

УДК 539.23, 539.216.1, 548.4

## Эволюция кривизны кристаллической решетки в металлических материалах на мезо- и наноструктурном уровнях пластической деформации

А.Н. Тюменцев<sup>1,2,3</sup>, И.А. Дитенберг<sup>1,3</sup>, А.Д. Коротаев<sup>1,2</sup>, К.И. Денисов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, 634021, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, 634050, Россия

<sup>3</sup> Сибирский физико-технический институт, Томск, 634050, Россия

Обобщены результаты электронно-микроскопических исследований структурных состояний с высокой кривизной кристаллической решетки, формирующихся в широком классе металлических материалов в различных условиях интенсивной пластической деформации: прокатка, равноканальное угловое прессование, механическая активация в планетарных шаровых мельницах и кручение на наковальнях Бриджмена. Выделено два типа таких состояний: субструктура с упругопластической кривизной кристаллической решетки десятки градусов на мкм, формирующаяся в процессе накопления высокой плотности избыточных дислокаций одного знака, и состояние с упругой кривизной кристалла до нескольких сотен градусов на мкм в нанобъемах размерами несколько нанометров. Проведен анализ условий формирования этих состояний, особенностей их эволюции и роли в реализации различных механизмов пластической деформации и формирования нанокристаллических структур.

*Ключевые слова:* кривизна кристаллической решетки, нанодиполи частичных дисклинаций, большие пластические деформации, наноструктурные состояния, внутренние напряжения, квазивязкая мода деформации, электронная микроскопия

## Lattice curvature evolution in metal materials on meso- and nanostructural scales of plastic deformation

A.N. Tyumentsev<sup>1,2,3</sup>, I.A. Ditenberg<sup>1,3</sup>, A.D. Korotaev<sup>1,2</sup>, and K.I. Denisov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Institute of Strength Physics and Materials Science, SB RAS, Tomsk, 634021, Russia

<sup>2</sup> National Research Tomsk State University, Tomsk, 634050, Russia

<sup>3</sup> Siberian Physical Technical Institute, Tomsk, 634050, Russia

The paper generalizes results of electron microscopy studies of structural states with high lattice curvature which arise in a wide class of materials under various conditions of severe plastic deformation: rolling, equal channel angular pressing, mechanical activation in planetary ball mills, and torsion in Bridgman anvils. The states are divided into two types: (i) a substructural state with elastoplastic lattice curvature of tens of degrees per micron due to high density of like-sign excess dislocations; and (ii) a state with elastic lattice curvature up to several hundreds of degrees per micron in volumes of several nanometers. Analysis is performed to inquire into the formation of these states, peculiarities of their evolution, and their role in different mechanisms of plastic deformation and formation of nanocrystalline structures.

*Keywords:* lattice curvature, partial disclination nanodipoles, high plastic strains, nanostructural states, internal stress, quasiviscous deformation mode, electron microscopy

### 1. Введение

Важными особенностями пластического течения при больших (интенсивных) пластических деформациях металлических материалов, в том числе при формировании в них субмикроструктурных и нанокристаллических структур, являются образование

структурных состояний с высокими значениями кривизны кристаллической решетки [1–29] и активизация новых (часто сугубо недислокационных) мод деформации типа квазивязкого массопереноса [1, 2, 23, 24] или локальных обратимых структурных превращений мартенситного типа [7, 19, 28–32].

Среди основных факторов, определяющих качественные (упругопластическая или упругая) и количественные (величины компонент тензора изгиба-кручения  $\chi_{ij}$ ) параметры этой кривизны, можно выделить релаксационную способность материала, уровень исходных и приобретаемых в процессе деформации прочностных свойств, способы и величину пластической деформации, характерные масштабы зон высокой кривизны и др. К настоящему времени установлено, что в зависимости от используемых материалов и способов деформационного воздействия наблюдается формирование структурных состояний с кривизной кристаллической решетки от нескольких десятков [1–18] до нескольких сотен [22–26] градусов на мкм.

Формирование указанных выше структурных состояний может быть следствием качественно различных типов дефектных субструктур. Это могут быть: 1) избыточная плотность геометрически необходимых дислокаций одного знака, которая определяет значения упругопластической кривизны кристаллической решетки до нескольких десятков градусов на мкм [1–9, 13, 14]; 2) скопления частичных дисклинаций одного знака на границах зерен [10, 13, 14], приводящие к формированию субструктур с высокой кривизной кристаллической решетки в окрестности границ нанокристаллов; 3) нанодиполи частичных дисклинаций или разориентированные наноструктуры дипольного и мультипольного типа с упругой кривизной кристалла сотни градусов на мкм [23–26] на поздних этапах наноструктурирования металлических сплавов.

В соответствии с работами [10, 13, 14, 27], параметры субструктур с высокой кривизной кристаллической решетки определяют такие важные характеристики формирующихся при интенсивных пластических деформациях субмикроструктурных и нанокристаллических состояний, как предельные минимальные размеры нанозерен и неравновесную (с высокой плотностью зернограницных дисклинаций) структуру их границ. В работах [33–37] эволюция кривизны кристаллической решетки положена в основу разработки концепции квазиволнового характера зарождения и развития пластических дисторсий в деформируемом твердом теле. Таким образом, обсуждаемые здесь структурные состояния с высокой кривизной кристаллической решетки играют важную роль как при формировании микроструктуры и особых свойств субмикро- и нанокристаллических материалов, так и при разработке вопросов динамики пластической деформации деформируемого твердого тела.

В настоящей работе обобщены результаты экспериментальных электронно-микроскопических исследований особенностей формирования этих состояний в широком классе металлических материалов в различных условиях больших (интенсивных) пластических дефор-

маций. Проведен анализ особенностей их эволюции и роли в реализации различных механизмов пластической деформации и переориентации кристалла, в том числе при формировании субмикроструктурных и нанокристаллических структур.

## 2. Материалы и методика исследования

Использованы результаты исследований высокопрочных ниобиевых сплавов с дисперсным упрочнением [1–5], интерметаллида  $\text{Ni}_3\text{Al}$  [6, 8, 9], чистых ГЦК (99.98 % Cu [11–13], 99.98 % Ni [10, 23–25]) и ОЦК (99.99 % Ta [21], 99.98 % Nb [22]) металлов, ОЦК-сплавов на основе V (V–4%Ti–4%Cr) [15–17] и Mo–47% Re [18–20], аустенитных сталей [28, 29].

Пластическую деформацию осуществляли путем прокатки при комнатной температуре в интервале значений истинной логарифмической деформации  $e \approx 0.7 \dots 3.5$  (высокопрочные ниобиевые сплавы [1–5], ОЦК-сплавы на основе V [15] и Mo–Re [18, 20], аустенитные стали [28]), равноканального углового прессования при величине  $e \approx 1.5$  (Ni [10] и Cu [11–13]) и механической активации порошка чистого Ta [21], Nb и смеси Nb + Al [22] в планетарных шаровых мельницах. Наиболее широко (для деформации меди [13, 14], никеля [23–25], интерметаллида  $\text{Ni}_3\text{Al}$  [8, 9], сплавов на основе V [16, 17] и Mo–Re [20]) представлен метод кручения под давлением. Значения достигнутой этим методом истинной логарифмической деформации лежат в интервале  $e \approx 2.5 \dots 6.6$ .

Электронно-микроскопические исследования проведены с применением просвечивающих электронных микроскопов ЭМ-125 и Philips CM30 при ускоряющих напряжениях 125 и 300 кВ соответственно. При исследовании структурных состояний с высокой кривизной кристаллической решетки для исключения влияния на результаты измерений неконтролируемых эффектов изгиба тонких фольг использованы специальные методы анализа непрерывных разориентировок [1, 4, 10, 38], позволяющие измерять не зависящую от этих эффектов кривизну кристаллографических плоскостей, перпендикулярных плоскости фольги.

## 3. Упругопластическая кривизна кристаллической решетки

Анализ кривизны кристаллической решетки удобно проводить с использованием тензора изгиба-кручения [39], компонентами которого ( $\chi_{ij}$ ) можно описывать параметры кривизны плоскостей кристаллической решетки разного типа. Формальные правила определения этих компонент показаны на рис. 1. На этом рисунке знаком  $\omega_i$  ( $i = 1 \dots 3$ ) обозначены соответствующие компоненты вектора поворота — проекции этого вектора на оси  $x_i$ . В представленных на рис. 1 координа-

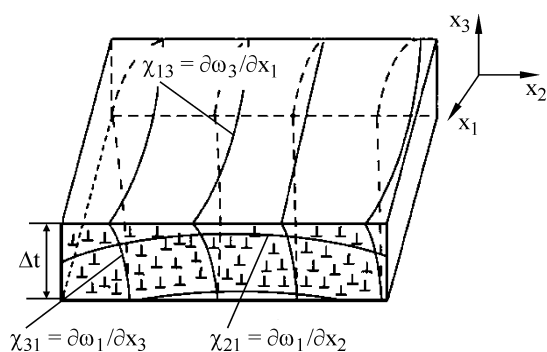


Рис. 1. Схема структурного состояния с высокой (упругопластической) кривизной кристаллической решетки

тах горизонтальная (например, в направлении  $x_1$ ) компонента кривизны плоскостей, перпендикулярных волновому вектору электронов (при небольших углах наклона гониометра  $\varphi$  это плоскости, параллельные поверхности фольги), представлена в тензоре изгиба кручения компонентой  $\chi_{21}$ . Аналогичная компонента кривизны кристаллографических плоскостей, формирующих дифракционный контраст и почти параллельных волновому вектору электронов (при малых значениях  $\varphi$  это плоскости, перпендикулярные поверхности фольги), является компонентой  $\chi_{31}$  тензора изгиба-кручения.

### 3.1. Структурные состояния с высокой континуальной плотностью дефектов

Проиллюстрируем особенности субструктуры с высокой упругопластической кривизной кристаллической решетки на примере субмикроструктурной меди, полученной методом равноканального углового прессования при величине истинной логарифмической деформации  $e \approx 1.5$  (рис. 2). На этом рисунке показаны два положения контура экстинкции (1 и 2), непрерывно перемещающегося вдоль границы субмикроструктурного кристалла. При наклоне гониометра на угол  $\Delta\varphi \approx 2^\circ$  этот контур перемещается вблизи границы на расстояние  $\Delta r \approx 0.2$  мкм. В соответствии с [41], компоненту кривизны кристаллической решетки  $\chi_{21}$  (в представленной на рис. 2, в системе координат) можно определить по формуле

$$\chi_{21} = \Delta\varphi \sin \beta / (\Delta r), \quad (1)$$

где  $\beta$  — угол между вектором действующего отражения  $\mathbf{g} = \langle 111 \rangle$  и направлением проекции оси наклона гониометра. Поскольку в нашем случае этот угол равен  $90^\circ$ ,  $\chi_{21} \approx 10^\circ \text{ мкм}^{-1}$ . Если эта кривизна обусловлена простым изгибом тонкой фольги, ширина контура экстинкции должна определяться выражением  $L \approx \gamma_0 / \chi_{21}$ , где  $\gamma_0$  — угловые размеры дифракционного максимума в бездефектном кристалле. При  $\gamma_0 \approx 0.5^\circ$  ширина контура экстинкции  $L \approx 0.05$  мкм, что в 4 раза меньше экспе-

риментального значения  $L_{\text{exp}} \approx 0.2$  мкм. Как показано в [4, 10, 38], последнее связано с кривизной кристаллографических плоскостей, формирующих дифракционный контраст контура экстинкции. В системе координат на рис. 2, в эта кривизна является компонентой  $\chi_{31}$  тензора изгиба кручения (рис. 1) и определяется по формуле

$$\chi_{31} \approx \frac{L\chi_{21} - \Delta\gamma_0}{\Delta t}, \quad (2)$$

где  $\Delta t$  — толщина фольги. При  $\Delta t \approx 0.2$  мкм получим  $\chi_{31} \approx 7.5^\circ \text{ мкм}^{-1}$ . Поскольку это кривизна плоскостей,

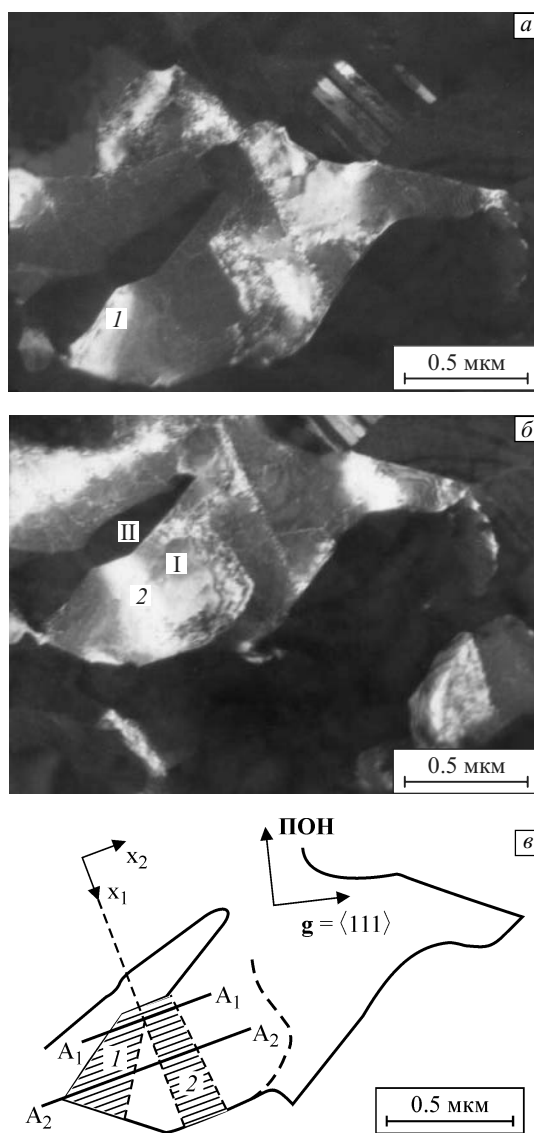


Рис. 2. Пример темнопольного анализа разориентировок в субмикроструктурной меди с высокой континуальной плотностью дисклинаций. Субмикроструктурная медь после равноканального углового прессования: а, б — темнопольные изображения, в — схема перемещения контура экстинкции. Угол наклона гониометра  $\varphi = 2^\circ$  (а) и  $4^\circ$  (б). ПОН — проекция оси наклона гониометра

формирующих дифракционный контраст и (при малых углах наклона гониометра) практически перпендикулярных поверхности фольги, они не подвержены случайным изгибам при приготовлении тонких фольг и отражают кривизну кристаллической решетки массивных образцов.

В условиях более интенсивного способа деформационного воздействия — кручения под давлением на навковальнях Бриджмена — при величинах  $e \leq 3$  в субмикрорекристаллах меди и никеля размерами десятые доли микрометра обнаружена тенденция к увеличению компонент тензора кривизны до значений  $\chi_{ij} \approx 30^\circ \text{ мкм}^{-1}$ . Максимальная кривизна кристаллической решетки ( $\chi_{ij} \approx 50^\circ \text{ мкм}^{-1}$ ) обнаружена при этом в сплавах с минимальной способностью к релаксации внутренних напряжений: высокопрочных интерметаллиде  $\text{Ni}_3\text{Al}$  [9], сплавах  $\text{V-4Ti-4Cr}$  [16] и  $\text{Mo-47\% Re}$  [20].

Указанное выше структурное состояние принято моделировать ансамблями хаотически распределенных дислокаций одного знака или избыточной плотностью таких дислокаций [42]

$$\rho_{\pm} = \rho_- - \rho_+ = \chi_{ij} / b. \quad (3)$$

Здесь  $b$  — модуль вектора Бюргерса дислокации. Подставляя в эту формулу экспериментальные значения  $\chi_{ij} \approx 10^\circ \dots 50^\circ \text{ мкм}^{-1}$ , получим  $\rho_{\pm} \approx (1 \dots 5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Характерные для этих структурных состояний сильные междислокационные взаимодействия и высокие локальные внутренние напряжения (см. ниже) затрудняют анализ этих состояний в рамках традиционной дислокационной теории пластичности и требуют учета коллективных явлений в ансамблях сильно взаимодействующих дислокаций одного знака.

На наш взгляд, эффективным «инструментом» анализа этих явлений может служить аппарат континуальной теории дефектов. Привлекательность такого подхода обусловлена, во-первых, возможностью (см. ниже) достаточно простого (аналитического) анализа полей локальных напряжений в неравновесных дислокационных субструктурах; во-вторых, тем обстоятельством, что измеренные экспериментально параметры этих субструктур тесно связаны с понятиями континуальной плотности дефектов. Так, компоненты тензора континуальной плотности дислокаций  $\alpha_{ij}$  можно определить через пластические составляющие измеряемых в эксперименте компонент тензора кривизны [39, 40]:

$$\alpha_{ij} = -\chi_{ij}^{\text{pl}}. \quad (4)$$

Более информативной характеристикой этих субструктур являются компоненты тензора континуальной плотности дисклинаций, экспериментальное исследование которых позволяет анализировать не только уровень внутренних напряжений, но и величину градиентов (моментов) этих напряжений — источников переориентации кристаллической решетки (ротационных мод деформации). Дело в том, что в общем случае неодно-

родной по объему кривизны кристаллической решетки и наличия градиентов этой кривизны  $\partial\chi_{ij}/\partial r$  ненулевыми могут быть компоненты ротора кривизны  $-\nabla \times \hat{\chi}$ , пластические составляющие которых представляют собой компоненты тензора континуальной плотности дисклинаций [39, 40]

$$\hat{\Omega} = -\nabla \times \hat{\chi}^{\text{pl}}. \quad (5)$$

Покажем это на примере субмикрорекристалла, представленного на рис. 2. Как следует из приведенного выше анализа, непосредственно вблизи границы (сечение  $A_1A_1$ ) компоненты тензора кривизны  $\chi_{21}$  и  $\chi_{31}$  достигают значений  $\approx 10^\circ$  и  $7.5^\circ \text{ мкм}^{-1}$  соответственно. По мере приближения к сечению  $A_2A_2$  эти величины постепенно уменьшаются. На рисунке это хорошо иллюстрируется тем, что при постоянном значении  $\Delta r$  величина перемещения контура экстинкции ( $\Delta r$  в формуле (1)) по мере удаления от сечения  $A_1A_1$  (в сторону сечения  $A_2A_2$ ) постепенно увеличивается. Измерения показали, что в интервале между указанными выше сечениями на расстоянии  $\Delta x_1 \approx 0.2 \text{ мкм}$  величина  $\chi_{21}$  уменьшается от  $10.0^\circ$  до  $2.5^\circ \text{ мкм}^{-1}$ , а средние значения  $\chi_{31}$  — от  $7.5^\circ$  до  $2.0^\circ \text{ мкм}^{-1}$ . Следовательно, усредненные на этом интервале значения  $\partial\chi_{21}/\partial x_1 \approx 37^\circ \text{ мкм}^{-2} \approx 0.65 \text{ мкм}^{-2}$  и  $\partial\chi_{31}/\partial x_1 \approx 27^\circ \text{ мкм}^{-2} \approx 0.47 \text{ мкм}^{-2}$ . Эти градиенты являются слагаемыми компонент ротора кривизны:  $-(\partial\chi_{21}/\partial x_1 - \partial\chi_{11}/\partial x_2)$  и  $-(\partial\chi_{31}/\partial x_1 - \partial\chi_{11}/\partial x_3)$ . Поскольку экстинкционный контур 2 параллелен оси  $x_1$ , и интенсивность его дифракционного контраста в направлении этой оси не меняется, компонента кривизны  $\chi_{11}$  в зоне этого контура близка к нулю. Тогда

$$|\chi_{11}| \ll |\chi_{21}|, \quad |\chi_{11}| \ll |\chi_{31}|,$$

$$|\partial\chi_{11}/\partial x_2| \ll |\partial\chi_{21}/\partial x_1|, \quad |\partial\chi_{11}/\partial x_3| \ll |\partial\chi_{31}/\partial x_1|,$$

$$-(\partial\chi_{21}/\partial x_1 - \partial\chi_{11}/\partial x_2) \approx 37^\circ \text{ мкм}^{-2}, \quad (6)$$

$$-(\partial\chi_{31}/\partial x_1 - \partial\chi_{11}/\partial x_3) \approx 40^\circ \text{ мкм}^{-2}. \quad (7)$$

Эти величины включают упругую и пластическую составляющие компонент ротора кривизны кристалла. При этом пластические составляющие являются компонентами тензора континуальной плотности дисклинаций:

$$\Omega_{31} = -(\partial\chi_{21}^{\text{pl}}/\partial x_1 - \partial\chi_{11}^{\text{pl}}/\partial x_2), \quad (8)$$

$$\Omega_{21} = -(\partial\chi_{31}^{\text{pl}}/\partial x_1 - \partial\chi_{11}^{\text{pl}}/\partial x_3). \quad (9)$$

К сожалению, разделение компонент ротора кривизны на упругие и пластические составляющие при экспериментальном электронно-микроскопическом исследовании невозможно. Тем не менее можно полагать, что эти составляющие имеют сравнимые (одного порядка) величины. Тогда значения компонент тензора континуальной плотности дисклинаций в представленном на рис. 2 участке достигают нескольких десятков градусов на  $\text{мкм}^2$  (см. выражения (6) и (7)). Это состояние можно представить как множество дисклинаций с суммарным

вектором Франка  $\Omega$  десятки градусов, непрерывно распределенных на площадке  $1 \text{ мкм}^2$ . В [3, 14, 43] такое состояние предложено характеризовать как структурное состояние с высокой континуальной плотностью дисклинаций.

### 3.2. Границы зерен с высокой плотностью частичных дисклинаций

Непрерывными спутниками структурных состояний с высокой кривизной кристаллической решетки являются границы с переменными векторами разориентации  $\theta$ . Если ориентация кристалла непрерывно меняется вдоль границы, то, исключая частный случай одинаковой кривизны кристалла по обе стороны границы, эта граница представляет собой границу с переменным  $\theta$ . Такой границей является и граница зерна, в окрестности которой исследована кривизна кристаллической решетки на рис. 2. Анализ, проведенный в смежном зерне II, показал, что в нем ориентация кристаллической решетки в направлении вдоль границы неизменна. Следовательно, вектор разориентации изменяется вдоль этой границы в полном соответствии с изменением ориентации кристалла в зерне I. При этом градиент проекции вектора разориентации на вектор действующего отражения  $\theta_g$ , в котором определена кривизна кристаллической решетки, будет равен компоненте кривизны, определяющей изменение ориентации кристалла вдоль границы. На рис. 2 изменение ориентации зерна I вдоль границы (в направлении  $x_2$ ) определяется компонентой  $\chi_{21}$  тензора кривизны, поэтому  $\partial\theta_g/\partial r \approx \chi_{21} \approx 10^\circ \text{ мкм}^{-1}$ .

В работах [3, 6, 9, 10 и др.] границы с переменными  $\theta$  предложено моделировать как комбинации обычных (с постоянными  $\theta$ ) границ разориентации и внесенных в них скоплений непрерывно распределенных частичных дисклинаций одного знака, мерой эффективной плотности которых может служить величина градиента вектора разориентации  $\partial\theta/\partial r$ . Дислокационные модели дефектной структуры таких границ, как, например, границы с вложенными в них стенками дислокаций одного знака, оказываются при этом несостоятельными, поскольку при необходимых значениях изменения вектора разориентации  $\Delta\theta \approx 6^\circ \dots 7^\circ$  (см., например, [9]) расстояние между дислокациями в таких стенках  $l \approx b/\Delta\theta$  [42] не превышает нескольких нанометров и поля их напряжений перекрываются.

Структурная модель, учитывающая наличие указанных выше состояний, схематически представлена на рис. 3. Эта модель представляет собой субмикроскопические или нанокристаллы с высокой континуальной плотностью дефектов, содержащие границы, заполненные плоскими скоплениями непрерывно распределенных частичных дисклинаций.

Привлекательность этой модели заключается в том, что, во-первых, в нее заложены те параметры дефектной

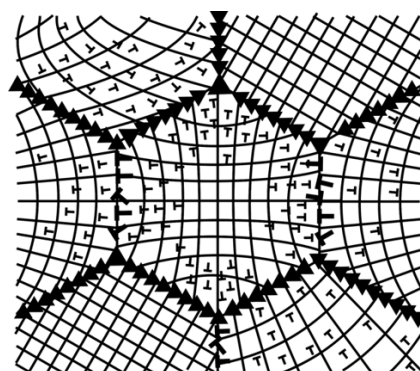


Рис. 3. Структурная модель субмикроскопического кристалла с высокой континуальной плотностью дефектов (дислокаций и дисклинаций) в объеме и на границах зерен

субструктуры ( $\chi_{ij}$ ,  $-\nabla \times \hat{\chi}$ ,  $\partial\theta/\partial r$ ), которые могут быть измерены экспериментально методами дифракционной электронной микроскопии; во-вторых, существует возможность простого как качественного, так и полуквантитативного анализа упругонапряженного состояния на субмикроскопическом уровне, и такой анализ имеет высокую локальность, в частности, для оценки не только величины локальных напряжений, но и их градиентов.

### 3.3. Поля локальных внутренних напряжений

С использованием результатов электронно-микроскопического измерения параметров дефектной субструктуры ( $\chi_{ij}$ ,  $\partial\theta/\partial r$ ) и аппарата континуальной теории дефектов появляется возможность достаточно простого (аналитического) как качественного, так и полуквантитативного анализа упругонапряженного состояния на субмикроскопическом уровне — масштабном уровне субмикроскопического кристалла, определяющем, в частности, и особые свойства субмикроскопических материалов.

В структурных состояниях с высокой кривизной кристалла  $\chi_{ij}$  или высокой континуальной плотностью дислокаций эти напряжения можно оценить по формуле [1]

$$\sigma_{loc} \approx \chi_{ij} E \Delta h / 2, \quad (10)$$

где  $E$  — модуль Юнга;  $\Delta h$  — характерные размеры зоны высокой кривизны кристалла.

Структурные состояния с высокой континуальной плотностью дисклинаций и границами с переменными векторами разориентации, по аналогии с клиновой дисклинацией, можно получить путем внедрения или извлечения «лишнего» материала с дополнительным изгибом (деформацией) поверхностей раздела [40], как это схематически показано на рис. 4.

Как видно из рис. 4, выражения для поля напряжений, создаваемого границей с переменным вектором разориентации в ее дисклинационной модели, аналогично тому, как это делается для клиновой дисклинации [40], можно в цилиндрических координатах записать в

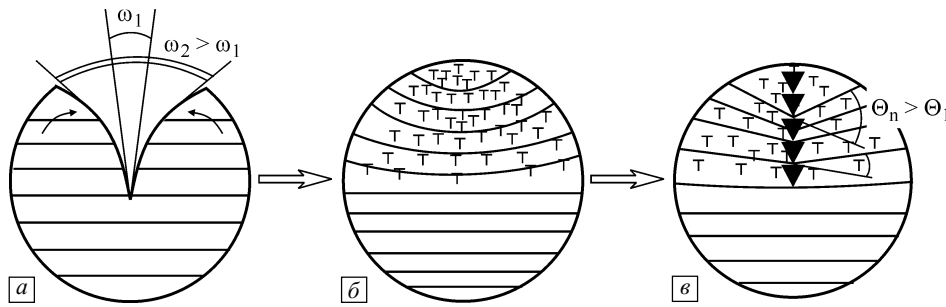


Рис. 4. Модель формирования структурного состояния с континуальной плотностью дисклинаций и границы с переменным вектором разориентации

виде:

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{фф}}(r) &\approx E\omega(r)/2\pi, \\ \omega(r) &= r \times (\partial\theta/\partial r), \\ \partial\sigma_{\text{фф}}/\partial r &\approx (E/2\pi) \times (\partial\theta/\partial r).\end{aligned}\quad (11)$$

В приближении  $\partial\theta/\partial r = \text{const}$  получим:

$$\sigma_{\text{фф}} \approx (Er/2\pi) \times (\partial\theta/\partial r).\quad (12)$$

Как уже отмечалось выше, в зависимости от микроструктуры, свойств материала и способов получения субмикроструктурных состояний, наиболее вероятные значения кривизны кристаллической решетки могут меняться в этих состояниях в пределах от  $10^\circ$  до  $30^\circ \text{ мкм}^{-1}$ . При оценке возникающих в этом случае локальных внутренних напряжений по формуле (10) характерные размеры зон высокой кривизны ограничены толщиной фольги  $\Delta h \approx \Delta t \approx 0.15 \text{ мкм}$ . Подставив эти значения в формулу (10), получим, что локальные внутренние напряжения  $\sigma_{\text{loc}}$  изменяются в пределах  $\sim E/120 \dots E/20$ .

Оценка по формуле (11) дает значения градиентов локальных напряжений  $\partial\sigma_{\text{фф}}/\partial r \approx E/30 \dots E/10 \text{ мкм}^{-1}$ . Типичные размеры  $r$  в формуле (12), на которых они обнаруживаются, составляют  $\approx 0.2 \dots 0.3 \text{ мкм}$ , что в соответствии с указанной формулой дает величины  $\sigma_{\text{loc}} \sim E/150 \dots E/30$ .

Как видно, при кривизне кристаллической решетки  $\sim 30^\circ \text{ мкм}^{-1}$  локальные внутренние напряжения приближаются к теоретической прочности кристалла, что часто вызывает недоверие. Тем не менее при исследовании наноструктурных меди [13, 14],  $\text{Ni}_3\text{Al}$  [38] и аустенитных сталей высокие значения  $\sigma_{\text{loc}}$  нашли прямое структурное подтверждение путем обнаружения в зонах высокой кривизны большой ( $\epsilon = \Delta d/d \approx 0.02 \dots 0.03$ ) упругой деформации кристаллической решетки, соответствующей указанным выше максимальным значениям  $\sigma_{\text{loc}} \approx E\epsilon \approx E/50 \dots E/30$ .

### 3.4. О дислокационно-дисклинационных механизмах деформации и переориентации кристалла

Формирование представленных выше структурных состояний заставляет пересмотреть некоторые вопросы,

связанные с механизмами переориентации кристаллической решетки при больших пластических деформациях. Несмотря на достаточно давно развиваемые представления о частичных дисклинациях как новых носителях переориентации кристалла при больших пластических деформациях [1, 3, 42, 44, 45], в литературе до сих пор рассматриваются механизмы формирования границ разориентации путем движения индивидуальных дислокаций. На наш взгляд, такой механизм играет сколько-нибудь важную роль лишь при относительно невысоких степенях деформации.

Наличие при больших деформациях структурных состояний с высокой континуальной плотностью дефектов свидетельствует о более сложном механизме переориентации, в котором можно выделить две стадии (рис. 4). Движением индивидуальных дислокаций в полях неоднородных напряжений можно описать лишь первую стадию — стадию формирования структурного состояния с высокой континуальной плотностью дисклинаций (рис. 4, б). Вторая стадия — стадия образования границ разориентации (рис. 4, в) — является при этом коллективной модой релаксации этого структурного состояния, которая развивается в ансамблях с высокой плотностью сильно взаимодействующих дислокаций одного знака за счет снижения энергии взаимодействия этих дислокаций. Хорошим косвенным свидетельством реализации этого механизма является тот факт, что он предсказывает такую важную особенность микроструктуры, как формирующиеся в процессе больших пластических деформаций межкристаллитные границы с переменными векторами разориентации.

В работах [1, 3, 4] указанный выше механизм обнаружен в качестве механизма формирования и продвижения диполей частичных дисклинаций при образовании полос переориентации в высокопрочных дисперсно-упрочненных ниобиевых сплавах. Это наиболее предпочтительные с энергетической точки зрения и часто наблюдаемые экспериментально [1, 3, 4, 42, 44, 45] дисклинационные образования, движение которых, помимо переориентации кристаллической решетки, приводит к сдвигам. С использованием этих дефектов

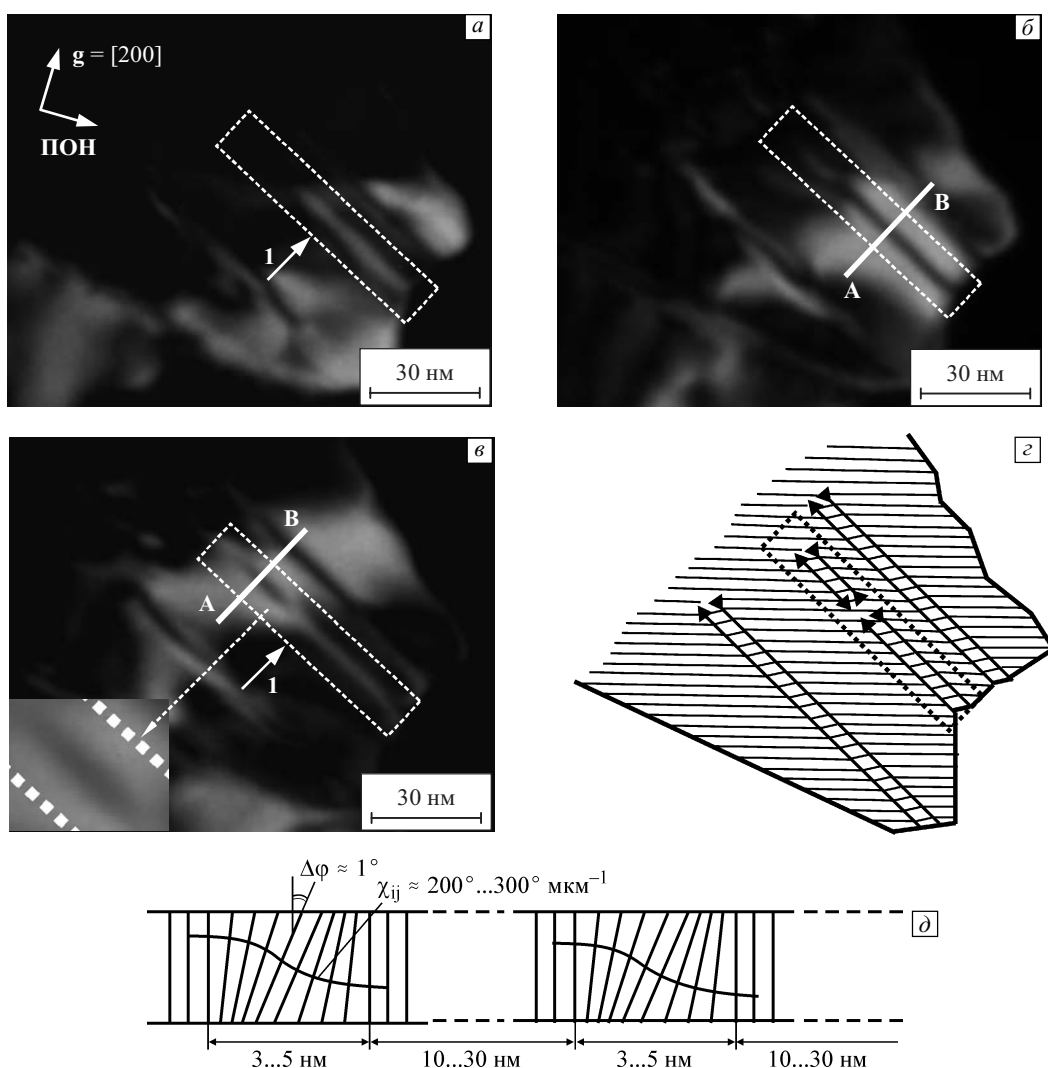


Рис. 5. Нанополосы переориентации в субмикрострессе никеля после интенсивной пластической деформации кручением под давлением,  $e \approx 5$ : *a–в* — электронно-микроскопические изображения в темном поле при углах наклона гониометра  $0.5^\circ$  (*a*),  $1^\circ$  (*б*) и  $1.5^\circ$  (*в*); *г* — схема нанодиполей частичных дисклинаций; *д* — схема непрерывных разориентировок в сечениях *AB*

моделируется образование полос переориентации и полос некристаллографического сдвига, таких как сбросы, микросбросы, полосы локализации деформации с переориентацией кристаллической решетки в широком классе материалов и условий деформации.

#### 4. Упругая кривизна кристаллической решетки

Упругая (недислокационной природы) кривизна кристаллической решетки обнаружена в нанобъектах размерами менее 20...30 нм, формирующихся при пластической деформации Ni [23, 24] и сплавов на основе V [16] и Mo–Re [24] на наковальнях Бриджмена в интервале значений истинной логарифмической деформации  $\approx 3 \dots 6$ , а также после механической активации порошков чистого Nb и смеси Nb + Al в планетарной шаровой мельнице [22].

#### 4.1. Нанодиполи частичных дисклинаций в области упругой кривизны кристаллической решетки

Пример темнопольного электронно-микроскопического анализа нанодиполей частичных дисклинаций, оставляющих за собой нанополосы переориентации шириной несколько нанометров в одном из субмикрострессов никеля, представлен на рис. 5. Здесь в выделенном прямоугольнике микрообъеме, содержащем нанополосу шириной  $\approx 3$  нм и длиной  $\approx 40$  нм, в темном поле действующего отражения  $g = [200]$  угловой интервал наклона образца в гониометре, границы которого соответствуют свечению в темном поле этой нанополосы (рис. 5, *a*), а затем окружающего ее микрообъема (рис. 5, *б*), составляет  $\Delta\varphi \approx 0.5^\circ$ . При этом угол  $\beta$  между вектором действующего отражения и проекцией оси наклона близок к  $90^\circ$  (рис. 5, *a*). В соответствии с [28],

проекция горизонтальной компоненты вектора разориентации в нанополосе на вектор действующего отражения составляет  $\Delta\varphi_{[200]} \approx \Delta\varphi \sin \beta \approx 0.5^\circ$ . Анализ, проведенный с использованием нескольких действующих отражений, показал, что полная величина горизонтальной компоненты угла разориентации  $\Delta\varphi \approx 1.0^\circ \pm 0.2^\circ$ . Азимутальной компоненты разориентировки на анализируемом здесь участке не обнаружено. Таким образом, указанное значение  $\Delta\varphi$  можно считать близким к полному углу переориентации нанополосы.

На рис. 5, д представлена схема разориентировок формирующих дифракционный контраст плоскостей кристаллической решетки в показанных на рис. 5, б и в сечениях *AB*. Как видно из этой схемы, при характерных значениях ширины нанополос  $\Delta r \approx 3 \dots 5$  нм и углов переориентации в них  $\Delta\varphi \approx 1^\circ$  градиент ориентации кристалла в зоне нанополосы ( $\Delta\varphi/\Delta r$ ) составляет несколько сот градусов на мкм. Представленное в левом нижнем углу рис. 5, в увеличенное изображение анализируемой области иллюстрирует плавный характер изменения интенсивности контура экстинкции, свидетельствующий об отсутствии локализованных границ разориентации в этой области. Следовательно, мы имеем дело с непрерывным изменением ориентации кристалла с указанной на рис. 5, д кривизной кристаллической решетки  $\chi_{ij} \approx 200^\circ \dots 300^\circ \text{ мкм}^{-1}$ . Заметим, что это на порядок выше величины, наблюдаемой (рис. 2) в субмикроструктурах размерами десятые доли микрометра.

В рамках дислокационной модели упругопластической кривизны кристаллической решетки, в соответствии с формулой (3), избыточная плотность дислокаций одного знака, необходимая для формирования указанных выше значений  $\chi_{ij} \approx 200^\circ \dots 300^\circ \text{ мкм}^{-1}$ , составляет  $\rho_{\pm} \approx (1.0 \dots 1.5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Это соответствует расстояниям между дислокациями  $\sim 10$  нм, т.е. в 2–3 раза больше ширины нанополос. Эта оценка, а также отсутствие в зонах нанополос каких-либо признаков дислокационного контраста свидетельствуют о непригодности дислокационной модели непрерывных разориентировок и упругом характере представленной на рис. 5 необычно высокой (сотни градусов на мкм) кривизны кристаллической решетки.

Как следует из анализа упругонапряженного состояния в зонах указанной выше кривизны (подробнее см. [24, 26]), возможность ее формирования в нанобъектах размерами несколько нанометров связана с чисто масштабным фактором — значительным уменьшением связанных с этой кривизной локальных внутренних напряжений. Действительно, в соответствии с формулой [10], в субмикроструктурных состояниях при характерных размерах субмикроструктур  $\Delta h \approx 100$  нм и значениях  $\chi_{ij} \geq 100^\circ \text{ мкм}^{-1}$  указанные выше напряжения ( $\sigma_{\text{loc}} \geq E/10$ ) превышают теоретическую прочность кристалла. В нанобъектах размерами не-

сколько нанометров (при  $\Delta h \approx 3 \dots 5$  нм) эти напряжения ( $\sigma_{\text{loc}} \approx E/220 \dots E/360$ ) не превышают предела текучести материала в наноструктурном состоянии.

Представленные на рис. 5 нанополосы начинаются (зарождаются) на границе субмикроструктур и останавливаются (обрываются) в его объеме. Формирование показанного на этом рисунке характера разориентировок (рис. 5, з) принято описывать с привлечением диполей частичных дисклинаций [42, 44, 45]. Их движение, помимо переориентации кристаллической решетки на угол  $\varphi$  (мощность диполя), приводит к сдвигам, для характеристики которых авторами [42, 45] введено понятие супердислокаций с эффективными векторами Бюргера  $\mathbf{V}_{\text{eff}} = \varphi \times l$  ( $l$  — плечо диполя), равными величине сдвига.

Как уже отмечалось выше, в настоящее время при анализе микромеханизмов этой моды дисторсии используются коллективные дислокационные модели разделения дислокационных ансамблей на две подсистемы дислокаций противоположных знаков [1, 3, 4, 42, 44, 45]. Эти модели накладывают ограничения на характерные размеры диполей частичных дисклинаций. В частности, согласно [42], плечо диполя не может быть меньше  $l \approx 100$  нм — характерного минимального размера в пространстве перед диполем области высокой плотности дислокаций, необходимого для его продвижения в кристалле.

В настоящей работе этот размер в несколько десятков раз меньше, а величина некристаллографического сдвига смежных с нанополосами микрообъемов или эффективного вектора Бюргера дислокации при экспериментальных значениях  $l \approx 3$  нм и  $\varphi \approx 1^\circ$  составляет  $\mathbf{V} \approx \varphi \times l \approx 0.05$  нм, что в несколько раз меньше вектора Бюргера решеточной дислокации. Следовательно, указанные выше дислокационные модели для описания процессов образования и продвижения представленных на рис. 5 нанодиполей частичных дисклинаций непригодны.

Очевидно, что это является естественным следствием того, что эти нанодиполи формируются в области упругих дисторсий, оставляя за собой нанополосы переориентации с упругой кривизной кристалла. По существу это нанополосы локализации упругой дисторсии кристаллической решетки — упругой кривизны со сдвигом. Локальную деформацию сдвига внутри нанополосы  $\gamma$  можно оценить, отождествив ее с величиной мощности диполя  $\gamma \approx \varphi$ . Получаемые при этом достаточно высокие для упругой деформации значения  $\gamma \sim 1 \dots 2\%$  являются следствием характерной для объектов размерами несколько нанометров возможности формирования высоких (сотни градусов на мкм) значений упругой кривизны кристалла.

До сих пор вопросы локализации деформации интенсивно изучаются применительно к пластической де-



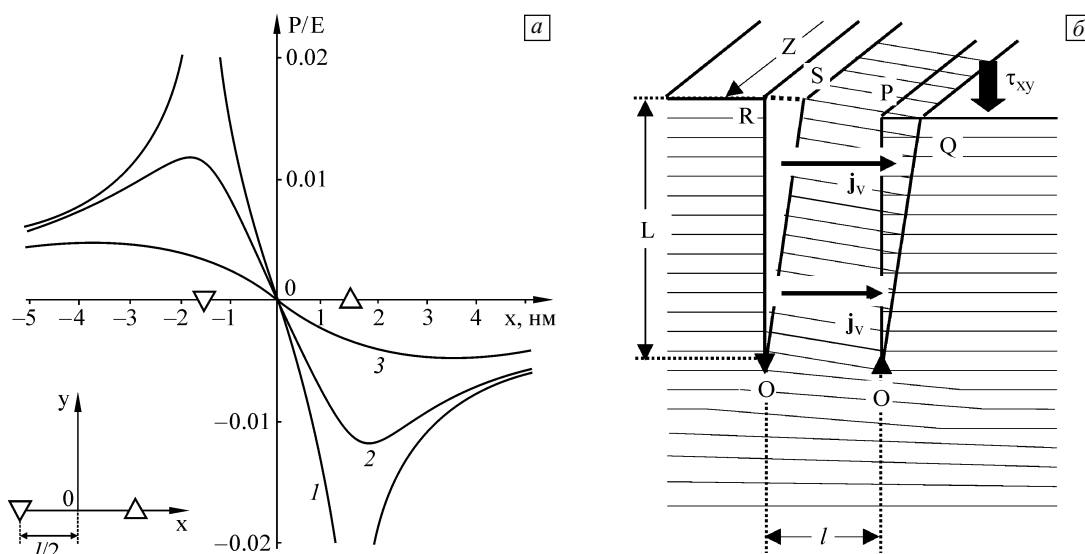


Рис. 6. Изменение давления  $P = (\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})/3$  в направлении его максимального градиента в плоскости залегания диполя (1) и на расстояниях 1 (2) и 3 нм (3) от этой плоскости (а); схема переориентации кристаллической решетки диффузионными потоками вакансий в процессе движения диполя частичных дисклинаций (б);  $xz$  — плоскость залегания диполя,  $yz$  — плоскость движения диполя

формации металлов и сплавов. Вопросы динамики пластической деформации разрабатываются при этом с привлечением представлений о волнах локализованной пластической деформации [34, 37] и эволюции кривизны кристаллической решетки как способа зарождения и развития пластической деформации.

В настоящей работе экспериментально обнаружены эффекты локализации деформации на этапе упругих дисторсий. Действительно, формирование представленных на рис. 5 нанополос переориентации осуществляется, очевидно, путем зарождения на границе зерна и продвижения зон локализации упругой дисторсии (кривизны со сдвигом) в кристалле. Исходя из развиваемой в [33–37] концепции нелинейных волн локализованной деформации, распространение фронта такой локализации можно рассматривать в рамках представлений о волнах локализованной упругой деформации (точнее, упругой дисторсии). Изложенные выше (рис. 5) результаты являются, по-видимому, достаточно убедительным свидетельством наличия таких волн в деформируемом материале.

В настоящее время частичные дисклинации рассматриваются как дефекты, осуществляющие пластическую деформацию — некристаллографические сдвиги с переориентацией кристалла. Поэтому в строгом смысле представленные на рис. 5 нанодиполи частичных дисклинаций (как и введенные нами в работах [23, 24] дислокации некристаллографического сдвига, подробнее см. ниже) в области упругих дисторсий таковыми не являются. Тем не менее мы и в этой области используем представления о дисклинациях и дислокациях

как дефектах континуальной среды. Во-первых, эти дефекты не теряют своего физического смысла и в области упругих дисторсий. Будучи линиями заторможенных сдвигов и поворотов, они появляются в этой области в результате локализации этих мод дисторсии на фронте их распространения. Во-вторых, это необходимо для анализа в рамках теории дефектов полей локальных напряжений в зонах локализации упругой деформации.

Результаты такого анализа (проведенных в континуальном приближении (см. формулы в работе [40]) расчетов зависимостей  $P(x)$  на разном расстоянии от плоскости залегания нанодиполя с экспериментально обнаруженными на рис. 5 значениями  $l \approx 3$  нм и  $\varphi \approx 1^\circ$ ) приведены на рис. 6, а. Как видно из этого рисунка, максимальные значения  $P \approx \pm E/50$  ( $E$  — модуль Юнга) наблюдаются в плоскости залегания нанодиполя (в сечении  $y = 0$ ). По мере удаления от этой плоскости на расстояниях 1 и 3 нм величина давления уменьшается до  $P \approx E/100$  и  $E/300$  соответственно.

Как видно, характер упругонапряженного состояния в окрестности нанодиполя качественно отличен от такового в сформированной в процессе его продвижения нанополосе. В нанополосе вдали от диполя эти напряжения не превышают напряжений упругой деформации кристалла. В плоскости нанодиполя они почти на порядок выше. Кроме того, при малых размерах плеча нанодиполя эти напряжения обеспечивают в его плоскости очень большие градиенты давления (от  $-E/50$  до  $+E/50$  на расстоянии около  $2 \dots 3$  нм  $\partial P/\partial x \sim (10 \dots 20)E$  мкм $^{-1}$ ).

Таким образом, рассмотренный здесь в качестве дефекта упругодеформированной среды нанодиполь частичных дисклиний — не просто геометрическая аналогия дефекта пластической деформации, а область заторможенного упругого сдвига с поворотом с качественно иными, по сравнению с окружающим микрообъемом, характеристиками упругонапряженного состояния. Это область со значительно более высокими локальными величинами внутренних напряжений, необычно большими градиентами этих напряжений, а следовательно, и с более высокими значениями дисторсий кристаллической решетки. Так, область с высокой отрицательной величиной давления ( $P \approx -E/50$ ) является, по-видимому, локальной зоной с более высоким удельным атомным объемом.

На наш взгляд, обсуждаемые здесь дефекты упругодеформированной среды — это дефекты нового типа. Возможно, они могут быть связаны с неравновесными наноструктурными состояниями с увеличенным молярным объемом, введенными в работах [46, 47] в качестве предшественников локальных структурных превращений в процессе зарождения деформационных дефектов, или аналогичными зонами (прекурсорными состояниями), обнаруженными методом молекулярной динамики на стадии зарождения протодефектов [48, 49].

#### 4.2. Двухуровневые наноструктурные состояния с дипольным и мультипольным характером разориентировок

Эти состояния представляют собой нанозерна с высокоугловыми границами размерами около 100 нм, заполненные нанокристаллами размерами от нескольких (менее 10) до  $\approx 20 \dots 30$  нм с малоугловыми дискретными и высокими непрерывными разориентировками. Они обнаружены после пластической деформации кручением под давлением в сплавах V–4Ti–4Cr [16], Mo–Re [24] и Ta (неопубликованные данные) в интервале величин истинной логарифмической деформации  $e \approx 3 \dots 6$ .

Пример такого состояния в сплаве Mo–47%Re после деформации кручением под давлением  $\approx 7$  ГПа на наковальне Бриджмена показан на рис. 7. В представленном на этом рисунке субмикрострукстале можно выделить два типа субструктуры:

1. Области (разориентированные фрагменты) когерентного рассеяния размерами от  $\approx 30$  нм (обведена на рис. 7, б и в окружностью) до  $\approx 10$  нм (показаны на рис. 7, в стрелками 1).
2. Нанополосовая структура с дипольным или мультипольным характером малоугловых разориентировок. Примеры петлевых конфигураций контуров экстинк-

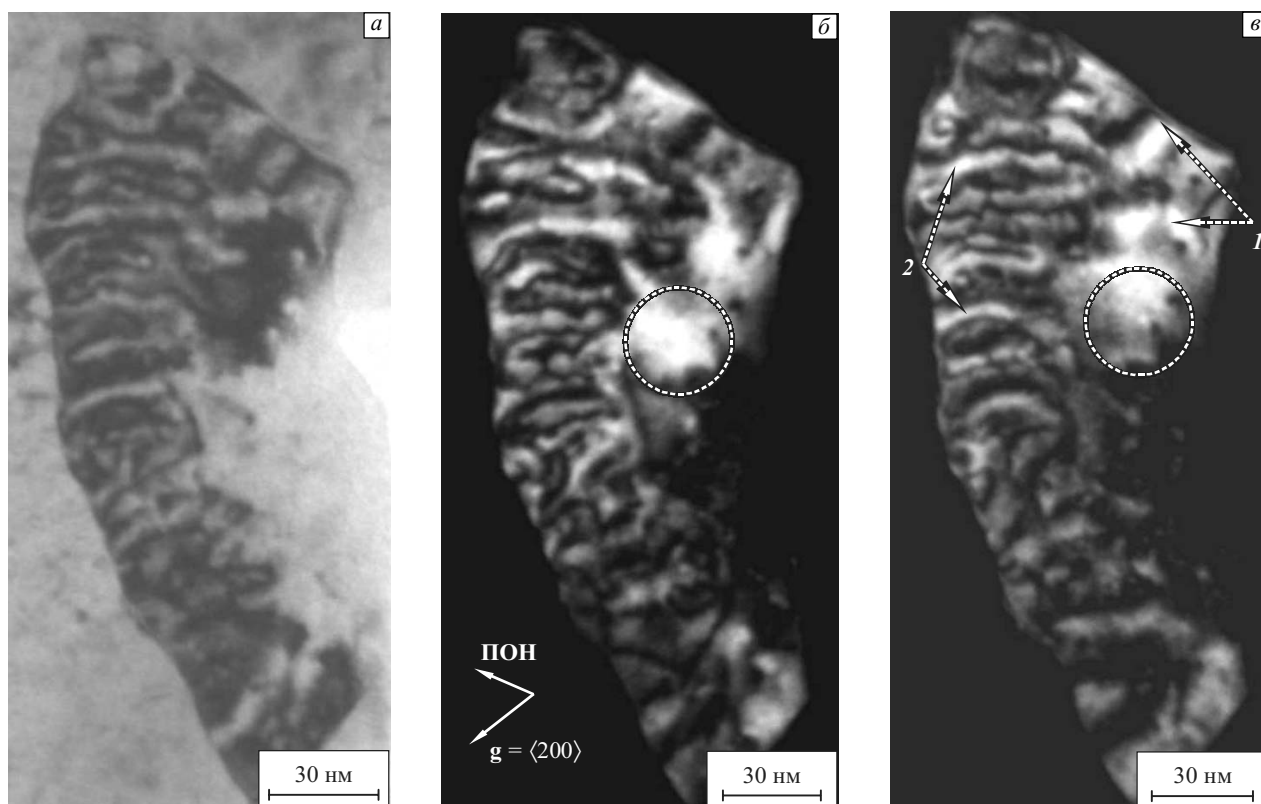


Рис. 7. Светлопольное (а) и темнопольные (б, в) электронно-микроскопические изображения дефектной субструктуры субмикросталла сплава Mo–47%Re после деформации кручением на наковальнях Бриджмена;  $e \approx 4$ ; сечение, перпендикулярное плоскости наковален; угол наклона образца в гониометре  $\varphi = 5.5^\circ$  (б) и  $6.5^\circ$  (в)

ции, свидетельствующие о наличии мультипольной разориентированной наноструктуры, показаны на рис. 7, *в* стрелками 2. Как видно, ширина этих контуров, определяющая характерные размеры нанополос или зон когерентного рассеяния, составляет около 5 нм.

Проведенный в [18, 20] темнопольный анализ разориентировок показал, что в субмикрорекристаллах сплавов V–4Ti–4Cr и Mo–Re с двухуровневой фрагментированной структурой границы разориентации между нанофрагментами являются малоугловыми. В нанофрагментах размерами десятки нанометров проведена оценка кривизны кристаллической решетки. Исходя из темнопольных изображений на рис. 7, *б* и *в*, можно оценить проекцию одной из компонент тензора кривизны на направление вектора действующего отражения  $\chi_{ij}(\mathbf{g})$ . Как видно из этого рисунка, в отмеченном окружностью нанофрагменте размерами  $\approx 30$  нм контур экстинкции при наклоне образца в гониометре на угол  $\Delta\varphi \approx 1^\circ$  перемещается на расстояние  $\Delta r \approx 15$  нм. Для кристаллографических плоскостей, перпендикулярных волновому вектору электронов или параллельных плоскости фольги, указанная выше проекция определяется формулой  $\chi_{ij}(\mathbf{g}) \approx \Delta\varphi \sin \beta / (\Delta r)$  и составляет  $\approx 55^\circ \text{ мкм}^{-1}$ .

Измерить параметры кривизны кристаллической решетки в области нанополос размерами несколько нанометров (показаны на рис. 7, *в* стрелками 2) не удастся, поскольку на темнопольных изображениях ширина контуров экстинкции значительно превышает эти размеры, и в процессе изменения ориентации образца в гониометре движение контуров вырождается в изменение их интенсивности. Невозможным оказывается и измерение кривизны плоскостей, параллельных волновому вектору электронов, т.к. его использование предполагает наличие информации о размерах исследуемых нанобъектов в направлении этого вектора. В обсуждаемых здесь структурных состояниях это методически невозможно ввиду сложной слоистой разориентированной структуры субмикрорекристаллов.

Однако, исходя из характерных размеров нанополос ( $\Delta h \leq 10$  нм) и углов разориентации между ними ( $\Delta\varphi \approx 1^\circ \dots 3^\circ$ , можно оценить значения локальных градиентов ориентации кристаллической решетки  $\Delta\varphi/\Delta h \geq 100^\circ \dots 300^\circ \text{ мкм}^{-1}$ . Как уже отмечалось, при таких параметрах дефектной субструктуры в модели упруго-пластической (с участием дислокаций) кривизны кристаллической решетки расстояния между дислокациями превышают характерные размеры нанобъемов и указанные выше градиенты могут быть представлены структурным состоянием с высокой упругой кривизной кристаллической решетки. Как и в случае нанополос переориентации в Ni (рис. 5), это на порядок выше, чем внутри субмикрорекристаллов размерами десятки доли микрометра при рассчитанных по формуле (10) значительно более низких величинах локальных внутренних напряжений.

Таким образом, характерной особенностью нанообъектов размерами несколько (менее 10) нанометров является их способность к формированию структурных состояний с высокими (сотни градусов на мкм) значениями упругой кривизны кристаллической решетки и высокими (до  $10E \dots 20E \text{ мкм}^{-1}$ ) локальными градиентами внутренних напряжений. Как уже отмечалось, это связано с чисто масштабным фактором — значительным уменьшением при уменьшении размеров нанообъектов связанных с этой кривизной локальных внутренних напряжений.

Как видно из изложенного выше, такие особенности представленной на рис. 7 двухуровневой структуры, как характерные размеры нанополос, невысокие углы разориентации, дипольный или мультипольный характер разориентировок, аналогичны особенностям на рис. 5. Однако, если нанополосы на рис. 5 — это области локализации упругих дисторсий, дискретные границы разориентации, обнаруживаемые в двухуровневых структурных состояниях (рис. 7), свидетельствуют о развитии процессов пластической релаксации упруго деформированного кристалла.

Эти результаты свидетельствуют о том, что образование двухуровневых наноструктурных состояний может быть описано как процесс зарождения и движения нанодиполей частичных дисклинаций (уже как дефектов пластической деформации), который осуществляется в два этапа: 1) генерация и распространение волн локализованной упругой дисторсии с формированием нанополос локализации упругих сдвигов и поворотов и 2) пластическая релаксация возникающих в этих нанополосах высоких локальных внутренних напряжений.

Ввиду невозможности такой релаксации путем разделения дислокационных ансамблей на две подсистемы дислокаций противоположных знаков в работах [23, 24] предложена модель, согласно которой переориентация кристаллической решетки в нанополосе осуществляется путем квазивязкого течения материала из областей сжатия  $OPQ$  в области растяжения  $ORS$  (рис. 6, *б*) потоками неравновесных (генерируемых при пластической деформации) точечных дефектов в полях высоких локальных градиентов давления. В рамках этой модели получены выражения для скорости пластической деформации в зоне сдвига  $\dot{\gamma}$  и скорости продвижения нанодиполей  $\dot{L}$ :

$$\dot{\gamma} \approx \frac{2cD}{kT} \frac{\Omega}{L} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (13)$$

$$\dot{L} \approx \frac{2cD}{kT} \frac{\Omega}{\varphi} \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (14)$$

Здесь  $c$  — концентрация неравновесных точечных дефектов;  $D$  — коэффициент диффузии;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура;  $\Omega$  — объем атома (вакансии);  $\varphi$  — угол переориентации нанополосы или мощность нанодиполя;  $\partial P/\partial x$  — градиент давления в направлении массопереноса (рис. 6).

Таблица 1

Скорости локального (внутри нанополосы) сдвига  $\dot{\gamma}$  и движения нанодиполя частичных дисклинаций  $\dot{L}$  в зависимости от энергии активации миграции вакансий и температуры деформации

$E_v^m$ , эВ	0.6			0.9		
$T$ , К	293	473	673	293	473	673
$\dot{\gamma}$ , $c^{-1}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	6.8	$2.6 \cdot 10^4$	$1.6 \cdot 10^{-12}$	$4.0 \cdot 10^{-4}$	1.4
$\dot{L}$ , нм/с	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$4.0 \cdot 10^2$	$1.6 \cdot 10^6$	$10^{-10}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$8.4 \cdot 10$

$$\varphi \approx 1^\circ, l \approx 3 \text{ нм}, c_v \approx 10^{-4}, \partial P / \partial x \approx 15E \text{ мкм}^{-1}$$

Ограничившись вариантом массопереноса потоками неравновесных вакансий при их концентрации  $c_v \approx 10^{-4}$  [50–52], для нанодиполей и локальных градиентов давления, представленных на рис. 6, в [23, 24] проведены оценки величин  $\dot{\gamma}$  и  $\dot{L}$  в зависимости от энергии активации миграции вакансий и температуры деформации. Как видно из этих оценок (табл. 1), критическими параметрами, определяющими скорость локального сдвига внутри нанополосы, являются энергия активации миграции вакансий  $E_v^m$  и температура деформации. При величине  $E_v^m = 0.6$  эВ высокие значения  $\dot{\gamma}$  и  $\dot{L}$  достигаются при температуре деформации  $T = 473$  К. При  $E_v^m = 0.9$  эВ близкие величины  $\dot{\gamma}$  и  $\dot{L}$  получены при  $T = 673$  К. Указанные выше температуры не выходят за пределы температур локального разогрева зон сдвига металлических образцов, деформируемых на наковальнях Бриджмена.

Приведенные выше оценки, показывая возможность реализации обсуждаемого здесь механизма деформации, не претендуют на сколько-нибудь строгое описание кинетики продвижения нанодиполей частичных дисклинаций. Это обусловлено высокой степенью неопределенности многих факторов и условий деформации. Среди них увеличение концентрации неравновесных точечных дефектов, в частности, при их генерации ядрами движущихся дисклинаций; изменение относительного вклада парных вакансий и других вакансионных комплексов со значительно более низкими значениями энергии активации миграции; возможность интенсивного массопереноса путем краудсионного механизма миграции межузельных атомов; неравновесные границы нанозерен как потенциальные источники точечных дефектов; появление качественно новых носителей массопереноса в неравновесном кристалле типа избыточных атомных объемов [46–49], формирующихся на стадии зарождения деформационных дефектов и т.д. В работе [53] в окрестности границ нанокристаллов экспериментально обнаружено, например, явление так называемого «вакансионного разупорядочения» — увеличения удельного атомного объема, соответствующего концентрации вакансий в кристалле около 2 %.

## 5. Дислокации некристаллографического сдвига

В работах [23, 24] для описания сдвиговой компоненты деформации в процессе продвижения нанодиполя частичных дисклинаций введено понятие дислокаций некристаллографического сдвига как дефектов континуальной среды (линий заторможенных некристаллографических сдвигов) с векторами Бюргерса  $\mathbf{B} = \varphi \times l$ . Эти дислокации качественно отличны от дислокаций кристаллической решетки.

1. Они не имеют определенного (как по модулю, так и по направлению) вектора Бюргерса и могут двигаться и осуществлять сдвиги на величины  $\gamma = \mathbf{B} = \varphi \times l$  в любых некристаллографических направлениях.

2. Если при движении решеточных дислокаций сдвиг локализован в кристаллографической плоскости ее скольжения, в случае дислокаций — нанодиполей частичных дисклинаций — этот сдвиг, а также ядра дислокаций «размазаны» до размеров плеча диполя.

3. В отличие от решеточных дислокаций, дислокации некристаллографического сдвига оставляют за собой объемные «дефекты» в виде нанополос переориентации.

4. В соответствии с представленной выше микроскопической моделью, их движение контролируется формирующимися в зоне заторможенного сдвига (или нанодиполя частичных дисклинаций) градиентами нормальных компонент тензора напряжений и квазивязкими механизмами деформации и массопереноса.

Дислокации подобного (с меняющимися вдоль дислокационной линии величиной и направлением вектора Бюргерса) типа используются при обсуждении процессов пластической деформации в металлических стеклах [54]. Однако до сих пор существуют лишь косвенные свидетельства их наличия: полосы сдвига, обрывающиеся внутри аморфной матрицы, неустойчивый характер ползучести и др. [55, 56]. Обусловлено это значительными трудностями их прямого экспериментального обнаружения в аморфном состоянии. В настоящей работе, благодаря тому «дефекту» (нанополосе переориентации), который оставляет дислокация в кристаллической решетке, стало возможным не только ее обнаруже-

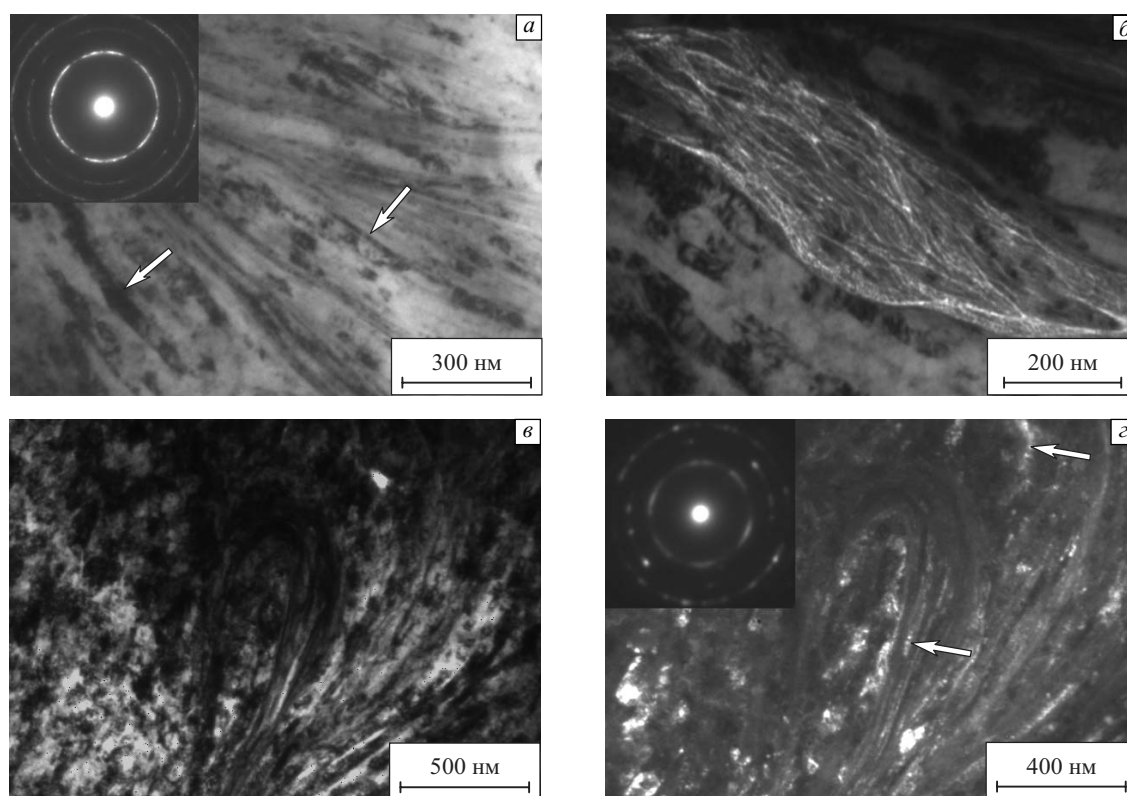


Рис. 8. Пачки нанополос (мезополосы) деформации и переориентации кристаллической решетки в сплаве V–4Ti–4Cr после кручения на наковальнях Бриджмена до величины  $\epsilon \approx 6.6$ : а–в — светлопольные электронно-микроскопические изображения; г — изображение в темном поле

ние как линии заторможенного сдвига, но и определение величины вектора Бюргера.

### 6. Нанополосовые структуры вихревого типа

При интенсивной пластической деформации сплава V–4Ti–4Cr кручением на наковальнях Бриджмена в интервале значений истинной логарифмической деформации  $\epsilon \approx 3.0 \dots 6.6$  по мере увеличения степени деформации доля субмикрорезерв с нанополосовой структурой дипольного (мультипольного) типа увеличивается и при величине  $\epsilon \approx 6$  это типичное состояние внутренней структуры субмикрорезервов. Дальнейшее увеличение степени деформации приводит к формированию качественно нового типа субструктуры (рис. 8) — полос деформации с переориентацией кристаллической решетки длиной несколько микрометров и шириной  $\sim 1$  мкм (мезополосы). Они представляют собой пачки разориентированных нанополос шириной от нескольких до нескольких десятков нанометров (показаны на рис. 8, а стрелками), которые распространяются в некристаллографических направлениях, формируя ярко выраженные вихревые структуры вплоть до образования петлевых конфигураций размерами до нескольких микрометров (рис. 8, в, г).

Периодическое изменение темнопольного электронно-микроскопического контраста внутри мезополос (рис. 8, г) свидетельствует о дипольном характере нанополосовой разориентированной структуры. Темнопольный анализ разориентировок выявил как малоугловые, так и большеугловые границы разориентации между фрагментами дипольной структуры. Нанополосы часто фрагментируются на равноосные кристаллиты (показаны стрелками на рис. 8, г) размерами  $\sim 10$  и менее нанометров. В результате такой фрагментации внутри мезополос формируются относительно крупные (размерами десятые доли микрометра, рис. 8, г) области, в которых наблюдается нанокристаллическая структура с равноосными нанокристаллами размерами не более 10 нм. Внутри мезополос обнаруживаются области с высокой плотностью микропор (светлые точки на светлопольном изображении 8, б) — свидетельством высокой плотности вакансий, генерируемых в процессе пластической деформации.

Вихревой характер распространения мезополос и указанные выше особенности их микроструктуры непротиворечиво описываются с привлечением квазивязкого (потоками неравновесных точечных дефектов) механизма пластической деформации с участием нано-

диполей частичных дисклинаций или дислокаций некристаллографического сдвига, движение которых определяется исключительно характером неоднородного поля напряжений. На наш взгляд, формирование таких мезополос является результатом коллективных эффектов в дисклинационной субструктуре, приводящих к групповому движению нанодиполей частичных дисклинаций в полях неоднородных моментных напряжений. В [45] эти эффекты предсказаны на основе анализа парного взаимодействия диполей. Показано, что зарождение нового диполя энергетически более выгодно на некотором характерном расстоянии, определяющем более высокую вероятность совместного движения группы диполей, продвигающихся с формированием некоторого фронта.

Известные в настоящее время кооперативные дислокационно-дисклинационные механизмы переориентации кристаллической решетки могут обеспечить формирование наноструктур с размерами переориентированных фрагментов (зерен и субзерен), сравнимыми с характерными размерами формирующих их дислокационных ансамблей. Как уже отмечалось выше, в работах [42, 45] на примере дислокационной модели формирования и распространения диполей частичных дисклинаций показано, что минимальный размер (ширина) формирующихся при этом микрополос переориентации не может быть меньше  $\approx 100$  нм. Рассматриваемый в настоящей работе квазивязкий механизм движения нанодиполей частичных дисклинаций, напротив, наиболее эффективен при переориентации нанобъемов размерами несколько нанометров. Поэтому его реализация обеспечивает дополнительные возможности наноструктурирования дефектной субструктуры при пластической деформации металлических материалов с образованием структурных состояний с размерами нанокристаллов несколько нанометров. В исследуемых здесь сплавах это фрагменты разориентации с малоугловым характером разориентировок внутри нано- или субмикрорешеток двухуровневых наноструктурных состояний в сплавах на основе V [16] и Mo–Re (рис. 7), нанополосы переориентации, формирующиеся в процессе движения нанодиполей частичных дисклинаций в Ni (рис. 5), и нанокристаллы с высокоугловыми границами в мезополосах деформации сплава V–4Ti–4Cr (рис. 8, з).

## 7. Обсуждение результатов

Для анализа причин реализации обсуждаемых здесь закономерностей и механизмов деформации существенно, что они обнаружены в неравновесной нанокристаллической структуре, для которой характерны:

- структурные состояния с высокой упругопластической или упругой кривизной кристаллической решетки;
- неравновесные границы зерен с переменными векторами разориентации или высокой плотностью частич-

ных дисклинаций как эффективные источники зарождения дефектов;

- высокие локальные внутренние напряжения и градиенты этих напряжений;
- высокая концентрация генерируемых в процессе пластической деформации неравновесных точечных дефектов;
- неравновесные структурные состояния с увеличенным молярным объемом;
- высокие напряжения зарождения и скольжения решетоchnых дислокаций;
- высокий уровень деформирующих напряжений.

Таким образом, на фоне характерного для наноструктурных состояний снижения дислокационной активности в этих состояниях создаются наиболее благоприятные условия для активизации квазивязких механизмов пластической деформации и переориентации кристаллической решетки.

Важным кинетическим параметром, определяющим конкуренцию дислокационного (движением индивидуальных решетоchnых дислокаций) и квазивязкого механизмов пластического течения, является температура деформации. Температурная зависимость напряжений зарождения и движения решетоchnых дислокаций определяется не слишком сильной температурной зависимостью модуля сдвига (Юнга) [57]. В случае квазивязкого механизма деформации это значительно более сильная экспоненциальная зависимость от температуры коэффициента диффузии точечных дефектов. При этом, как видно из результатов, приведенных в табл. 1, в интервале температур от комнатной до 473 К скорость пластической деформации потоками неравновесных вакансий увеличивается на 5 порядков.

Нанодиполи частичных дисклинаций могут быть более предпочтительными, по сравнению с дислокациями кристаллической решетки, носителями пластической деформации и в энергетическом отношении. Действительно, при обнаруженной в представленном в настоящей работе нанодиполе величине вектора Бюргерса дислокации некристаллографического сдвига  $B \approx 0.05$  нм и значении вектора Бюргерса решетоchnой дислокации  $b \approx 0.25$  нм дальнедействующее напряжение, которое создает нанодиполь ( $\sigma_B \sim B$  [16]), ниже такового для случая решетоchnой дислокации в 5 раз, а запасенная энергия деформации ( $E_B \sim B^2 \approx 0.04E_b$ ,  $E_b$  — энергия решетоchnых дислокаций) — более чем на порядок. Большое значение для скорости продвижения нанодиполя частичных дисклинаций имеют также малые размеры плеча диполя  $l$ , одновременно обеспечивающие высокие градиенты давления (или скорости точечных дефектов) и короткие ( $\approx l$ ) пути необходимого массопереноса.

Представленные выше результаты свидетельствуют о том, что двухстадийный характер эволюции кривизны кристаллической решетки при формировании дефек-

тов — общая особенность пластической деформации в случае как упругопластической (на мезоуровне деформации), так и упругой (в нанобъемах размерами несколько нанометров) кривизны кристалла. При этом первая стадия является стадией формирования структурных состояний с высокими значениями кривизны кристаллической решетки, локальных внутренних напряжений и их градиентов; вторая стадия — стадия пластической релаксации этих напряжений с формированием дефектов.

В случае упругопластической кривизны кристаллической решетки ее формирование на первой стадии осуществляется путем зарождения, движения и накопления геометрически необходимых дислокаций в стесненных условиях деформации. Вторая стадия является при этом стадией кооперативных перестроек в ансамблях сильно взаимодействующих дислокаций одного знака, приводящей к формированию новых (отсутствующих на первой стадии) дефектов мезоуровня деформации типа частичных дисклинаций или границ разориентации.

На наноуровне деформации качественное отличие эволюции кривизны кристаллической решетки заключается в том, что первая стадия развивается в области упругой деформации и является следствием ее локализации, приводя к формированию нанополос упругих дисторсий и нового типа дефектов — дефектов упругодеформированной среды, представляющих собой области заторможенных упругих сдвигов и поворотов. В континуальном смысле это диполи частичных дисклинаций или дислокации некристаллографического сдвига — зоны интенсивной концентрации напряжений с очень высокими локальными градиентами давления, обеспечивающими процессы последующей пластической релаксации упругой кривизны и формирование дефектов пластической деформации.

Приведенные выше результаты являются, на наш взгляд, достаточно убедительным экспериментальным свидетельством квазиволнового характера пластической деформации в зоне нанодиполя, которая является, по существу, фронтом распространяющейся волны локализованного упругого сдвига с поворотом. Возможность формирования такой волны обеспечивается, очевидно, способностью нанобъемов к формированию очень высоких (сотни градусов на мкм) значений упругой кривизны кристаллической решетки и явлением локализации деформации в области упругих дисторсий.

## 8. Заключение

В формирующихся при больших пластических деформациях металлических материалов наноструктурных состояниях с высокими непрерывными разориентировками обнаружено два типа таких состояний: субструктура с упругопластической кривизной кристаллической решетки от  $10^\circ$  до  $50^\circ$  мкм<sup>-1</sup> в субмикрострук-

турах размерами десятые доли микрометра, возникающая в результате накопления высокой плотности избыточных дислокаций одного знака, и состояние с упругой кривизной кристалла в нанобъемах размерами менее 30 нм.

Эволюция упругопластической кривизны кристаллической решетки включает две основные стадии: стадию ее формирования в процессе накопления геометрически необходимых дислокаций в стесненных условиях деформации и стадию последующей релаксации путем кооперативных перестроек в ансамблях сильно взаимодействующих дислокаций одного знака, приводящую к формированию дефектов мезоуровня деформации типа частичных дисклинаций, мезополос локализации деформации или границ разориентации.

Характерной особенностью нанобъектов размерами менее 10 нм является их способность к формированию структурных состояний с высокими (сотни градусов на мкм) значениями упругой кривизны кристаллической решетки и высокими локальными градиентами внутренних напряжений. Как следует из анализа полей локальных напряжений в таких нанобъектах, эта особенность является результатом чисто масштабного фактора — значительного уменьшения при уменьшении размеров нанобъектов связанных с этой кривизной локальных внутренних напряжений.

Обнаружено явление локализации деформации в области упругих дисторсий кристаллической решетки, приводящее к формированию нанополос локализованной упругой деформации с высокой кривизной кристаллической решетки, ограниченных дефектами типа нанодиполей частичных дисклинаций или дислокаций некристаллографического сдвига, представляющих собой зоны заторможенных упругих сдвигов и поворотов.

Упругий характер дисторсий на стадии формирования высокой кривизны кристаллической решетки в окрестности нанодиполя свидетельствует о том, что это стадия генерации и распространения волны локализации упругой деформации, а возможность формирования этой волны обеспечивается высокими значениями упругой кривизны кристаллической решетки и явлением локализации деформации в области упругих дисторсий. Эти результаты свидетельствуют о квазиволновом характере пластической деформации в зоне нанодиполя, являющейся при этом фронтом распространяющейся волны локализованного упругого сдвига с поворотом.

Характерной особенностью такого фронта являются очень высокие ( $\approx 10E \dots 20E$  мкм<sup>-1</sup>) локальные градиенты давления, обеспечивающие интенсивные процессы пластической релаксации упругой кривизны кристаллической решетки, которые могут быть описаны в рамках квазивязкого механизма движения нанодиполей частичных дисклинаций, контролируемого потоками неравновесных точечных дефектов в полях указанных выше градиентов.

Результатом реализации этого механизма деформации является формирование широкого спектра наноструктурных состояний:

– двухуровневые наноструктурные состояния — нанозерна размерами около 100 нм, содержащие разориентированные фрагменты размерами от нескольких до нескольких десятков нанометров с дипольным и мультипольным характером разориентировок и высокой упругой кривизной кристаллической решетки;

– микрообъемы нанокристаллической структуры с размерами нанокристаллов несколько нанометров;

– мезополосы деформации вихревого типа, представляющие собой пачки нанополос с дипольным характером разориентировок, формирующиеся в процессе группового движения нанодиполей частичных дисклинаций в полях неоднородных моментных напряжений.

## Литература

1. Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Суховаров В.Ф. Дисперсное упрочнение тугоплавких металлов. – Новосибирск: Наука, 1989. – 211 с.
2. Тюменцев А.Н., Коротаев А.Д., Гончиков В.Ч. и др. Закономерности формирования субструктуры в высокопрочных дисперсно-упрочненных сплавах // Изв. вузов. Физика. – 1991. – № 3. – С. 81–92.
3. Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Пинжсин Ю.П. Активация и характерные типы дефектных субструктур мезоуровня пластического течения высокопрочных материалов // Физ. мезомех. – 1998. – Т. 1. – № 1. – С. 23–35.
4. Гончиков В.Ч., Тюменцев А.Н., Коротаев А.Д. и др. Микроструктура полос переориентации в высокопрочных ниобиевых сплавах с ультрадисперсными частицами неметаллической фазы // ФММ. – 1987. – Т. 63. – № 3. – С. 598–603.
5. Гончиков В.Ч., Вергазов А.Н., Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н. Особенности формирования субструктуры при прокатке высокопрочных ниобиевых сплавов // ФММ. – 1987. – Т. 64. – № 1. – С. 170–177.
6. Tyumentsev A.N., Pinzhin Yu.P., Tretjak M.V., Korotaev A.D., Ditenberg I.A., Valiev R.Z., Islamgaliev R.K., Korznikov A.V. Evolution of defect substructure of metal alloys at mesoscopic level under torsion // Theor. Appl. Fract. Mech. – 2001. – V. 35. – P. 155–161.
7. Korotaev A.D., Tyumentsev A.N., Litovchenko I.Yu. Defect substructure and stress fields in the zones of deformation localization in high-strength metallic alloys // Phys. Met. Metallogr. – 2000. – V. 90. – Suppl. No. 1. – S36.
8. Третьяк М.В., Тюменцев А.Н. Масштабные уровни фрагментации кристаллической решетки сплава на основе Ni<sub>3</sub>Al в процессе интенсивной пластической деформации кручением под давлением // Физ. мезомех. – 2000. – Т. 3. – № 3. – С. 23–28.
9. Тюменцев А.Н., Третьяк М.В., Пинжсин Ю.П., Коротаев А.Д., Валиев Р.З., Исламгалиев Р.К., Корзников А.В. Эволюция дефектной субструктуры в сплаве Ni<sub>3</sub>Al в ходе интенсивной пластической деформации кручением под давлением // ФММ. – 2000. – Т. 90. – № 5. – С. 44–54.
10. Тюменцев А.Н., Пинжсин Ю.П., Коротаев А.Д. и др. Электронно-микроскопическое исследование границ зерен в ультрамелкозернистом никеле, полученном интенсивной пластической деформацией // ФММ. – 1998. – Т. 86. – № 6. – С. 110–120.
11. Тюменцев А.Н., Панин В.Е., Деревягина Л.С., Валиев Р.З., Дубовик Н.А., Дитенберг И.А. Механизм локализованного сдвига на мезоуровне при растяжении ультрамелкозернистой меди // Физ. мезомех. – 1999. – Т. 2. – № 6. – С. 115–123.
12. Тюменцев А.Н., Панин В.Е., Дитенберг И.А., Пинжсин Ю.П., Коротаев А.Д., Деревягина Л.С., Шуба Я.В., Валиев Р.З. Особенности пластической деформации ультрамелкозернистой меди при разных температурах // Физ. мезомех. – 2001. – Т. 4. – № 6. – С. 77–85.
13. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Пинжсин Ю.П., Коротаев А.Д., Валиев Р.З. Особенности микроструктуры и механизмы формирования субмикроструктурной меди, полученной методами интенсивной пластической деформации // ФММ. – 2003. – Т. 96. – № 4. – С. 33–43.
14. Тюменцев А.Н., Коротаев А.Д., Пинжсин Ю.П. Высокодефектные структурные состояния, поля локальных внутренних напряжений и кооперативные механизмы мезоуровня деформации и переориентации кристалла в наноструктурных металлических материалах // Физ. мезомех. – 2004. – Т. 7. – № 4. – С. 35–54.
15. Тюменцев А.Н., Пинжсин Ю.П., Овчинников С.В. и др. Особенности формирования наноструктурных состояний при больших пластических деформациях сплава V–4% Ti–4% Cr // Перспективные материалы. – 2006. – № 1. – С. 5–19.
16. Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Гриняев К.В. и др. Эволюция дефектной субструктуры при больших пластических деформациях сплава V–4Ti–4Cr // ЖТФ. – 2011. – Т. 81. – № 6. – С. 68–74.
17. Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Корзников А.В., Чернов В.М., Потаненко М.М. Особенности формирования субмикроструктурного состояния при пластической деформации сплава V–4Ti–4Cr на наковальнях Бриджмена // ФММ. – 2012. – Т. 113. – № 2. – С. 170–180.
18. Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Шуба Я.В. Микроструктура сплава Mo–47% Re–0.4% Zr после прокатки при комнатной температуре. I. Анизотропия микрополосовой структуры и особенности внутренней структуры микрополос // Изв. вузов. Физика. – 2010. – № 7. – С. 46–53.
19. Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Шуба Я.В. Микроструктура сплава Mo–47% Re–0.4% Zr после прокатки при комнатной температуре. II. Особенности механического двойникования и формирования большеугловых границ микрополос // Изв. вузов. Физика. – 2010. – № 8. – С. 38–46.
20. Винс С.А., Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Корзников А.В. Эволюция микроструктуры и механических свойств сплава системы Mo–47% Re в зависимости от степени деформации при кручении под давлением // Изв. вузов. Физика. – 2009. – № 12/2. – С. 31–36.
21. Дитенберг И.А., Денисов К.И., Пинжсин Ю.П., Корчагин М.А., Тюменцев А.Н., Швец И.А. Влияние продолжительности механической активации на параметры микроструктуры и уровень микротвердости порошка тантала // Физ. мезомех. – 2013. – Т. 16. – № 2. – С. 41–46.
22. Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Денисов К.И., Корчагин М.А. Особенности формирования высокодефектных структурных состояний в механокомпозитах и порошках ниобия и алюминия в процессе интенсивного деформационного воздействия в планетарных шаровых мельницах // Физ. мезомех. – 2011. – Т. 14. – № 6. – С. 53–62.
23. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Корзникова А.В., Корзников А.В., Денисов К.И. Нанодиполи частичных дисклинаций как носители некристаллографического сдвига и переориентации кристаллической решетки в нанокристаллах никеля и ванадия // Изв. вузов. Физика. – 2010. – № 12. – С. 67–76.
24. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А. Нанодиполи частичных дисклинаций как носители квазивязкой моды деформации и формирования нанокристаллических структур при интенсивной пластической деформации металлов и сплавов // Физ. мезомех. – 2011. – Т. 14. – № 3. – С. 55–68.
25. Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Корзников А.В., Корзникова Е.А. Эволюция микроструктуры никеля при деформации кручением под давлением // Физ. мезомех. – 2012. – Т. 15. – № 5. – С. 59–68.
26. Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А. Структурные состояния с высокой кривизной кристаллической решетки в субмикроструктури-



- ческих и нанокристаллических металлических материалах // Изв. вузов. Физика. – 2011. – № 9. – С. 26–36.
27. Корзников А.В., Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А. О предельных минимальных размерах зерен, формирующихся в металлических материалах, полученных при деформации кручением под давлением // ФММ. – 2008. – Т. 106. – № 4. – С. 433–438.
  28. Литовченко И.Ю., Шевченко Н.В., Тюменцев А.Н., Найден Е.П. Фазовый состав и дефектная субструктура аустенитной стали 02X17H14M2 после деформации прокаткой при комнатной температуре // Физ. мезомех. – 2006. – Т. 9. – Спец. вып. – С. 137–140.
  29. Литовченко И.Ю., Тюменцев А.Н., Шевченко Н.В., Корзников А.В. Эволюция структурно-фазовых состояний при больших пластических деформациях аустенитной стали 17Cr–14Ni–2Mo // ФММ. – 2011. – Т. 112. – № 4. – С. 436–448.
  30. Тюменцев А.Н., Пинжсин Ю.П., Дитенберг И.А., Шуба Я.В. Локальные обратимые превращения мартенситного типа как механизмы деформации и переориентации кристалла в металлических сплавах и интерметаллидах // Физ. мезомех. – 2006. – Т. 9. – № 3. – С. 33–45.
  31. Тюменцев А.Н., Литовченко И.Ю., Пинжсин Ю.П., Шевченко Н.В. Атомные модели образования дислокаций и механического двойникования в ГЦК-кристаллах // ДАН. – 2005. – Т. 403. – № 5. – С. 623–626.
  32. Тюменцев А.Н., Литовченко И.Ю., Пинжсин Ю.П. и др. Новый механизм локализации деформации в аустенитных сталях. I. Модель неравновесных фазовых (мартенситных) превращений в полях высоких локальных напряжений // ФММ. – 2003. – Т. 95. – № 2. – С. 86–95.
  33. Панин В.Е. Волновая природа пластической деформации твердых тел // Изв. вузов. Физика. – 1990. – № 2. – С. 4–18.
  34. Егорушкин В.Е. Динамика пластической деформации. Волны локализованной пластической деформации в твердых телах // Изв. вузов. Физика. – 1992. – № 4. – С. 19–41.
  35. Панин В.Е., Егорушкин В.Е. Неравновесная термодинамика деформируемого твердого тела как многоуровневой системы. Корпускулярно-волновой дуализм пластического сдвига // Физ. мезомех. – 2008. – Т. 11. – № 2. – С. 9–30.
  36. Панин В.Е., Егорушкин В.Е. Деформируемое твердое тело как нелинейная иерархически организованная система // Физ. мезомех. – 2011. – Т. 14. – № 3. – С. 7–26.
  37. Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Панин А.В. Эффект каналирования пластических сдвигов и нелинейные волны локализованной пластической деформации и разрушения // Физ. мезомех. – 2010. – Т. 13. – № 5. – С. 7–26.
  38. Tyumentsev A.N. Metal Microstructure after Large Plastic Deformations: Models and TEM Possibilities // Electron Microscopy and Multiscale Modeling: Proc. EMMM-2007 Int. Conf., Moscow, 3–7 September 2007. – New York: IOP, 2008. – V. 999. – P. 268–285.
  39. Де Вит Р. Континуальная теория дисклинаций. – М.: Мир, 1977. – 208 с.
  40. Лихачев В.А., Хайров Р.Ю. Введение в теорию дисклинаций. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. – 184 с.
  41. Утевский Л.М. Дифракционная электронная микроскопия в металлведении. – М.: Металлургия, 1973. – 584 с.
  42. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. – М.: Металлургия, 1984. – 280 с.
  43. Korotaev A.D., Tyumentsev A.N., Pinzhin Yu.P. The defect substructures and local internal stresses inherent in mesolevel plastic flows // Theor. Appl. Fract. Mech. – 2001. – V. 35. – P. 163–169.
  44. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. – М.: Металлургия, 1986. – 224 с.
  45. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинация в кристаллах. – Л.: Наука, 1986. – 224 с.
  46. Панин В.Е., Егорушкин В.Е. Наноструктурные состояния в твердых телах // ФММ. – 2010. – Т. 110. – № 3. – С. 486–496.
  47. Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Панин А.В. Роль локальных наноструктурных состояний в пластической деформации и разрушении твердых тел // Физ. мезомех. – 2012. – Т. 15. – № 5. – С. 5–18.
  48. Псахье С.Г., Зольников К.П., Крыжевич Д.С., Тюменцев А.Н. О термофлуктуационном формировании локальных структурных изменений в кристалле в условиях динамического нагружения // Физ. мезомех. – 2005. – Т. 8. – № 5. – С. 55–60.
  49. Psakhie S.G., Zolnikov K.P., Kryzhevich D.S. Elementary atomistic mechanism of crystal plasticity // Phys. Lett. A. – 2007. – V. 367. – P. 250–253.
  50. Старенченко В.А., Черепанов Д.Н., Соловьева Ю.В., Попов Л.Е. Генерация и накопление точечных дефектов в процессе пластической деформации в монокристаллах с ГЦК-структурой // Изв. вузов. Физика. – 2009. – № 4. – С. 60–71.
  51. Zehetbauer M.J., Steiner G., Schafler E., Korznikov A., Korznikova E. Deformation induced vacancies with severe plastic deformation // Mater. Sci. Forum. – 2006. – V. 503–504. – P. 57–64.
  52. Setman D., Schafler E., Korznikova E., Zehetbauer M.J. The presence and nature of vacancy type defects in nanometals detained by severe plastic deformation // Mater. Sci. Eng. A. – 2008. – V. 493. – P. 116–122.
  53. Бабанов Ю.А., Благинина Л.А., Головицкова И.В. и др. Дефекты в нанокристаллическом палладии // ФММ. – 1997. – Т. 83. – № 4. – С. 167–175.
  54. Gilman J.J. Mechanical behavior of metallic glasses // J. Appl. Phys. – 1975. – V. 46. – No. 4. – P. 1625–1633.
  55. Глезер А.М., Молотилев Б.В., Утевская О.Л. Эффекты квазиаморфного упрочнения и механизмы пластической деформации аморфных сплавов // ДАН СССР. – 1982. – Т. 263. – № 1. – С. 83–89.
  56. Глезер А.М., Молотилев Б.В., Утевская О.Л. Механические свойства аморфных сплавов // Металлофизика. – 1983. – Т. 5. – № 1. – С. 29–45.
  57. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций / Под ред. Э.М. Надгродного, Ю.А. Осипьяна. – М.: Атомиздат, 1972. – 600 с.

Поступила в редакцию  
23.04.2013 г.

#### Сведения об авторах

Тюменцев Александр Николаевич, д.ф.-м.н., проф., зав. лаб. ИФПМ СО РАН, зав. каф. ТГУ, зав. лаб. СФТИ, tyuments@phys.tsu.ru  
 Дитенберг Иван Александрович, к.ф.-м.н., доц., снс ИФПМ СО РАН, снс СФТИ, ditenberg\_i@mail.ru  
 Коротаев Александр Дмитриевич, д.ф.-м.н., проф., внс ИФПМ СО РАН, проф. ТГУ, korotaev@phys.tsu.ru  
 Денисов Константин Игоревич, асп. ИФПМ СО РАН, инж. ТГУ, denisov\_ki@mail.ru