

Компьютерное моделирование динамики двумерного дислокационно-дисклинационного ансамбля

© К.Н. Микаелян, М. Seefeldt*, М.Ю. Гуткин, Р. Klimanek**, А.Е. Романов***

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

* Catholic University of Leuven, Department of Metallurgy and Materials Engineering,
B-3001 Heverlee, Belgium

** Freiberg University of Mining and Technology, Institute of Physical Metallurgy,
D-09596 Freiberg, Germany

*** Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: gutkin@def.ipme.ru

(Поступила в Редакцию 2 апреля 2003 г.)

Разработан компьютерный код, моделирующий динамику произвольного двумерного дислокационно-дисклинационного ансамбля. Код построен по принципам молекулярной динамики, где в качестве отдельных взаимодействующих частиц берутся краевые дислокации и диполи частичных клиновых дисклинаций. С помощью тестовых расчетов на примере чистой меди детально изучены особенности скольжения одной дислокации вблизи неподвижного диполя при различных ориентациях его плеча и начальных условиях задачи. Показано, что динамика дислокации в значительно большей степени определяется распределением упругого поля дисклинационного диполя, чем ее начальной скоростью.

Работа выполнена при поддержке Фонда „Фольксваген“, ФРГ (научный проект N 05019225), программы „Физика твердотельных наноструктур“ Минпрома России и программы „Интеграция“ (грант № Б0026).

В течение последних двадцати лет для описания мезоскопических дефектных субструктур, которые формируются в металлах и сплавах при больших степенях пластической деформации, все чаще используются дисклинационные представления [1–6]. Дисклинации находят применение также при построении моделей структуры и механического поведения наноструктурных и некристаллических материалов [7–9], границ раздела в разнообразных тонкопленочных структурах [10–14], мартенситных превращений [15,16] и т.д. Составной частью большинства дисклинационных моделей пластической деформации является упругое взаимодействие между дисклинациями и дислокациями, которое часто играет в этих моделях основную роль.

Так, в работе [17] была предложена дислокационно-дисклинационная модель распространения полосы переориентации (ПП). Основная идея этой модели состояла в том, что поля упругих напряжений диполя частичных дисклинаций разделяют в среднем нейтральный (по дислокационному заряду [1]) ансамбль хаотически распределенных перед фронтом ПП краевых дислокаций на группы условно „положительных“ и „отрицательных“ дислокаций. Эти „положительные“ и „отрицательные“ дислокации „захватываются“ соответственно положительной и отрицательной дисклинациями. Захват каждого очередного дислокационного диполя представляет собой элементарный акт консервативного продвижения фронта ПП. Предложенный механизм [17] был подтвержден экспериментальными данными [1,2] и в дальнейшем широко использовался при моделировании совместной кинетики дислокаций и дисклина-

ций в сильно деформированных металлах [4–6, 18–21]. С помощью похожих схем недавно были разработаны новые дисклинационные модели зарождения и развития ПП вблизи двойных перегибов и стыков границ зерен [22]. Однако при тщательном рассмотрении механизма [17] возникают вопросы, ответы на которые пока не найдены. В частности, до сих пор неизвестны детали процесса захвата дислокаций дисклинационным диполем. Нет также оценок для эффективной длины захвата, т.е. для такого расстояния от линии дисклинации, на котором краевая дислокация соответствующего знака должна остановиться перед фронтом ПП, чтобы обеспечить консервативное продвижение этой дисклинации.

Для получения недостающей информации нужно исследовать динамику развития сложных дислокационных структур в месте зарождения ПП, а затем перед ее фронтом. Такая задача в общем трехмерном случае, конечно, чрезвычайно сложна. Однако при двумерной постановке задачи, когда линии всех дислокаций и частичных дисклинаций полагаются параллельными друг другу, ее можно решать методами компьютерного моделирования в рамках совместной дислокационно-дисклинационной динамики. Следует отметить, что компьютерное моделирование дискретных дислокационных ансамблей является сейчас одним из наиболее популярных направлений в теоретическом материаловедении. Двумерные и трехмерные модели динамики взаимодействующих дислокаций интенсивно развиваются с конца 80-х годов (см., например, обзоры [23,24] и недавние работы, посвященные двумер-

ным [25,26] и трехмерным [27,28] мезоскопическим компьютерным моделям). Однако до сих пор не было сделано ни одной попытки построения корректной мезоскопической компьютерной модели дислокационно-дисклинационного ансамбля. Предложенные ранее компьютерные модели [4–6,18–21], описывающие совместную эволюционную кинетику дислокаций и частичных дисклинаций, фактически не учитывают упругих взаимодействий между ними.

В данной работе приводятся первые результаты, полученные с помощью двумерной компьютерной модели совместной динамики диполей частичных дисклинаций и краевых дислокаций, нацеленные на прояснение особенностей упругого взаимодействия этих дефектов. Рассматривается частный случай скольжения одной краевой дислокации вблизи двухосного диполя клиновых частичных дисклинаций. Предполагается, что полученные данные будут в дальнейшем использоваться для проверки и уточнения существующих теоретических (не компьютерных) моделей развития ПП.

1. Компьютерная модель

Для изучения динамики двумерного дислокационно-дисклинационного ансамбля под действием внешней нагрузки использовался компьютерный код, построенный на основе программы, моделирующей динамику точечных дефектов в рамках метода молекулярной динамики. Роль частиц играли дислокации и диполи частичных дисклинаций, обладающие эффективной массой и собственными полями упругих напряжений. Прямолинейные краевые дислокации и клиновые дисклинации распределялись внутри двумерной прямоугольной области бесконечной упругоизотропной среды (рис. 1). Линии дефектов были перпендикулярны плоскости этой области, а ее размеры составляли 1×1 mm.

Каждая дислокация характеризовалась вектором Бюргера \mathbf{b}_x или \mathbf{b}_y , координатами $(x^{(i)}, y^{(i)})$ и скоростями $(\dot{x}^{(i)}, \dot{y}^{(i)})$, где $i = 1, \dots, n$, n — число дислокаций.

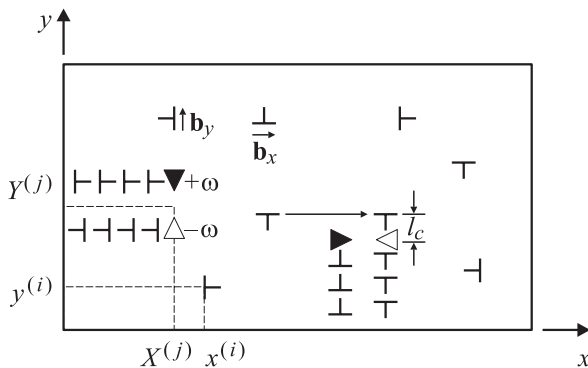


Рис. 1. Двумерная область компьютерного моделирования дислокационно-дисклинационного ансамбля. l_c — характерная длина захвата дислокации дисклинационным диполем.

Из дисклинаций противоположных знаков были составлены диполи, которые при тестовых расчетах полагались неподвижными и рассматривались только как источники упругих полей. Каждый такой диполь характеризовался мощностью $\omega^{(j)}$, величиной и ориентацией плеча, а также координатами центральной точки $(X^{(j)}, Y^{(j)})$, где $j = 1, \dots, N$, N — число дисклинационных диполей. Как показано на рис. 1, каждая дисклинация обозначает край соответствующей малоугловой дислокационной стенки наклона. Это означает, что все дисклинации являются частичными, а не полными [1].

Дислокации в данной модели могут перемещаться путем скольжения или переползания под действием сил, вызванных внешней нагрузкой, упругими полями остальных дефектов и динамическим трением. Тогда p -компонента суммарной силы, действующей на дислокацию i , имеет вид

$$F_p^{(i)} = F_p^{\text{ext}(i)} + F_p^{\text{def}(i)} + F_p^{\text{fr}(i)}, \tag{1}$$

где $F_p^{\text{ext}(i)} = \tau^{\text{ext}} b_p^{(i)}$ — внешняя движущая сила; $F_p^{\text{def}(i)} = e_{mpl} \sigma_{lk}^{(i)} b_k^{(i)} s_m^{(i)}$ — сила взаимодействия со всеми остальными дефектами; $F_p^{\text{fr}(i)} = -\tau(v) b_p^{(i)}$ — сила динамического трения; τ^{ext} — сдвиговое напряжение, обусловленное внешней нагрузкой; $b_p^{(i)}$ — p -компонента вектора Бюргера дислокации i ; e_{mpl} — антисимметричный тензор Леви-Чивита; $\sigma_{lk}^{(i)}$ — суммарное поле упругих напряжений от всех прочих дефектов, действующее в точке расположения дислокации i ; $s_m^{(i)}$ — m -компонента единичного вектора касательной к линии дислокации. Все используемые индексы p, m, l и k могут обозначать x - или y -компоненты. Сдвиговое напряжение $\tau(v)$ характеризует трение кристаллической решетки и зависит от скорости дислокации v .

Динамика дислокаций описывается уравнением Ньютона

$$m^{(i)} \ddot{x}^{(i)} = F_x^{(i)}, \quad m^{(i)} \ddot{y}^{(i)} = F_y^{(i)}, \tag{2}$$

где $m^{(i)}$ — эффективная масса дислокации i , а $\ddot{x}^{(i)}$ и $\ddot{y}^{(i)}$ — компоненты ее ускорения. Каждому дефекту придаются начальные значения координаты и скорости, а затем уравнения (2) решаются численно, что в результате дает временные зависимости его координат $(x^{(i)}, y^{(i)})$ и скоростей $(\dot{x}^{(i)}, \dot{y}^{(i)})$. При решении используются периодические граничные условия по пространственным переменным.

В рамках описанного подхода исследовались упругие взаимодействия скользящей краевой дислокации с двухосным диполем клиновых дисклинаций в чистой меди. Величина вектора Бюргера дислокации принималась равной $b_x = 0.256$ nm, что дает следующую оценку для эффективной массы (на единицу длины дислокации) [29]: $m = \rho b_x^2 / 2 \approx 1.4 \cdot 10^{-9}$ kg \cdot m $^{-1}$, где ρ — плотность меди. Положение середины плеча дисклинационного диполя фиксировалось в центральной

точке ($X = 500 \mu\text{m}$, $Y = 500 \mu\text{m}$) выделенной области упругого пространства. Длина плеча диполя $2a$ была постоянной и равной 100 nm , варьировались только его ориентация и мощность дисклинаций. Для чистоты анализа дислокационно-дисклинационного взаимодействия действие внешней силы F_p^{ext} исключалось. Упругая сила $F_x^{\text{def}} = \sigma_{xy} b_x$ определялась по известному выражению для поля напряжений дисклинационного диполя σ_{xy} [1]. Силу динамического трения F_p^{fr} брали в виде $F_x^{\text{fr}}(t) = -Bv(t)$, где для случая чистой меди $B = 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ [30] (см. также [29], с. 76).

При тестовых расчетах были рассмотрены некоторые типичные ситуации для различных ориентаций плеча диполя, начальных положений и скоростей дислокации. При этом учитывалось только консервативное скольжение дислокации, а ее переползание блокировалось бесконечным сопротивлением движению в направлении нормали к плоскости скольжения. Результаты расчетов представлены в следующих разделах.

2. Скольжение дислокации вдоль плеча дисклинационного диполя

Рассмотрим сначала дисклинационный диполь мощностью $\omega = 0.01$ и скользящую вдоль его плеча дислокацию, которая начинает движение довольно далеко от диполя из точки ($x_0 = 499.0 \mu\text{m}$, $y_0 = 501.1 \mu\text{m}$) с на-

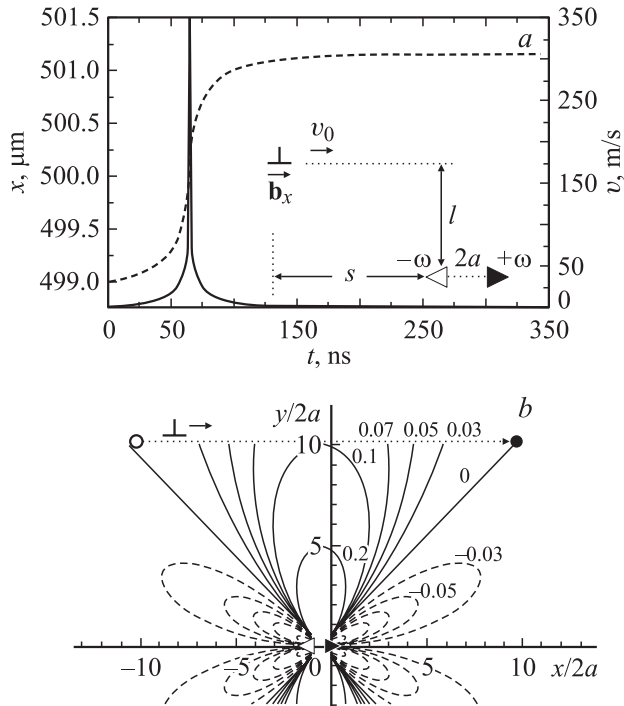


Рис. 2. Ускоренное движение краевой дислокации вдоль плеча дисклинационного диполя: временные зависимости координаты $x(t)$ (штриховая кривая) и скорости $v(t)$ (сплошная кривая) дислокации (а), которая скользит в поле дальнедействующих положительных сдвиговых напряжений σ_{xy} диполя (б).

чальной скоростью $v_0 = 0.01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, так что ее начальное положение по отношению к дипольно определяется характерными расстояниями $s = 1000 \text{ nm}$ и $l = 1100 \text{ nm}$, существенно большими длинами плеча диполя (рис. 2). Решение этой задачи показано в виде временных зависимостей координаты $x(t)$ (штриховая кривая) и скорости $v(t) = \dot{x}(t)$ (сплошная кривая) дислокации на рис. 2, а. На рис. 2, б для пояснения полученных результатов приведена карта распределения изолиний поля напряжений диполя σ_{xy} в единицах $G\omega/[2\pi(1-\nu)]$, где G — модуль сдвига, а ν — коэффициент Пуассона. Начальное положение дислокации показано светлым кружком в левом верхнем углу, а конечное — темным кружком в правом верхнем углу рис. 2, б (все последующие рисунки построены аналогично и содержат те же обозначения).

Видно, что начальное положение было выбрано таким образом, чтобы с самого начала движения дислокация оказалась в области положительных значений поля σ_{xy} , которые по мере ее движения слева направо сначала увеличивались, а затем уменьшались. Соответственно дислокация сначала сильно ускорялась, и ее скорость достигала наибольших значений в области прямо над диполем, где его напряжение σ_{xy} максимально (рис. 2). При этом достигала наибольшей величины и сила динамического трения, прямо пропорциональная скорости дислокации. Поэтому, когда дислокация начинает выходить из области максимальных напряжений над диполем, ее скорость резко падает. В результате дислокация просто останавливалась в той точке, где напряжение σ_{xy} обращалось в нуль, т.е. в точке пересечения плоскости скольжения дислокации с линией постоянного нулевого уровня напряжения σ_{xy} (рис. 2, б). Очевидно, что в рассмотренном случае никакого захвата дислокации диполем не происходит, она просто проходит мимо.

Возникает вопрос: при каких же условиях задачи в такой конфигурации возможен захват дислокации диполем, т.е. такое ее конечное положение, в котором она оказалась бы прямо над положительной дисклинацией? Расчеты показали, что этого можно добиться только при очень малой мощности диполя ω и только в том случае, когда начальное положение дислокации находится прямо над диполем. Уменьшим, например, мощность диполя в 10 раз ($\omega = 0.001$), начальную скорость дислокации положим равной нулю ($v_0 = 0$) и выберем начальное положение дислокации в точке ($x_0 = 500.050 \mu\text{m}$, $y_0 = 500.001 \mu\text{m}$), т.е. на расстоянии $l = 1 \text{ nm}$ от диполя прямо над его центром (рис. 3). В этом случае дислокация сразу оказывается в зоне действия сильного поля σ_{xy} диполя, быстро набирает скорость и доходит до линии нулевого уровня σ_{xy} , на которой после нескольких затухающих колебаний останавливается в непосредственной близости от положительной дисклинации. На таком близком расстоянии от дисклинации линия нулевого уровня σ_{xy} практически совпадает с осью y , что и

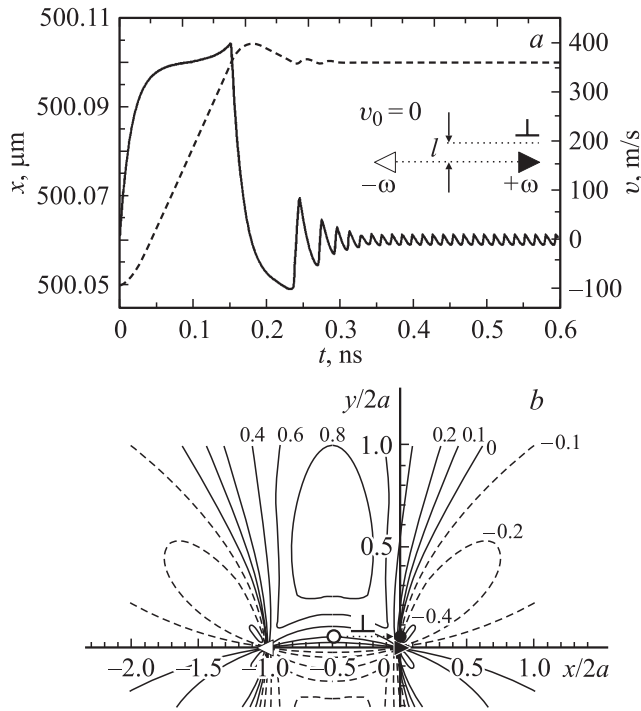


Рис. 3. Ускоренное движение краевой дислокации вдоль плеча дисклинационного диполя и ее захват этим диполем: временные зависимости координаты $x(t)$ (штриховая кривая) и скорости $v(t)$ (сплошная кривая) дислокации (а), которая скользит в поле короткодействующих положительных сдвиговых напряжений σ_{xy} диполя (b).

обеспечивает требуемый захват дислокации диполем. Однако такой захват возможен только на очень малом расстоянии от диполя (здесь $l = 1 \text{ nm}$), которое намного меньше, чем расстояние $l_c \approx b_x/\omega = 256 \text{ nm}$ между дислокациями в малоугловых стенках наклона, края которых описываются этим дисклинационным диполем. Очевидно, что такая малая длина захвата не может обеспечить реализацию механизма консервативного движения дисклинационного диполя в направлении, нормальном к его плечу, за счет захвата краевых дислокаций.

Таким образом, компьютерное моделирование показывает, что существующие модели движения дисклинационного диполя должны уточняться с учетом выявленных обстоятельств. Вероятно, новые модели должны включать какие-то промежуточные этапы перестройки дислокационного ансамбля перед фронтом дисклинационного диполя и/или трансформацию самого диполя.

3. Скольжение дислокации поперек плеча дисклинационного диполя

Развернем теперь плечо дисклинационного диполя мощностью $\omega = 0.01$ на 90° , как показано на рис. 4, а. Рассмотрим скользящую поперек его плеча дислока-

цию, которая начинает движение с начальной скоростью $v_0 = 0.01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ из точки $(x_0 = 499 \text{ nm}, y_0 = 501 \text{ nm})$, так что ее начальное положение по отношению к диполю определяется расстояниями $s = 1000$ и $l = 1025 \text{ nm}$. Таким образом, дислокация стартует из точки, расположенной достаточно далеко от диполя, в зоне действия его отрицательного сдвигового напряжения σ_{xy} (рис. 4, b). В результате дислокация отталкивается диполем, ее скорость мгновенно меняет знак, и она движется с отрицательным ускорением в обратную от диполя сторону до тех пор, пока не достигнет линии нулевого уровня поля σ_{xy} (верхний левый угол на рис. 4, b). Соответствующие временные зависимости координаты $x(t)$ (штриховая кривая) и скорости $v(t)$ (сплошная кривая) дислокации показаны на рис. 4, а.

Сохраняя общую геометрию задачи, сместим плоскость скольжения дислокации на 1 nm ближе к диполю (рис. 5, а). Пусть она стартует с той же начальной скоростью из точки $(x_0 = 499 \text{ nm}, y_0 = 500 \text{ nm})$, так что теперь $s = 1000 \text{ nm}$ и $l = 25 \text{ nm}$. Здесь дислокация сразу оказывается в зоне действия сильного положительного напряжения σ_{xy} (рис. 5, b), она очень быстро (за время $t \leq 0.1 \text{ ns}$) набирает скорость $v \approx 450 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ и затем скользит в течение следующих $\approx 1.2 \text{ ns}$ приблизительно с той же скоростью, после чего тормозится и через $\approx 1.9 \text{ ns}$ останавливается на линии нулевого уровня поля σ_{xy} .

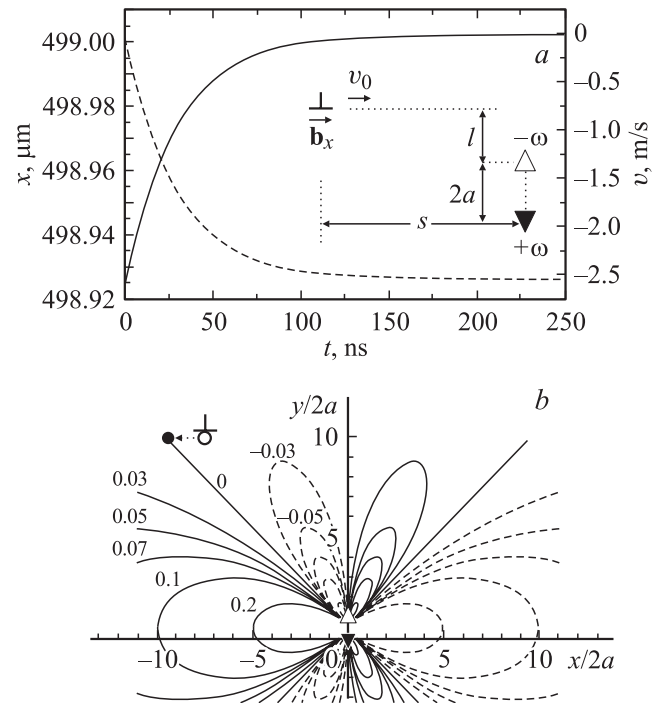


Рис. 4. Отталкивание скользящей краевой дислокации дисклинационным диполем: временные зависимости координаты $x(t)$ (штриховая кривая) и скорости $v(t)$ (сплошная кривая) дислокации (а), которая скользит в поле далекодействующих отрицательных сдвиговых напряжений σ_{xy} диполя (b).

Вернемся теперь к рассмотрению первого примера этого раздела (рис. 4) и поменяем местами положительную и отрицательную дисклинации, оставляя прочие условия неизменными (рис. 6). Дислокация начинает скольжение из той же точки с той же начальной скоростью. Она сначала ускоряется под действием увеличивающегося напряжения σ_{xy} , а затем замедляется, когда это напряжение начинает уменьшаться (рис. 6, *b*). Примерно через 83 ns после начала движения дислокация достигает линии нулевого уровня поля σ_{xy} и захватывается дисклинационным диполем. Этот пример подтверждает, что диполь способен двигаться консервативно вдоль направления, параллельного ориентации своего плеча, путем захвата дислокаций в отличие от случая его движения вдоль нормали к плечу (см. раздел 2).

Рассмотренные примеры показывают, что динамика дислокации полностью управляется упругим полем дисклинационного диполя: дислокация ускоряется, если находится в зоне действия нарастающего поля, а потом, когда поле начинает уменьшаться, тормозится силой динамического трения. При этом дислокация всегда останавливается, когда достигает линии нулевого уровня поля сдвиговых напряжений диполя. Таким образом, поведение дислокации определяется ее начальным положением относительно диполя и фактически не зависит от ее начальной скорости (для тех значений последней,

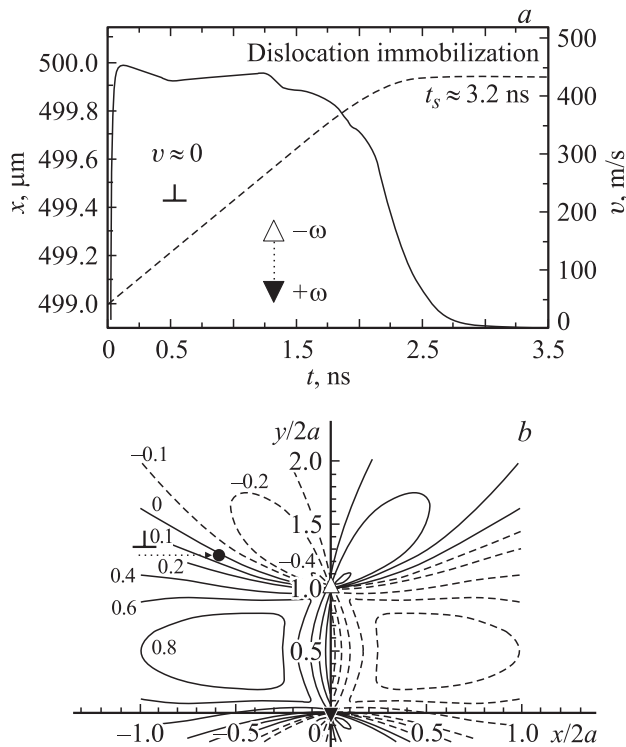


Рис. 5. Притяжение и остановка скользящей краевой дислокации в поле дисклинационного диполя: временные зависимости координаты $x(t)$ (штриховая кривая) и скорости $v(t)$ (сплошная кривая) дислокации (*a*), которая скользит в поле короткодействующих положительных сдвиговых напряжений σ_{xy} диполя (*b*).

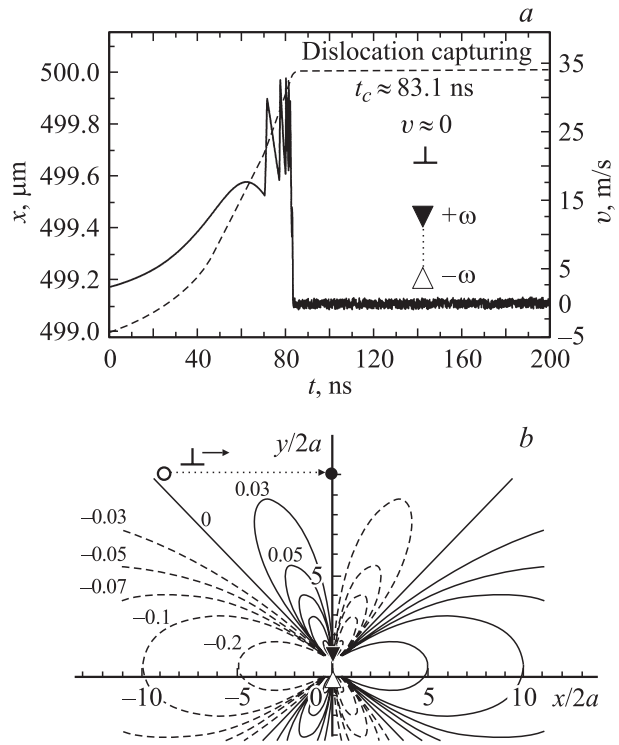


Рис. 6. Ускоренное скольжение краевой дислокации поперек плеча дисклинационного диполя и ее захват этим диполем: временные зависимости координаты $x(t)$ (штриховая кривая) и скорости $v(t)$ (сплошная кривая) дислокации (*a*), которая скользит в поле дальнодействующих положительных сдвиговых напряжений σ_{xy} диполя (*b*).

которые были использованы в расчетах). Компьютерная модель подтвердила, что диполь клиновых дисклинаций может двигаться консервативно вдоль направления, параллельного ориентации своего плеча, путем захвата краевых дислокаций, однако его движение вдоль нормали к плечу нельзя объяснить в рамках существующих теоретических моделей, и оно требует дальнейшего исследования.

Приведенные результаты тестовых расчетов показывают пригодность предложенного компьютерного кода для моделирования более сложных дефектных конфигураций под действием различных условий внешнего нагружения. В то же время они представляются достаточно интересными сами по себе, поскольку наглядно иллюстрируют динамику дислокационно-дисклинационных упругих взаимодействий и стимулируют интерес к изучению коллективного поведения дефектов в твердых телах при высоких степенях пластической деформации.

Авторы глубоко признательны У.К. Рёсслеру (U.K. Rössler, Дрезден, ФРГ), который разработал исходную версию компьютерного кода молекулярной динамики и предоставил ее в распоряжение авторов для последующей переработки в программу для моделирования дислокационно-дисклинационной динамики.

Список литературы

- [1] В.И. Владимиров, А.Е. Романов. Дисклинации в кристаллах. Наука, Л. (1986). 224 с.
- [2] В.В. Рыбин. Большие пластические деформации и разрушение металлов. Металлургия, М. (1986). 224 с.
- [3] А.Д. Коротаев, А.Н. Тюменцев, Ю.П. Пинжин. Физическая мезомеханика **1**, *1*, 23 (1998).
- [4] M. Seefeldt. Rev. Adv. Mater. Sci. **2**, *1*, 44 (2001).
- [5] P. Klimanek, V. Klemm, A.E. Romanov, M. Seefeldt. Adv. Eng. Mater. **3**, *11*, 877 (2001).
- [6] Local Lattice Rotations and Disclinations in Microstructures of Distorted Crystalline Materials / Ed. P. Klimanek, A.E. Romanov, M. Seefeldt. Solid State Phenomena (2002). V. 87. 310 p.
- [7] A.E. Romanov. In: Nanostructured Materials: Science & Technology / Ed. G.M. Chow, N.I. Noskova. Kluwer Academic Publ., Dordrecht–Boston–London (1998). P. 207.
- [8] В.А. Лихачев, В.Е. Шудегов. Принципы организации аморфных структур. Изд-во СПб ун-та, СПб (1999). 228 с.
- [9] М.Ю. Гуткин, И.А. Овидько. Физическая механика деформируемых наноструктур. Т. 1. Нанокристаллические материалы. Янус, СПб (2003). 194 с.
- [10] J.S. Speck, A.C. Daykin, A. Seifert, A.E. Romanov, W. Pompe. J. Appl. Phys. **78**, *3*, 1696 (1995).
- [11] N.A. Pertsev, A.G. Zembilgotov. J. Appl. Phys. **78**, *10*, 6170 (1995).
- [12] P. Müllner, H. Gao, C.S. Ozkan. Phil. Mag. A **75**, *4*, 925 (1997).
- [13] И.А. Овидько. ФТТ **41**, *9*, 1637 (1999).
- [14] A.G. Sheinerman, M.Yu. Gutkin. Phys. Stat. Sol. (a) **184**, *2*, 485 (2001).
- [15] M.Yu. Gutkin, K.N. Mikaelyan, V.E. Verijenko. Acta Mater. **49**, 3811 (2001).
- [16] M.Yu. Gutkin, K.N. Mikaelyan, V.E. Verijenko, L.D. Thompson. Met. Mater. Trans. A **33**, 1351 (2002).
- [17] В.И. Владимиров, А.Е. Романов. ФТТ **20**, *10*, 3114 (1978).
- [18] Б.К. Барахтин, В.И. Владимиров, С.А. Иванов, И.А. Овидько, А.Е. Романов. ФММ **63**, *6*, 1185 (1987).
- [19] A.E. Romanov, E.C. Aifantis. Scr. Met. Mater. **29**, *4*, 707 (1993).
- [20] M. Seefeldt, P. Klimanek. Mater. Sci. Eng. A **234–236**, 758 (1997).
- [21] M. Seefeldt, P. Klimanek. Model. Simul. Mater. Sci. Eng. **6**, 349 (1998).
- [22] M.Yu. Gutkin, K.N. Mikaelyan, A.E. Romanov, P. Klimanek. Phys. Stat. Sol. (a) **193**, *1*, 35 (2002).
- [23] A. Needleman. Acta Mater. **48**, 105 (2000).
- [24] B. Devincere, L.P. Kubin, C. Lemarchand, R. Madec. Mater. Sci. Eng. A **309–310**, 211 (2001).
- [25] L. Nicola, E. Van der Giessen, A. Needleman. Mater. Sci. Eng. A **309–310**, 274 (2001).
- [26] N. Argaman, O. Levy, G. Makov. Mater. Sci. Eng. A **309–310**, 386 (2001).
- [27] O. Politano, J.M. Salazar. Mater. Sci. Eng. A **309–310**, 261 (2001).
- [28] H. Yasin, H.M. Zbib, M.A. Khaleel. Mater. Sci. Eng. A **309–310**, 294 (2001).
- [29] U.F. Kocks, A.S. Argon, M.F. Ashby. Prog. Mater. Sci. **19**, 73 (1975).
- [30] K.M. Jassby, T. Vreeland, jr. Phil Mag. **21**, 1147 (1970).