

## Цепной распад малоугловых границ наклона в нанокристаллических материалах

© С.В. Бобылев, М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько

Институт проблем машиноведения Российской академии наук,  
199178 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: gutkin@def.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 22 апреля 2004 г.)

В рамках двумерной дислокационно-дисклинационной динамики рассмотрена теоретическая модель, описывающая распад малоугловой границы наклона в деформируемом нанокристаллическом твердом теле (материале) под действием внешнего упругого напряжения и упругого поля соседней, уже распавшейся границы. Рассчитаны критические значения внешнего напряжения, при которых происходит распад границы, а формировавшие ее дислокации либо захватываются распавшейся ранее границей, либо полностью отрываются от обеих границ. Показано, что распад первой границы приводит к существенному снижению критических напряжений распада соседних с нею границ и может вызвать лавинообразную реакцию цепного распада малоугловых границ зерен с образованием плотных ансамблей подвижных дислокаций, способных осуществлять большие пластические деформации, формируя полосы сдвига в деформируемых нанокристаллических материалах.

Работа выполнена при поддержке ИНТАС (грант № 03-51-3779), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-01-00211), программы Министерства образования и науки РФ по твердотельным наноструктурам, Фонда содействия отечественной науке, программы РАН „Структурная механика материалов и элементов конструкций“, Офиса морских исследований США (the Office of US Naval Research) (проект N 00014-01-1-1020), программы „Интеграция“ (грант № Б0026) и Санкт-Петербургского научного центра РАН.

Нанокристаллические материалы (НКМ) обладают уникальными механическими свойствами, механизмы формирования которых являются в настоящее время предметом интенсивных исследований [1–18]. Многие НКМ — очень прочные и хрупкие [19], другие проявляют способность к сверхпластической деформации [20–24]. Характерной особенностью пластической деформации многих НКМ является ее сильная неоднородность, когда пластическое течение локализуется в полосах сдвига [25]. В целом механизмы пластической и сверхпластической деформации в НКМ можно разделить на обычное дислокационное скольжение [1–4], диффузионную ползучесть по границам зерен [5–9] и тройным стыкам [6], ротационную деформацию [7–10], зернограничное проскальзывание [10–14] и двойникование [15]. Активизация этих механизмов во многом определяется характерным размером зерна  $d$  в НКМ [18].

В настоящей работе рассматриваются пластически деформируемые НКМ с относительно большим размером зерна в диапазоне  $100 \geq d \geq 30$  nm. В таких НКМ доминирует внутризеренное дислокационное скольжение. При обсуждении особенностей пластической деформации в таких материалах возникает вопрос об источниках дислокаций. Действительно, действие обычных дислокационных источников типа Франка–Рида здесь может быть затруднено и даже подавлено в силу малости размера зерна и сильного влияния границ зерен [26]. В этих условиях в качестве эффективных альтернативных источников решеточных дислокаций могут выступать сами границы зерен [9,10], объемная доля которых в НКМ всегда очень высока. В теоретических моделях [9,10]

предполагалось, что интенсивность эмиссии решеточных дислокаций из большеугловых границ зерен может контролироваться движением и трансформациями зернограничных дислокаций и дисклинаций. Однако эти процессы являются слишком медленными для образования ансамблей подвижных дислокаций, характеризующихся высокой плотностью и потому способных обеспечивать большие пластические деформации в полосах сдвига. В то же время в нанокристаллических металлах имеется заметное количество малоугловых границ, образованных решеточными дислокациями [27]. Хорошо известно, что малоугловые границы могут претерпевать значительные структурные перестройки под влиянием внутренних и внешних напряжений в крупнозернистых поликристаллах [28–30]. Естественно предположить, что они подвержены схожим трансформациям и в НКМ.

В работе [31] предложена модель, описывающая распад одиночной малоугловой границы наклона под действием внешнего напряжения. В рамках двумерной дислокационно-дисклинационной динамики, аналогичной [32], исследовались траектории скользящих краевых дислокаций, составляющих малоугловую границу наклона, в поле внешнего и внутренних упругих напряжений. Было рассчитано критическое внешнее напряжение  $\tau_c$  распада такой границы и сделан вывод о том, что этот распад приводит к образованию ансамбля подвижных решеточных дислокаций, способных осуществлять значительную пластическую деформацию [31].

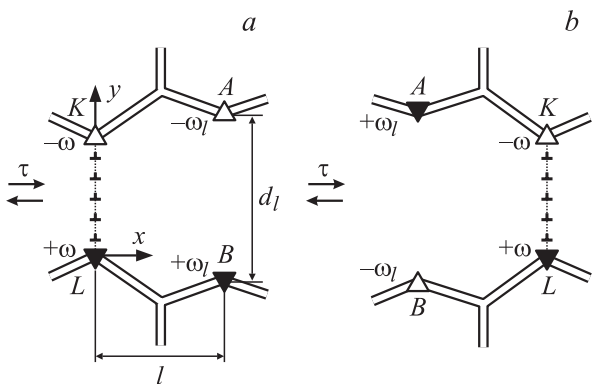
В настоящей работе предлагается дальнейшее развитие модели [31] — исследуется распад малоугловой границы наклона в поле упругих напряжений уже разру-

шенной соседней границы. Показано, что распад первой границы может привести к лавинообразной цепной реакции распада соседних малоугловых границ, что должно приводить к существенным изменениям размера и формы зерен в полосах сдвига в НКМ (зерна вытягиваются в направлении развития полос сдвига), наблюдавшимся экспериментально в [33].

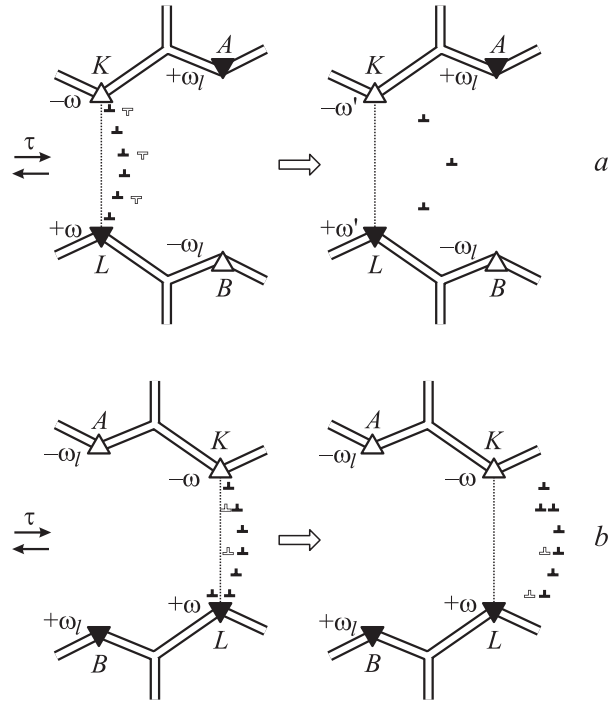
## 1. Модель распада малоугловой границы наклона

Как было показано в [31], распад малоугловой границы сопровождается образованием не скомпенсированных по углам разориентировки двойных стыков границ зерен, представляющих собой источник упругих напряжений типа дисклинационного диполя. Действительно, после того как составлявшие границу наклона дислокации удаляются от ее исходной плоскости, в соседних, ранее тройных, а теперь уже двойных стыках границ образуются две частичные клиновые дисклинации противоположного знака с мощностями  $\pm\omega_l$ , где  $\omega_l$  — угол разориентировки исходной границы наклона  $AB$  (рис. 1). Этот дисклинационный диполь упруго взаимодействует с окружающими его дефектами. В зависимости от своего положения он либо притягивает, либо отталкивает решеточные дислокации, образующие соседние малоугловые границы. Очевидно, что такое взаимодействие должно оказывать сильное влияние на процессы распада этих границ.

На рис. 1 показаны основные варианты расположения распавшейся границы  $AB$ , представленной в виде диполя дисклинаций с мощностями  $\pm\omega_l$  и плечом  $d_l$ , относительно пробной малоугловой границы  $KL$  с углом разориентировки  $\omega$ . Дислокации, образовавшиеся при распаде границы  $AB$ , удаляются от границы  $KL$  и не участвуют в процессе распада границы  $KL$ . В случае, изображенном на рис. 1, *a*, дисклинационный диполь  $AB$  притягивает решеточные дислокации границы  $KL$ ,



**Рис. 1.** Возможные варианты расположения малоугловой границы наклона  $KL$  с углом разориентировки  $\omega$  вблизи разрушенной малоугловой границы наклона  $AB$  с углом разориентировки  $\omega_l$ , когда дислокации из распавшейся границы  $AB$  удаляются от границы  $KL$ .



**Рис. 2.** Взаимодействие дислокаций из распавшейся границы  $AB$  (светлые символы) с дислокациями соседней границы  $KL$ .

облегчая ее распад (критическое напряжение распада  $\tau_c$  понижается). Точно так же оно понижается и в случае, показанном на рис. 1, *b*. Здесь дисклинационный диполь  $AB$  отталкивает дислокации, но поскольку он в этом случае расположен по другую сторону от границы  $KL$ , его поле напряжений вновь облегчает распад этой границы.

Принципиально иные дефектные конфигурации показаны на рис. 2. Здесь дислокации из распавшейся границы  $AB$  (они обозначены белыми значками) приближаются к границе  $KL$  и активно участвуют в ее распаде. На рис. 2, *a* показано, к чему приводит взаимодействие дислокаций и обеих границ в случае, когда они противоположны по знаку. Очевидно, что должна происходить взаимная аннигиляция части дислокаций. Это приведет к уменьшению плотности дислокаций в границе  $KL$ , т. е. к уменьшению угла ее разориентировки ( $\omega' < \omega$ ) и, как следствие, к уменьшению критического напряжения  $\tau_c$  (в правой части рис. 2, *a* это показано как увеличение прогиба границы  $KL$ ). Заметим, что здесь имеет смысл рассматривать только случай  $\omega_l < \omega$ , поскольку напряжение, разрушившее границу с углом разориентировки  $\omega_l$ , тем более разрушило бы границу с меньшим углом разориентировки. Таким образом, количество дислокаций, формировавших распавшуюся границу  $AB$ , должно быть меньше, чем количество дислокаций в границе  $KL$ . Соответственно полная аннигиляция дислокаций границы  $AB$  с дислокациями границы  $KL$  здесь невозможна.

На рис. 2, *b* изображено взаимодействие дислокаций обеих границ в том случае, когда они одного знака. Дислокации распавшейся границы *AB* „упираются“ в границу *KL* и либо увеличивают ее прогиб (правая часть рис. 2, *b*), либо вообще ее разрушают при достаточном их количестве ( $\omega_l \approx \omega$ ). В любом случае, здесь также можно сделать вывод, что дислокации распавшейся границы приводят к уменьшению критического напряжения  $\tau_c$  распада соседней границы.

Таким образом, разрушение малоугловой границы зерна должно приводить к уменьшению критических напряжений распада соседних с нею границ.

Перейдем теперь от качественного рассмотрения распада малоугловых границ зерен к его количественному описанию. Оценим, насколько изменится критическое напряжение  $\tau_c$  распада малоугловой границы при наличии соседней разрушенной границы на примере конфигурации, изображенной на рис. 1, *a*. Поместим на расстоянии *l* от дислокационной стенки *KL*, состоящей из *N* решеточных дислокаций, диполь клиновых дисклинаций *AB* с мощностями  $\pm\omega_l$  и плечом *d<sub>l</sub>*. Для анализа динамики распада границы *KL* используем подход, развитый в [31] для описания распада одиночной малоугловой границы. В рамках этого подхода скольжение решеточных дислокаций, формирующих малоугловую границу, описывается уравнениями движения

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

где *x<sub>i</sub>* — координата *i*-й дислокации в границе,  $m = \rho b^2/2$  — эффективная масса дислокации [34],  $\rho$  — плотность материала, *b* — величина вектора Бюргерса решеточной дислокации,  $\beta$  — коэффициент динамического трения решетки (коэффициент вязкости), *F<sub>i</sub>* — упругая сила, действующая на *i*-ю дислокацию. Сила *F<sub>i</sub>* определяется суперпозицией внешнего сдвигового напряжения  $\tau$  с полями сдвиговых напряжений соседних дислокаций [35] и дисклинационных диполей *AB* и *KL* [36]. Она может быть записана в виде

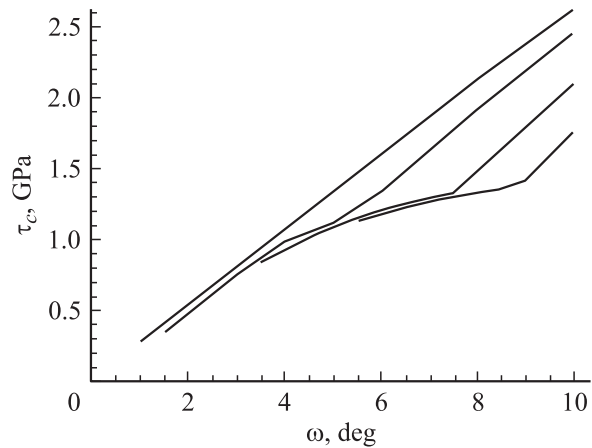
$$F_i = b \left[ \tau + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^N \sigma_{xy}(x_i - x_k, y_i - y_k) - \frac{G\omega}{2\pi(1-\nu)} \left( \frac{x_i y_i}{x_i^2 + y_i^2} - \frac{x_i (y_i - d)}{x_i^2 + (y_i - d)^2} \right) - \frac{G\omega_l}{2\pi(1-\nu)} \left( \frac{(x_i - l)(y_i + d_l/2 - d/2)}{(x_i - l)^2 + (y_i + d_l/2 - d/2)^2} - \frac{(x_i - l)(y_i - d_l/2 - d/2)}{(x_i - l)^2 + (y_i - d_l/2 - d/2)^2} \right) \right], \quad (2)$$

где  $\sigma_{xy} = Gbx(x^2 - y^2)/(2\pi(1-\nu)(x^2 + y^2)^2)$  — сдвиговая компонента тензора напряжений краевой дислокации, *G* — модуль сдвига,  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

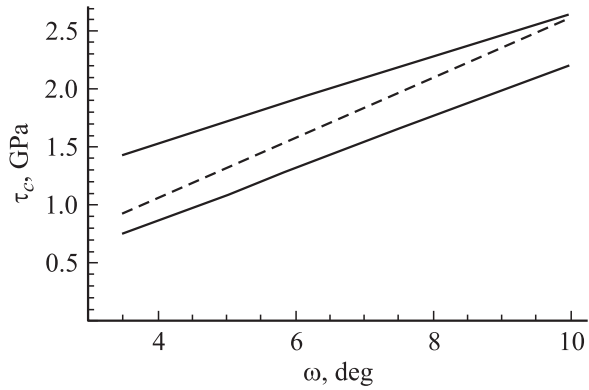
## 2. Критические напряжения распада малоугловой границы

Система уравнений (1) с правой частью, определяемой выражением (2), решалась численно на примере нанокристаллического железа для разных значений параметров  $\omega_l$ , *d<sub>l</sub>* и *l*. Для железа параметры задачи принимают следующие значения: *G* = 82 GPa,  $\nu = 0.29$ , параметр решетки *a* = 2.87 Å, типичный вектор Бюргерса  $b = a/2\langle 111 \rangle \approx 2.5 \text{ \AA}$ ,  $\rho = 7800 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ,  $m = 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $\beta \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$  [34]. На рис. 3 представлены полученные в результате расчетов зависимости критического напряжения  $\tau_c$  распада границы *KL* от угла ее исходной разориентировки  $\omega$  для случая *l* = 50 nm и *d<sub>l</sub>* = *d*. Верхняя кривая соответствует здесь зависимости  $\tau_c(\omega)$  при  $\omega_l = 0$  (т.е. в отсутствие дисклинационного диполя *AB*). Далее сверху вниз следуют кривые, показывающие, как изменяется зависимость  $\tau_c(\omega)$  с ростом мощности диполя *AB*:  $\omega_l = 1^\circ, 3^\circ$  и  $5^\circ$  (эти кривые построены в диапазоне  $\omega_l \leq \omega \leq 10^\circ$ ). Как и ожидалось, при увеличении  $\omega_l$  критическое напряжение  $\tau_c$  снижается, причем это снижение может быть довольно значительным при определенных значениях параметров  $\omega$  и  $\omega_l$ . Например, при  $\omega = 8.5^\circ$  и  $\omega_l = 5^\circ$  критическое напряжение  $\tau_c$  снижается приблизительно на 40% по сравнению со случаем  $\omega_l = 0$ .

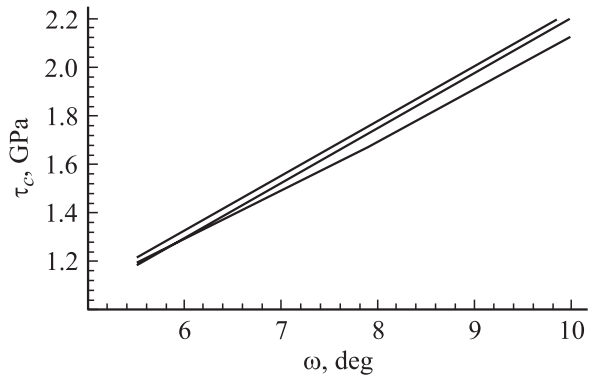
Здесь следует отметить следующее важное отличие модели распада малоугловой границы в поле уже разрушенной границы от модели распада одиночной границы [31]. Если в работе [31] критическое напряжение распада однозначно определяется как напряжение, при котором дислокации безвозвратно отрываются от границы, устремляясь к бесконечности (к внешним границам тела), то в рассматриваемой здесь модели возможна более сложная ситуация. Под действием внешнего напряжения дислокации границы *KL* могут достигать



**Рис. 3.** Зависимости критического напряжения  $\tau_c$  распада малоугловой границы *KL* от угла ее разориентировки  $\omega$  при разных значениях угла разориентировки  $\omega_l$  разрушенной границы *AB*:  $\omega_l = 0^\circ, 1^\circ, 3^\circ, 5^\circ$  (сверху вниз).



**Рис. 4.** Зависимости первого ( $\tau_{c1}$ ) и второго ( $\tau_{c2}$ ) критических напряжений распада малоугловой границы  $KL$  от угла ее разориентировки  $\omega$  (соответственно нижняя и верхняя сплошные кривые) при  $\omega_l = 3^\circ$ ,  $d_l = d$  и  $l = d$ . Штриховая линия показывает зависимость  $\tau_c(\omega)$  для распада одиночной границы.



**Рис. 5.** Зависимость критического напряжения  $\tau_c$  распада малоугловой границы  $KL$  от угла ее разориентировки  $\omega$  при  $\omega_l = 5^\circ$  и  $l = d$  для значений отношения  $d_l/d = 1, 0.5, 1.5$  (снизу вверх).

линии разрушенной границы  $AB$ , не устремляясь пока к бесконечности. Такую ситуацию естественно трактовать как переход дислокаций от одной границы к другой, поскольку их уже нельзя считать принадлежащими „своей исходной“ границе  $KL$ . Напряжение, при котором реализуется такая ситуация, можно считать критическим напряжением распада границы  $KL$ . Назовем его „первым критическим напряжением“  $\tau_{c1}$ . „Вторым критическим напряжением“  $\tau_{c2}$  будем называть такое напряжение, при котором дислокации отрываются уже и от второй границы (здесь границы  $AB$ ), и устремляются к бесконечности. Важно отметить, что  $\tau_{c2}$  существует всегда, тогда как  $\tau_{c1}$  возникает только при определенных значениях параметров системы. Из самого определения величин  $\tau_{c1}$  и  $\tau_{c2}$  видно, что  $\tau_{c1}$  всегда меньше  $\tau_{c2}$ . В ситуациях, когда существуют и  $\tau_{c1}$ , и  $\tau_{c2}$ , будем называть критическим напряжением меньшую из этих величин, т. е.  $\tau_{c1}$ .

Детальные расчеты показывают, что первое критическое напряжение  $\tau_{c1}$  всегда реализуется, когда либо мощности диполей  $AB$  и  $KL$  близки ( $\omega \approx \omega_l$ ), либо диполи располагаются близко друг от друга ( $l \approx d$ ). В области больших  $\omega$  практически всегда происходит переход от первого критического напряжения к второму, что хорошо видно по кривым на рис. 3. Излом на этих кривых как раз и связан с таким переходом. По этим же кривым хорошо видно, что первое критическое напряжение  $\tau_{c1}$  (участки кривых левее излома) слабо зависит от величины  $\omega_l$  (кривые для разных  $\omega_l$  почти совпадают на этих участках) в отличие от второго критического напряжения  $\tau_{c2}$ .

Если диполи  $AB$  и  $KL$  расположены близко друг от друга, то первое критическое напряжение  $\tau_{c1}$  реализуется во всем диапазоне углов  $\omega$ . Такая ситуация возникает, например, при выполнении равенств  $l = d$ ,  $\omega_l = 3^\circ$  и  $d_l = d$ . На рис. 4 показаны кривые  $\tau_{c1}(\omega)$  и  $\tau_{c2}(\omega)$ . Второе критическое напряжение  $\tau_{c2}$  оказывается даже выше критического напряжения распада одиночной границы (штриховая линия на рис. 4). Это объясняется тем, что в момент отрыва от сильно выгнутой стенки  $KL$  ее дислокации находятся уже правее разрушенной границы  $AB$ , и упругое поле последней уже не облегчает, а затрудняет этот отрыв.

Рассмотрим теперь зависимость критического напряжения от длины  $d_l$  разрушенной границы  $AB$ . Здесь уже неважно, какое именно из критических напряжений  $\tau_{c1}$  и  $\tau_{c2}$  реализуется, поскольку за критическое напряжение  $\tau_c$  принимается наименьшее из них. В рассмотренном выше случае, когда  $l = d$  и  $d_l = d$ , максимум поля сдвиговых напряжений разрушенной границы  $AB$  находился непосредственно в центре границы  $KL$  [36]. Если уменьшать или увеличивать  $d_l$ , фиксируя при этом  $d$  и  $l$ , то этот максимум будет сдвигаться соответственно правее или левее границы  $KL$ , что должно вести к росту  $\tau_c$ . Этот вывод полностью подтверждается расчетами. На рис. 5 представлены зависимости  $\tau_c(\omega)$  для трех случаев:  $d_l/d = 0.5, 1$  и  $1.5$  (при  $l = d$  и  $\omega_l = 5^\circ$ ). Действительно, для конфигураций с  $d_l/d = 0.5$  и  $d_l/d = 1.5$  критическое напряжение  $\tau_c$  возрастает, причем во втором случае рост оказывается большим. Это объясняется тем, что в первом случае максимум поля разрушенной границы  $AB$  смещается вправо, и дислокации все равно достигают его, тогда как во втором случае этот максимум уходит влево, и поле разрушенной границы  $AB$  в зоне между границами  $AB$  и  $KL$  ослабевает.

Таким образом, исследование влияния уже разрушенной границы зерен на распад малоугловой границы наклона показало, что наличие разрушенной границы приводит в общем случае к снижению критических напряжений распада соседних с ней границ. Это может служить предпосылкой для цепного распада малоугловых границ зерен с образованием плотных ансамблей подвижных дислокаций, способных осуществлять значительную пластическую деформацию в полосах сдвига в НКМ.

## Список литературы

- [1] C.S. Pande, R.A. Masumura, R.W. Armstrong. *Nanostruct. Mater.* **2**, 3, 323 (1993).
- [2] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **37**, 8, 2281 (1995).
- [3] K.S. Kumar, S. Suresh, M.F. Chisholm, J.A. Horton, P. Wang. *Acta Mater.* **51**, 3, 387 (2003).
- [4] K.S. Kumar, S. Suresh, H. Swygenhoven. *Acta Mater.* **51**, 12, 5743 (2003).
- [5] R.A. Masumura, P.M. Hazzledine, C.S. Pande. *Acta Mater.* **46**, 13, 4527 (1998).
- [6] A.A. Fedorov, M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Scripta Mater.* **47**, 1, 51 (2002).
- [7] M. Murayama, J.M. Howe, H. Hidaka, S. Takaki. *Science* **295**, 5564, 2433 (2002).
- [8] I.A. Ovid'ko. *Science* **295**, 5564, 2386 (2002).
- [9] M.Yu. Gutkin, A.L. Kolesnikova, I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba. *Phil. Mag. Lett.* **82**, 12, 651 (2002).
- [10] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko, N.V. Skiba. *Acta Mater.* **51**, 14, 4059 (2003).
- [11] H. Hahn, P. Mondal, K.A. Padmanabhan. *Nanostruct. Mater.* **9**, 1-8, 603 (1997).
- [12] H. Hahn, K.A. Padmanabhan. *Philos. Mag. B* **76**, 4, 559 (1997).
- [13] D.A. Konstantinidis, E.C. Aifantis. *Nanostruct. Mater.* **10**, 7, 1111 (1998).
- [14] A.A. Fedorov, M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Acta Mater.* **51**, 4, 887 (2003).
- [15] M. Chen, E. Ma, K.J. Hemker, H. Sheng, Y. Wang, X. Cheng. *Science* **300**, 5623, 1275 (2003).
- [16] Д.В. Штанский, С.А. Кулинич, Е.А. Левашов, J.J. Moore. *ФТТ* **45**, 6, 1122 (2003).
- [17] О.В. Клявин, В.И. Николаев, Л.В. Хабарин, Ю.М. Чернов, В.В. Шпейзман. *ФТТ* **45**, 12, 2187 (2003).
- [18] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Plastic Deformation in Nanocrystalline Materials*. Springer, Berlin–N.Y. (2004). 198 p.
- [19] F.A. Mohamed, Y. Li. *Mater. Sci. Eng. A* **298**, 1 (2001).
- [20] S.X. McFadden, R.S. Misra, R.Z. Valiev, A.P. Zhilyaev, A.K. Mukherjee. *Nature* **398**, 6729, 684 (1999).
- [21] R.Z. Valiev, C. Song, S.X. McFadden, A.K. Mukherjee, R.S. Mishra. *Phil. Mag. A* **81**, 1, 25 (2001).
- [22] A.K. Mukherjee. *Mater. Sci. Eng. A* **322**, 1–2, 1 (2002).
- [23] R.Z. Valiev, I.V. Alexandrov, Y.T. Zhu, T.C. Lowe. *J. Mater. Res.* **17**, 1, 5 (2002).
- [24] A.K. Mukherjee. *Creep Deformation: Fundamentals and Applications* / Ed. by R.S. Mishra, J.C. Earthman, S.V. Raj. Warrendale: TMS (2002). P. 3.
- [25] D. Jia, K.T. Ramesh, E. Ma. *Acta Mater.* **51**, 12, 3495 (2003).
- [26] J.R. Weertman, P.G. Sanders. *Sol. State Phenom.* **35–36**, 1, 249 (1994).
- [27] S. Zghal, M.J. Hytch, J.-P. Chevalier, R. Twesten, F. Wu, P. Bellon. *Acta Mater.* **50**, 19, 4695 (2002).
- [28] A.P. Sutton, R.W. Balluffi. *Interfaces in Crystalline Materials*. Clarendon Press, Oxford (1995).
- [29] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Phys. Rev. B* **63**, 6, 064 515 (2001).
- [30] S.V. Bobylev, I.A. Ovid'ko. *Phys. Rev. B* **67**, 13, 13 2506 (2003).
- [31] S.V. Bobylev, M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, 2, 269 (2004).
- [32] К.Н. Микаелян, М. Seefeldt, М.Ю. Гуткин, Р. Klimanek, А.Е. Романов. *ФТТ* **45**, 11, 2002 (2003).
- [33] Q. Wei, D. Jia, K.T. Ramesh, E. Ma. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 8, 1240 (2002).
- [34] U.F. Kocks, A.S. Argon, M.F. Ashby. *Progr. Mater. Sci.* **19**, 5, 1 (1975).
- [35] Дж. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций*. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
- [36] В.И. Владимиров, А.Е. Романов. *Дисклинации в кристаллах*. Наука, Л. (1986). 224 с.