

# Влияние включений на гетерогенное зарождение трещин в нанокompозитных материалах

© М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько, Н.В. Скиба

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

E-mail: gutkin@def.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 19 апреля 2006 г.)

Предложена двумерная теоретическая модель гетерогенного зарождения зернограничной нанотрещины в нанокompозитном материале, состоящем из нанокристаллической матрицы и наноразмерных включений с теми же упругими модулями, что и матрица. Включения имеют форму вытянутых стержней прямоугольного сечения и испытывают собственную дилатационную деформацию из-за несоответствия параметров решетки и коэффициентов теплового расширения матрицы и включения. В рамках модели нанотрещина разрыва-сдвига зарождается на отрицательной дисклинации, принадлежащей двухосному диполю клиновых зернограничных (или стыковых) дисклинаций, раскрывается вдоль межзеренной границы и достигает границы включения. Показано, что в зависимости от взаимного расположения и ориентации начального отрезка нанотрещины и включения нанотрещина может либо проникнуть внутрь включения, либо обогнуть его по границе матрица-включение. При этом вероятность зарождения нанотрещины увеличивается вблизи включения с отрицательной (сжимающей) собственной дилатацией. Уменьшение размера включения снижает вероятность раскрытия трещины вдоль межфазной границы, если собственная дилатация отрицательна, и увеличивает эту вероятность, если собственная дилатация положительна.

Работа выполнена при поддержке INTAS (грант № 03-51-3779), INTAS-AIRBUS (грант № 04-80-7339), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-01-00211), Фонда содействия отечественной науке, программы РАН „Структурная механика материалов и элементов конструкций“, Программы государственной поддержки ведущих научных школ (грант Президента РФ НШ-4518.2006.1), Офиса морских исследований США (the Office of US Naval Research) (проект N 00014-05-1-0217), Фонда CRDF (грант RUE2-2684-ST-05), Санкт-Петербургского научного центра РАН и Комитета по науке и высшей школе Санкт-Петербурга.

PACS: 61.72.Bb, 61.72.Lk

## 1. Введение

Особенности пластической деформации и разрушения однофазных и композитных наноматериалов в последние годы стали объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований (см., например, [1–11]). Они представляют интерес как для фундаментальной, так и для прикладной науки, поскольку использование наноматериалов лежит в основе большинства современных высоких технологий. В то же время применение однофазных нанокристаллических материалов и покрытий остается весьма ограниченным из-за их хрупкости. Напротив, нанокompозитные материалы обладают высокими характеристиками прочности и трещиностойкости, которые определяются особенностями зарождения и эволюции в них трещин наноскопических размеров (нанотрещин) [3,12–16].

Разрушение нанокристаллических материалов обычно начинается с зарождения нанотрещин по границам зерен [1,7,17]. При этом наиболее вероятными местами их образования служат расположенные вблизи от границ (или на самих границах) дефекты структуры и концентраторы напряжений. Известно, например, что в процессе получения нанокристаллических материалов интенсивной пластической деформацией структура границ зерен может становиться неравновесной.

В частности, такая неравновесность проявляется в резких изменениях угла разориентировки границы, которые находят естественное описание в терминах зернограничных дисклинаций [18,19]. Именно зернограничные (и стыковые) дисклинации могут стать концентраторами напряжений и местами гетерогенного зарождения первых нанотрещин. В настоящее время существуют теоретические модели зарождения микротрещин в поле упругих напряжений супердислокации [20,21], дислокационного скопления [20], петли стыковой дисклинации [22], отдельных прямолинейных клиновых дисклинаций [2,23–26], их диполей [27] и более сложно организованных ансамблей клиновых дисклинаций [2,23,28].

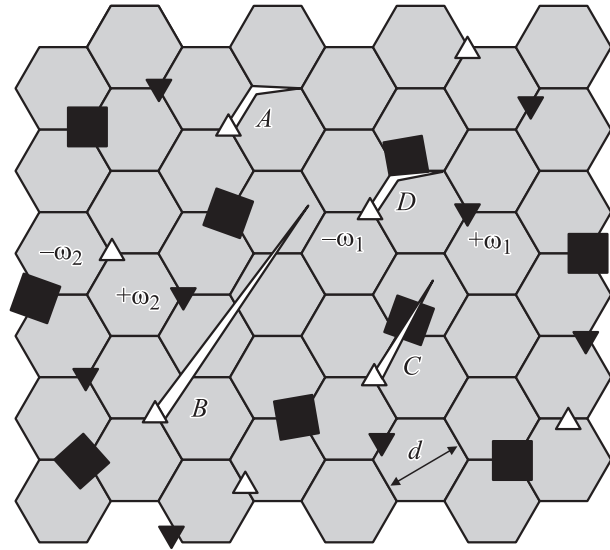
В композитных наноструктурах особую роль играют остаточные упругие напряжения, обусловленные различием кристаллического строения и физических свойств контактирующих фаз [29]. В поле этих остаточных напряжений также могут раскрываться микро- или нанотрещины, равновесный размер которых должен зависеть от характерных масштабов структуры: размера матричного зерна, размера включения и периода распределения дефектов дисклинационного типа приходится учитывать совместное влияние упругих полей включений и дисклинаций на формирование зародышевых трещин.

Цель настоящей работы — построение теоретической модели, описывающей зарождение и развитие нанотрещины в совместном поле упругих напряжений диполя зернограничных клиновых дисклинаций и нановключения.

## 2. Гетерогенное зарождение нанотрещин на зернограничных дисклинациях в нанокompозитном материале. Модель

Рассмотрим двумерную модель нанокompозитного материала, состоящего из нанокристаллической матрицы и включений наноскопического размера (рис. 1). В матрице по границам зерен случайным образом распределены двухосные диполи стыковых и зернограничных клиновых дисклинаций различной мощности  $\pm\omega_i$  (с разными векторами Франка  $\pm\omega_i$ ; здесь  $i$  — номер диполя). Плечи диполей ориентированы произвольным образом. Предполагается, что средняя длина плеча диполя примерно равна среднему размеру зерна  $d$ , а расстояние между центральными точками диполей существенно больше  $d$ . Таким образом, рассматривается хотя и неравновесная, но самоэкранированная и достаточно низкоэнергетическая дисклинационная структура, подобная изученной в работе [5].

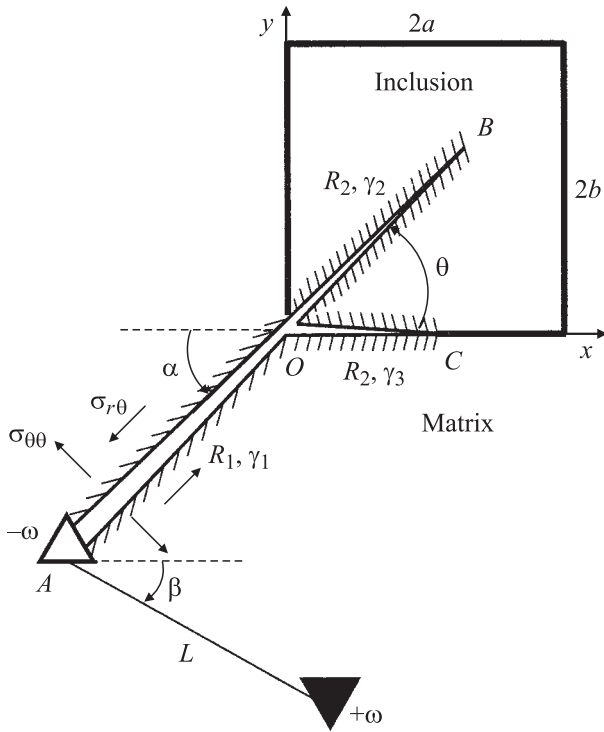
Условимся считать, что такой ансамбль дисклинационных диполей можно разделить по их мощности  $\pm\omega_i$  на „сильные“ и „слабые“ диполи. К „сильным“ отнесем те диполи, на отрицательных дисклинациях которых при заданных условиях эксперимента могут зародиться нанотрещины [2,22–28], к „слабым“ — те, в ядрах которых релаксация упругих напряжений развивается по альтернативным и менее энергозатратным механизмам, не связанным с зарождением трещин (например, за счет испускания дислокаций [5], локальной твердофазной аморфизации [2,19,23], расщепления на дисклинации меньшей мощности [2,23,28,30–32]). На рис. 1 дисклинации, образующие „сильные“ диполи мощностью  $\pm\omega_1$ , обозначены большими треугольниками, а дисклинации, из которых составлены „слабые“ диполи мощностью  $\pm\omega_2$ , — меньшими треугольниками. На отрицательных дисклинациях „сильных“ диполей, в ядрах которых особенно велики растягивающие напряжения и деформации [19,33,34], зарождаются нанотрещины разрыва-сдвига. Эти трещины раскрываются вдоль границ зерен и на начальной стадии развития либо проходят мимо включений (трещины *A* и *B* на рис. 1), либо упираются в границу между включением и матрицей, раскалывая включение (трещина *G* на рис. 1) или отрывая его от матрицы (трещина *D* на рис. 1). Первый из этих случаев (трещина *A*) подробно рассматривался в [2,25] для однофазных нанокристаллических материалов. Второй (трещина *B*) представляет собой альтернативу первому и реализуется, если транскристаллитное разрушение оказывается предпочтительнее интеркристаллитного



**Рис. 1.** Модель нанокompозитного материала, состоящего из нанокристаллической матрицы с размером зерна  $d$  и наноразмерных включений (темные квадраты). На границах зерен и в их тройных стыках показаны соответственно зернограничные и стыковые клиновые дисклинации, объединенные в двухосные диполи. „Сильные“ диполи мощностью  $\pm\omega_1$ , на которых способны зародиться нанотрещины, показаны более крупными треугольниками, „слабые“ диполи мощностью  $\pm\omega_2$  — более мелкими. На отрицательных дисклинациях, принадлежащих „сильным“ диполям, зарождаются нанотрещины, которые проходят мимо включений (трещины *A* и *B*) или упираются в границы матрица-включение, раскалывая эти включения (трещина *C*) или огывая их по границам (трещина *D*).

(теоретический анализ зарождения прямолинейных трещин на прямолинейных клиновых дисклинациях в однородной среде проводился в [23,24,26–28], см. также [2]). Остальные два случая (трещины *C* и *D*) анализируются в рамках настоящей модели.

Из ансамбля дефектов, схематично показанных рис. 1, выделим одно включение и ближайший к нему „сильный“ диполь с плечом  $L$ . Пусть на отрицательной дисклинации этого диполя зарождается нанотрещина, которая доходит до включения и затем раскрывается по схеме *C* или *D*. Начальную длину нанотрещины обозначим как  $R_1$ , удельную энергию поверхности берегов разреза — как  $\gamma_1$ , мощность отрицательной дисклинации — как  $-\omega$  (рис. 2). Предполагается, что эта нанотрещина прорастает вдоль межзеренной границы *AO*. В качестве включения возьмем упругоизотропное тело, имеющие форму длинного параллелепипеда с поперечным сечением  $2a \times 2b$ , расположенное в бесконечной упругоизотропной среде. Упругие модули  $G$  и  $\nu$  включения и матрицы предполагаются одинаковыми. При этом включение испытывает собственную однородную дилатационную деформацию  $\epsilon^*$ , вызванную различиями значений параметров кристаллических решеток и коэффициентов теплового расширения матрицы и включения. После



**Рис. 2.** Расчетная схема зарождения нанотрещины на отрицательной дисклинации в поле упругих напряжений дисклинационного диполя и включения.

достижения нанотрещиной границы включения она прорастает дальше на расстояние  $R_2$ . В рамках модели рассматриваются случаи распространения нанотрещины внутри включения вдоль отрезка  $OB$  (трещина  $C$  на рис. 1) и по границе раздела матрица–включение вдоль отрезка  $OC$  (трещина  $D$  на рис. 1). Отрезки  $OB$  и  $OC$  характеризуются соответственно различными значениями удельной поверхностной энергии:  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  (рис. 2). Угол  $\theta$  определяет отклонение нанотрещины от направления первоначального роста. Далее приведены схема расчетов и результаты численного анализа вероятного развития второго отрезка нанотрещины (длиной  $R_2$ ), который может распространяться либо внутри включения, либо по границе матрица–включение.

### 3. Равновесная длина нанотрещины

На первом участке длиной  $R_1$  (рис. 2) нанотрещина раскрывается под действием нормальных  $\sigma_{\theta\theta}^d(r, \theta = \pi + \alpha)$  и  $\sigma_{\theta\theta}^i(r, \theta = \pi + \alpha)$  и сдвиговых  $\sigma_{r\theta}^d(r, \theta = \pi + \alpha)$  и  $\sigma_{r\theta}^i(r, \theta = \pi + \alpha)$  компонент полей напряжений дисклинационного диполя ( $\sigma_{ij}^d$ ) и включения ( $\sigma_{ij}^i$ ). На втором участке длиной  $R_2$  нанотрещина также развивается как трещина одновременно нормального разрыва и плоского сдвига в поле нормальных  $\sigma_{\theta\theta}^d(r, \theta)$  и  $\sigma_{\theta\theta}^i(r, \theta)$  и сдвиговых  $\sigma_{r\theta}^d(r, \theta)$  и  $\sigma_{r\theta}^i(r, \theta)$  напряжений дисклинационного диполя и включения. Указанные компоненты тензора напряжений дисклинацион-

ного диполя и включения записаны в цилиндрической системе координат  $(r, \theta)$  с центром в точке  $O$  (рис. 2). Для их вычисления запишем в декартовой системе координат  $(x, y)$  известные ненулевые компоненты поля напряжений дисклинационного диполя [19]

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^d &= D\omega \left( \frac{(y + y_0 + y_1)^2}{(x + x_0 + x_1)^2 + (y + y_0 + y_1)^2} - \frac{(y + y_1)^2}{(x + x_1)^2 + (y + y_1)^2} - \frac{1}{2} \ln \frac{(x + x_1)^2 + (y + y_1)^2}{(x + x_0 + x_1)^2 + (y + y_0 + y_1)^2} \right), \\ \sigma_{yy}^d &= D\omega \left( \frac{(x + x_0 + x_1)^2}{(x + x_0 + x_1)^2 + (y + y_0 + y_1)^2} - \frac{(x + x_1)^2}{(x + x_1)^2 + (y + y_1)^2} - \frac{1}{2} \ln \frac{(x + x_1)^2 + (y + y_1)^2}{(x + x_0 + x_1)^2 + (y + y_0 + y_1)^2} \right), \\ \sigma_{xy}^d &= D\omega \left( - \frac{(x + x_0 + x_1)(y + y_0 + y_1)}{(x + x_0 + x_1)^2 + (y + y_0 + y_1)^2} + \frac{(x + x_1)(y + y_1)}{(x + x_1)^2 + (y + y_1)^2} \right), \\ \sigma_{zz}^d &= \nu(\sigma_{xx}^d + \sigma_{yy}^d), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $D = G/[2\pi(1 - \nu)]$ ,  $x_0 = L \sin \beta$  и  $y_0 = L \cos \beta$  — координаты положительной дисклинации,  $x_1 = R_1 \cos \alpha$  и  $y_1 = R_1 \sin \alpha$  — координаты отрицательной дисклинации. Ненулевые компоненты тензора напряжений включения можно представить в виде [29]

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^i &= 2D\varepsilon^*(1 + \nu) \left( \arctan \frac{x - \xi + a}{y} - \arctan \frac{x - \xi - a}{y} - \arctan \frac{x - \xi + a}{y - 2b} + \arctan \frac{x - \xi - a}{y - 2b} \right), \\ \sigma_{yy}^i &= 2D\varepsilon^*(1 + \nu) \left( \arctan \frac{y}{x - \xi + a} - \arctan \frac{y}{x - \xi - a} - \arctan \frac{y - 2b}{x - \xi + a} + \arctan \frac{y - 2b}{x - \xi - a} \right), \\ \sigma_{xy}^i &= D\varepsilon^*(1 + \nu) \times \ln \frac{[(x - \xi - a)^2 + y^2][(x - \xi + a)^2 + (y - 2b)^2]}{[(x - \xi + a)^2 + y^2][(x - \xi - a)^2 + (y - 2b)^2]}, \\ \sigma_{zz}^i &= \sigma_{xx}^i + \sigma_{yy}^i, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\xi = a(1 - 2k)$ . При изменении  $k$  от 0 до 1 точка  $O$ , в которой межзеренная граница  $AO$  упирается во включение, перемещается по нижней границе включения от его левого угла к правому (рис. 2). С помощью формул (1)

и (2) и преобразования координат  $x = r \cos \theta$ ,  $y = r \sin \theta$  искомые компоненты поля напряжений дисклинационного диполя и включения в цилиндрической системе координат  $(r, \theta)$  могут быть записаны в общем виде

$$\sigma_{\theta\theta}^j(r, \theta) = \sigma_{xx}^j \sin^2 \theta + \sigma_{yy}^j \cos^2 \theta - 2\sigma_{xy}^j \sin \theta \cos \theta, \quad (3)$$

$$\sigma_{r\theta}^j(r, \theta) = (\sigma_{yy}^j - \sigma_{xx}^j) \sin \theta \cos \theta + \sigma_{xy}^j (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta), \quad (4)$$

где  $j = d, i$ .

Для количественной оценки условий зарождения нанотрещины проведем расчет ее равновесной длины  $R = R_1 + R_2$ . Это можно сделать, используя метод „конфигурационной силы“ [20]. Конфигурационная сила  $F$ , имеющая смысл работы упругого поля, затраченной на увеличение размера трещины на единицу длины, записывается в нашем случае плоской деформации в виде [20]

$$F = \frac{\pi(1-\nu)R}{4G}(\bar{\sigma}_{\theta\theta}^2 + \bar{\sigma}_{r\theta}^2), \quad (5)$$

где  $\bar{\sigma}_{\theta\theta}$  и  $\bar{\sigma}_{r\theta}$  — средневзвешенные значения соответствующих компонент  $\sigma_{\theta\theta}^d, \sigma_{\theta\theta}^i$  и  $\sigma_{r\theta}^d, \sigma_{r\theta}^i$ , определяемых формулами (3) и (4). Эти средневзвешенные напряжения могут быть вычислены с помощью следующих формул:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{\theta\theta} &= \frac{2}{\pi R} \\ &\times \left\{ \int_0^{R_1} [\sigma_{\theta\theta}^d(r, \theta = \pi + \alpha) + \sigma_{\theta\theta}^i(r, \theta = \pi + \alpha)] \sqrt{\frac{r}{R_1 - r}} dr \right. \\ &\left. + \int_0^{R_2} [\sigma_{\theta\theta}^d(r, \theta) + \sigma_{\theta\theta}^i(r, \theta)] \sqrt{\frac{r}{R_2 - r}} dr \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{r\theta} &= \frac{2}{\pi R} \\ &\times \left\{ \int_0^{R_1} [\sigma_{r\theta}^d(r, \theta = \pi + \alpha) + \sigma_{r\theta}^i(r, \theta = \pi + \alpha)] \sqrt{\frac{r}{R_1 - r}} dr \right. \\ &\left. + \int_0^{R_2} [\sigma_{r\theta}^d(r, \theta) + \sigma_{r\theta}^i(r, \theta)] \sqrt{\frac{r}{R_2 - r}} dr \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Подставляя формулы (6) и (7) в выражение для конфигурационной силы (5) и приравнявая ее к удвоенной удельной энергии поверхности берегов трещины  $2\gamma$ , получаем выражение для определения равновесной длины трещины  $R$

$$\frac{8G\gamma}{\pi(1-\nu)R} = \bar{\sigma}_{\theta\theta}^2 + \bar{\sigma}_{r\theta}^2, \quad (8)$$

где  $\gamma = (\gamma_1 R_1 + \gamma_2 R_2)/(R_1 + R_2)$ ,  $i = 2, 3$ . Поскольку на первом (длиной  $R_1$ ) и втором (длиной  $R_2$ ) отрезках

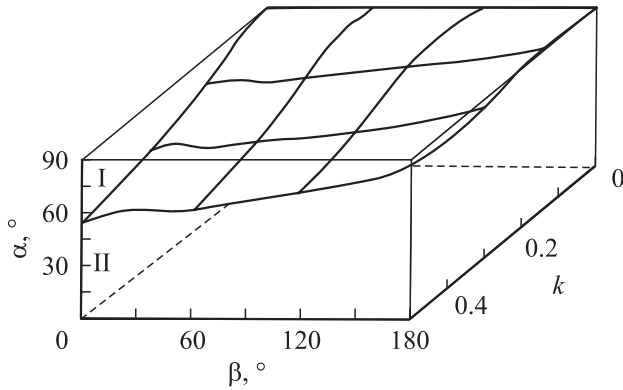
поверхность берегов нанотрещины характеризуется различной удельной энергией, в уравнение (8) подставляется удельная энергия  $\gamma$ , усредненная по всей длине нанотрещины  $R$ .

В общем случае полученное трансцендентное уравнение (8) может быть решено только численно. Используя это уравнение, перейдем к численным оценкам равновесной длины нанотрещины в зависимости от параметров системы. Следует отметить, что равновесная (критическая) длина нанотрещины отвечает положению неустойчивого равновесия системы, которому соответствует максимум ее полной энергии. Увеличение равновесного размера трещины уменьшает вероятность ее появления, тогда как снижение равновесного размера увеличивает вероятность зарождения такой трещины в материале.

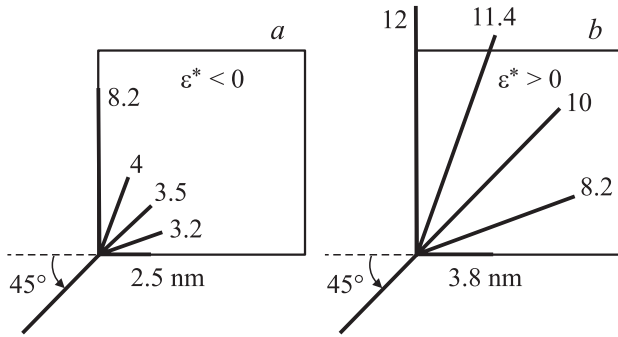
## 4. Результаты расчетов

Произведем расчет равновесной длины  $R_2$  нанотрещины для случаев ее распространения внутри включения (вдоль отрезка  $OB$  при  $\theta = \alpha$ , рис. 2) или по границе раздела матрица–включение (вдоль отрезка  $OC$  при  $\theta = 0$ , рис. 2) при различных значениях углов  $\alpha$  (от 0 до 90°) и  $\beta$  (от 0 до 180°) и параметра  $k$  (от 0 до 0.5, когда положение точки  $O$  меняется соответственно от нижнего левого угла включения до центра его нижней границы). Положим  $R_1$  равным плечу  $L$  дисклинационного диполя, которое характеризует средний размер зерна  $d$  нанокристаллической матрицы, и пусть  $d \approx L \approx R_1 = 30$  nm. В качестве нановключения возьмем длинный стержень с квадратным сечением  $10 \times 10$  nm и собственной дилатационной деформацией  $\varepsilon^* = -0.01$ . Для удельных поверхностных энергий примем следующие оценки:  $\gamma_1 \approx \gamma_3 \approx 0.05GB$  и  $\gamma_2 \approx 0.07GB$  [35], где  $B$  — параметр решетки. Эти величины характерны для металлов с гранцентрированной кубической решеткой, таких как Cu, Al, Ni и т.д. Для остальных параметров системы выберем значения, типичные для нанокристаллических материалов:  $\omega \approx 0.1$ ,  $\nu \approx 0.3$  и  $B \approx 0.3$  nm.

По результатам расчета равновесной длины  $R_2$  отрезков  $OB$  и  $OC$  нанотрещины в координатах  $(\beta, k, \alpha)$  построена поверхность (рис. 3), которая отделяет область I таких значений параметров  $\alpha, \beta$  и  $k$ , при которых  $R_2^{(OB)} < R_2^{(OC)}$ , от области II тех их значений, при которых  $R_2^{(OB)} > R_2^{(OC)}$ . Другими словами, области I соответствует большая вероятность развития нанотрещины внутри включения (раскалывание включения и взаимный сдвиг его частей), а области II — большая вероятность раскрытия нанотрещины вдоль границы матрица–включение (отслоение включения от матрицы и сдвиг вдоль границы). В частности, из диаграммы на рис. 3 видно, что в случае если граница зерна  $AO$  упирается в угол включения ( $k = 0$ ), то  $R_2^{(OB)} > R_2^{(OC)}$ , и нанотрещина должна отклониться от первоначального



**Рис. 3.** Поверхность, отделяющая область I таких значений параметров  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $k$ , при которых более вероятно прямолинейное развитие нанотрещины внутри включения, от области II их значений, при которых более вероятны искривление нанотрещины и ее раскрытие вдоль границы раздела между включением и матрицей.



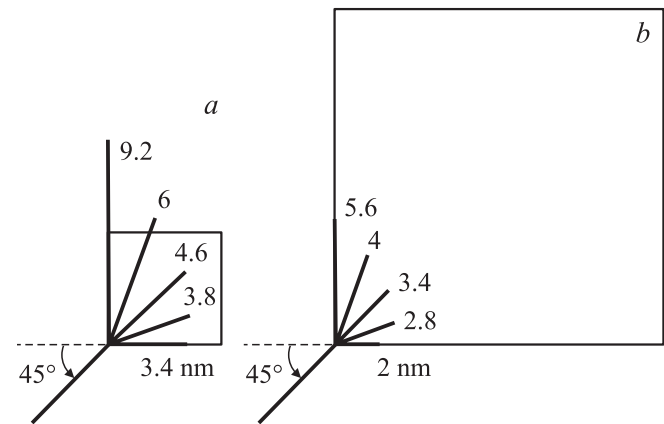
**Рис. 4.** Зависимость равновесной длины  $R_2$  второго отрезка нанотрещины от угла  $\theta = 0, 20, 45, 70$  и  $90^\circ$  (снизу вверх) и знака собственной деформации включения:  $\epsilon^* = -0.01$  (a) и  $0.01$  (b).

пути распространения и развиваться далее вдоль границы матрица–включение при любых значениях углов  $\alpha$  и  $\beta$ . По мере смещения точки контакта границы АО и включения к центру его нижней границы (с ростом  $k$ ) появляется и все более увеличивается область I значений углов  $\alpha$  и  $\beta$ , при которых  $R_2^{(OB)} < R_2^{(OC)}$ , и наиболее вероятно прямолинейное развитие нанотрещины внутри включения. Причиной изменения пути развития нанотрещины является концентрация сдвиговых напряжений включения в его углах и вдоль его границ. При  $k = 0$  нанотрещина развивается в основном под действием сдвиговых напряжений включения, но по мере приближения к центральной точке нижней границы включения ( $k \approx 0.5$ ) вклад его сдвиговых напряжений уменьшается и нанотрещина в основном развивается под действием нормальной компоненты напряжений включения.

Рассмотрим влияние знака собственной дилатационной деформации  $\epsilon^*$  включения на равновесную длину нанотрещины. На рис. 4 приведены результаты расчета равновесной длины нанотрещины в зависимости от

угла  $\theta$  для собственной деформации  $\epsilon^*$  сжатия ( $\epsilon^* < 0$ , рис. 4, a) и растяжения ( $\epsilon^* > 0$ , рис. 4, b). При вычислениях использовались следующие значения параметров системы:  $\alpha = 45^\circ$ ,  $\beta = 90^\circ$  и  $k = 0$ , остальные параметры принимали те же значения, что и при построении диаграммы на рис. 3. Из проведенного анализа следует, что зарождение рассматриваемой нанотрещины наиболее вероятно вблизи включения, которое испытывает собственную дилатационную деформацию сжатия ( $\epsilon^* < 0$ ). Это естественно, поскольку собственная деформация сжатия включения вызывает в нем упругое растяжение (например, при понижении температуры включение, обладающее более высоким коэффициентом теплового расширения, чем матрица, стремится сжаться сильнее матрицы и оказывается в итоге в растянутом состоянии). В этом случае упругое поле включения „помогает“ раскрытию нанотрещины. В обратной ситуации, при  $\epsilon^* > 0$ , оно „препятствует“ раскрытию нанотрещины, и последняя раскрывается под действием поля дисклинационного диполя. В меньшей мере это выражено для нанотрещин, прорастающих по границам матрица–включение, но и для них влияние знака собственной деформации оказывается очень существенным.

На примере конфигурации, представленной на рис. 4, a, рассмотрим влияние размера включения на величину равновесной длины  $R_2$  нанотрещины при  $\epsilon^* = -0.01$ . Как видно из рис. 5, увеличение размера включения  $2a$  от 5 nm (рис. 5, a) до 15 nm (рис. 5, b) приводит к заметному повышению вероятности зарождения нанотрещины, огибающей включение по границе раздела матрица–включение (например, при  $\theta = 0$  равновесная длина  $R_2$  уменьшается от 3.4 до 2 nm, т.е. в 1.7 раза). Этот результат также представляется естественным, так как вклад от поля напряжений включения растет с увеличением размера включения. Очевидно, что изменение знака собственной деформации  $\epsilon^*$  приведет к обратной ситуации, когда уменьшение размера включения увеличивает вероятность развития нанотрещины вдоль границы раздела.



**Рис. 5.** Зависимость равновесной длины  $R_2$  второго отрезка нанотрещины от угла  $\theta = 0, 20, 45, 70$  и  $90^\circ$  (снизу вверх) и размера включения: 5 (a) и 15 nm (b).

## 5. Заключение

В рамках представленной модели проведено исследование зарождения нанотрещины в поле упругих напряжений дисклинационного диполя и включения. Показано, что в зависимости от взаимных положений и ориентации начального отрезка нанотрещины и включения возможны два сценария дальнейшего развития нанотрещины: прямолинейное распространение нанотрещины внутри включения или огибание нанотрещиной включения по границе матрица–включение. При этом вероятность зарождения нанотрещины увеличивается вблизи включения с отрицательной (сжимающей) собственной дилатацией. Уменьшение размера включения снижает вероятность раскрытия трещины вдоль межфазной границы, если собственная дилатация отрицательна, и увеличивает эту вероятность, если собственная дилатация положительна.

## Список литературы

- [1] K.S. Kumar, S. Suresh, M.F. Chisholm, J.A. Horton, P. Wang. *Acta Mater.* **51**, 387 (2003).
- [2] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Plastic deformation in nanocrystalline materials*. Springer, Berlin–Heidelberg–N.Y. (2004). 198 p.
- [3] Mechanical properties of nanocrystalline materials and nanocomposites. *MRS Symp. Proc. Vol. 791 / Eds I.A. Ovid'ko, C.S. Pande, R. Krishnamoorti, E.J. Lavernia, G. Skandan*. MRS, Warrendale (2004).
- [4] С.В. Бобылев, М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько. *ФТТ* **46**, 1986 (2004).
- [5] М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько, Н.В. Скиба. *ФТТ* **46**, 1975 (2004).
- [6] М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько, Н.В. Скиба. *ФТТ* **47**, 1602 (2005).
- [7] В.А. Поздняков, А.М. Глезер. *ФТТ* **47**, 793 (2005).
- [8] Б.И. Смирнов, В.В. Шпейзман, В.И. Николаев. *ФТТ* **47**, 816 (2005).
- [9] B.Q. Han, E. Lavernia, F.A. Mohamed. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **9**, 1 (2005).
- [10] I.A. Ovid'ko. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **10**, 89 (2005).
- [11] D. Wolf, V. Yamakov, S.R. Phillpot, A.K. Mukherjee, H. Gleiter. *Acta Mater.* **53**, 1 (2005).
- [12] G.-D. Zhan, J.D. Kuntz, J. Wan, A.K. Mukherjee. *MRS Bull.* **29**, 22 (2004).
- [13] H.-Y. Lee, Y.-H. Kim, Y.-K. Chang. *Acta Mater.* **52**, 5812 (2004).
- [14] M. Kotoul, I. Dlouhy. *Mater. Sci. Eng. A* **387–389**, 404 (2004).
- [15] G.-D. Zhan, A.K. Mukherjee. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **10**, 185 (2005).
- [16] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. *Phil. Mag.* **86**, 1415 (2006).
- [17] S. Veprék, A.S. Argon. *J. Vac. Sci. Technol.* **20**, 650 (2002).
- [18] В.В. Рыбин. *Большие пластические деформации и разрушение металлов*. Металлургия, М. (1986). 242 с.
- [19] A.E. Romanov, V.I. Vladimirov. In: *Dislocations in solids / Ed. F.R.N. Nabarro*. North Holland, Amsterdam (1992). Vol. 9. P. 191–402.
- [20] В.В. Инденбом. *ФТТ* **3**, 2071 (1961).
- [21] I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman. *Acta Mater.* **52**, 1201 (2004).
- [22] В.В. Рыбин, И.М. Жуковский. *ФТТ* **20**, 1829 (1978).
- [23] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Phil. Mag. A* **70**, 561 (1994).
- [24] M.S. Wu, H. Zhou. *Int. J. Fracture* **82**, 381 (1996).
- [25] M.Yu. Gutkin, I.A. Ovid'ko. *Phil. Mag. Lett.* **84**, 655 (2004).
- [26] K. Zhou, A.A. Nazarov, M.S. Wu. *Phys. Rev. B* **73**, 045 410 (2006).
- [27] M.S. Wu. *Solid State Phenom.* **87**, 277 (2002).
- [28] M.Yu. Gutkin, K.N. Mikaelyan, I.A. Ovid'ko. *Phys. Stat. Sol. (a)* **153**, 337 (1996).
- [29] М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько. *Физическая механика деформируемых наноструктур*. Янус, СПб (2005). Т. 2. 352 с.
- [30] V.G. Gryaznov, A.M. Kaprelov, A.E. Romanov, I.A. Polonskii. *Phys. Stat. Sol. (b)* **167**, 441 (1991).
- [31] И.А. Овидько, А.В. Осипов. *ФТТ* **34**, 288 (1992).
- [32] М.Ю. Гуткин, К.Н. Микаелян, И.А. Овидько. *ФТТ* **37**, 552 (1995).
- [33] М.Ю. Гуткин, Е.С. Айфантис. *ФТТ* **41**, 2158 (1999).
- [34] M.Yu. Gutkin. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **1**, 27 (2000).
- [35] D. Udler, D.N. Seidman. *Phys. Rev. B* **54**, 133 (1996).