n = [(d - 2b)/p]$ (в том случае, если это число оказывается нечетным, оно уменьшается на единицу); для параметров, заданных выше, кривая на рис. 3 соответствует $n = 26$. Вид кривой $\Delta W(\Delta l)$ на рис. 3, как показывает наш анализ, абсолютно типичен для любого (не только периодического) распределения неравновесных дислокаций. Всегда существует минимум изменения энергии для некоторого равновесного значения $\Delta l_{eq} > 0$, т. е. исходное состояние границы (рис. 2, b) не является стабильным. При этом переход в стабильное состояние из исходной конфигурации (рис. 2, b) является безбарьерным и должен осуществляться самопроизвольно, т. е. неравновесные большеугловые границы зерен имеют тенденцию к утолщению.

Далее исследована зависимость величины Δl_{eq} от различных параметров задачи (также на примере алюминия): числа n неравновесных дислокаций (рис. 4), длины d границы (рис. 5) и периода h структуры зернограничных дислокаций (рис. 6). В этом анализе рассматривались случайные распределения неравновесных дислокаций и использовалась следующая схема расчета. Для заданного набора параметров задачи генерировалось 1000 случайных распределений неравновесных дислокаций и для каждого распределения определялась величина равновесного утолщения Δl_{eq}. После этого Δl_{eq} усреднялось по всем сгенерированным распределениям и определялось среднее его значение $\langle\Delta l_{eq}\rangle$.

Так, на рис. 4, a представлены зависимости $\langle\Delta l_{eq}\rangle(n)$, рассчитанные для значений $h = 10b_{gb}$ и $d = 20$, 30 и 40 nm (кривые *1*–*3* соответственно). На рис. 4, b зависимости $\langle\Delta l_{eq}\rangle(n)$ приведены для значений $d = 30$ nm и $h = 10b_{gb}$, $15b_{gb}$ и $20b_{gb}$ (кривые *1*–*3* соответственно). Прочие параметры задачи те же, что и выше. Максимальное значение n, для которого построены кривые на рис. 4, соответствует среднему расстоянию между неравновесными дислокациями $\langle p\rangle \sim 5b$. Из рис. 4 видно, что типичные значения $\langle\Delta l_{eq}\rangle$ лежат в диапазоне от 1.5 до 5 nm, причем $\langle\Delta l_{eq}\rangle$ больше для границ с меньшим числом неравновесных дислокаций, т. е. чем больше неравновесных дислокаций содержит граница зерна, тем она устойчивее к утолщению. Нужно, однако, иметь в виду, что при очень малом числе неравновесных дислокаций (например, при $n = 2$ имеется всего одна отрицательная неравновесная дислокация) нельзя говорить об утолщении границы как целого; скорее, происходит испускание одиночной дислокации из границы зерна. Для границ, содержащих достаточно высокую плотность неравновесных дислокаций, типичные величины $\langle\Delta l_{eq}\rangle \sim 1.5$–$2.5$ nm, что хорошо коррелирует с экспериментально наблюдаемыми [12] границами приблизительно такой же толщины в массивных ультрамелкозернистых материалах.

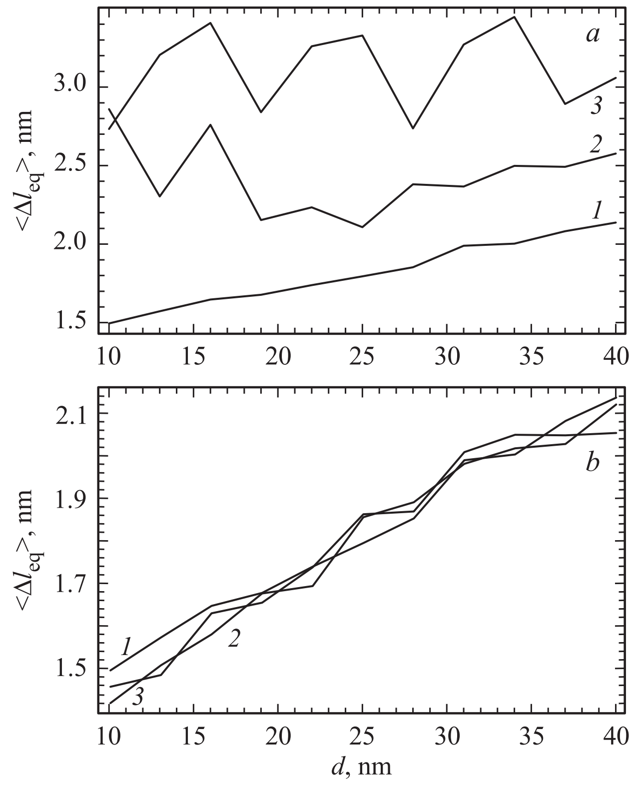

Рис. 5. Рассчитанные зависимости усредненного утолщения границы зерна в Al $\langle\Delta l_{eq}\rangle$ от размера зерна d неравновесных дислокаций. a — для $h = 10b_{gb}$, $\langle p\rangle = 5b$ (*1*), $10b$ (*2*) и $15b$ (*3*); b — для $\langle p\rangle = 5b$, $h = 10b_{gb}$ (*1*), $15b_{gb}$ (*2*) и $20b_{gb}$(*3*).

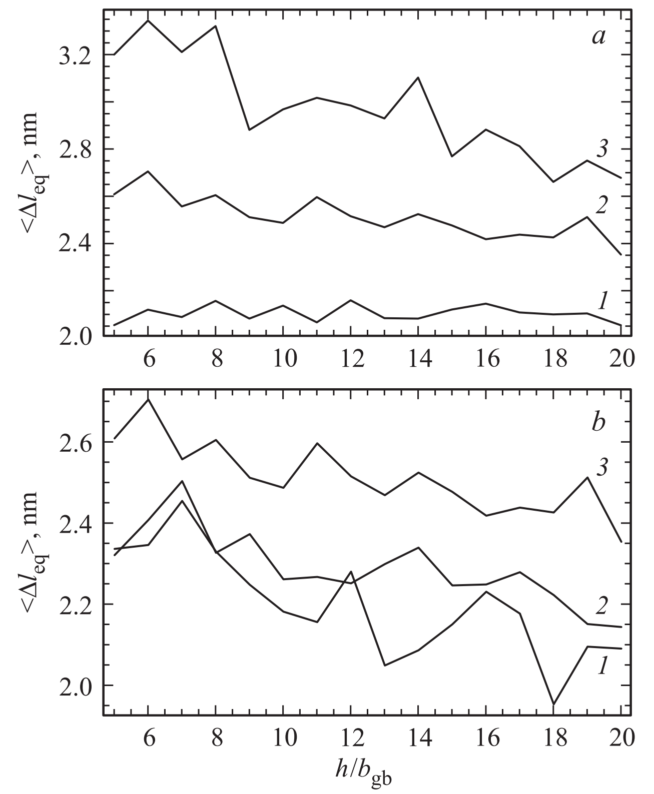

Рис. 6. Рассчитанные зависимости усредненного утолщения границы зерна в Al $\langle \Delta l_{eq} \rangle$ от периода h структуры зернограничных дислокаций. a — $d = 40$ nm, $\langle p \rangle = 5b$ (*1*), $10b$ (*2*) и $15b$ (*3*); b — для $\langle p \rangle = 10b$, $d = 20$ (*1*), 30 (*2*) и 40 nm (*3*).

Рис. 5 иллюстрирует зависимости $\langle \Delta l_{eq} \rangle (d)$. Кривые на рис. 5, a рассчитаны для значений $h = 10b_{gb}$ и $\langle p \rangle = 5b$, $10b$ и $15b$ (кривые *1–3* соответственно), а на рис. 5, b — для значений $\langle p \rangle = 5b$ и $h = 10b_{gb}$, $15b_{gb}$ и $20b_{gb}$ (кривые *1–3* соответственно). Число неравновесных дислокаций связано со средним расстоянием $\langle p \rangle$ между ними: $n = [(d - 2b)/\langle p \rangle]$. Хорошо видно, что наблюдается тенденция к увеличению $\langle \Delta l_{eq} \rangle$ с ростом размера зерна. На кривых соответствующих низким плотностям неравновесных дислокаций (большим $\langle p \rangle$) наблюдаются значительные осцилляции, связанные с дискретным характером модели и погрешностями усреднения.

На рис. 6 показаны зависимости $\langle \Delta l_{eq} \rangle (h)$. Кривые на рис. 6, a рассчитаны для значений $d = 40$ nm и $\langle p \rangle = 5b$, $10b$ и $15b$ (кривые *1–3* соответственно), а на рис. 6, b — для значений $\langle p \rangle = 10b$ и $d = 20$, 30 и 40 nm (кривые *1–3* соответственно). Видно, что утолщение слабо зависит от периода структуры зернограничных дислокаций (фактически угла разориентировки границы) с небольшой тенденцией к снижению $\langle \Delta l_{eq} \rangle$ с ростом h.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе построена теоретическая модель, которая эффективно описывает искаженную деформацией большеугловую границу на основе ранее предложенной нами модели [11] для искаженных деформацией малоугловых границ и модели структурных единиц [13], описывающей обычные (неискаженные деформацией) большеугловые границы. В рамках этой модели структура границы зерна описывается в виде комбинации стандартной периодической стенки зернограничных дислокаций и случайного распределения неравновесных решеточных дислокаций противоположных знаков, захваченных из соседних зерен (рис. 2). Было показано, что расширенная конфигурация (рис. 2, c), в которой отрицательные неравновесные дислокации смещены относительно плоскости границы на некоторое расстояние Δl_{eq}, является энергетически более выгодной, чем та, где все дислокации находятся в одной плоскости (рис. 2, b). При этом переход между этими двумя состояниями является безбарьерным и происходит самопроизвольно даже в отсутствие внешних напряжений. Были исследованы зависимости усредненных уширений $\langle \Delta l_{eq} \rangle$ по набору случайных распределений неравновесных дислокаций в зависимости от количества неравновесных дислокаций, размера зерна (длины границы) и периода структуры зернограничных дислокаций. Было показано, что типичные значения $\langle \Delta l_{eq} \rangle$ лежат в диапазоне $\sim 1.5{-}2.5$ nm, что хорошо коррелирует с экспериментально наблюдаемыми [12] границами приблизительно такой же ширины в массивных ультрамелкозернистых материалах.

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. Prog. 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, M.E. 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] X. Sauvage, G. Wilde, S.V. Divinski, Z. Horita, R.Z. Valiev. Mater. Sci. Eng. A **540**, 1 (2012).
[13] A.P. Sutton, R.W. Balluffi. Interfaces in crystalline materials. Oxford Science Publ., Oxford (1996). 819 p.
[14] В.И. Владимиров, А.Е. Романов. Дисклинации в кристаллах. Наука, Л. (1986). 224 с.
[15] J.P. Hirth, J. Lothe. Theory of dislocations. Wiley, N.Y. (1982). 857 p.