УДК 669.292:620.183:539.373

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ В УСЛОВИЯХ СВЕРХВЫСОКОЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ ПЛАСТИЧНОСТИ СПЛАВА V—4Ti—4Cr

А.Н. Тюменцев[1, 2], И.А. Дитенберг[1, 2], А.С. Цверова[2], В.М. Чернов[3, 4], М.М. Потапенко[3], В.А. Дробышев[3]

[1]*Институт физики прочности и материаловедения Сибирского отделения РАН, Томск, Россия*
[2]*Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия*
[3]*Высокотехнологический НИИ неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара, Москва, Россия*
[4]*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

Изучены закономерности эволюции микроструктуры сплава V—4Ti—4Cr в условиях его сверхвысокой технологической пластичности в процессе прокатки при комнатной температуре. Характерной особенностью формирующихся при этом наноструктурных состояний являются микрополосы переориентации вокруг направлений типа ⟨110⟩ с высокой плотностью границ с векторами переориентации $\theta \approx (50—60)^{o}\langle 110\rangle$. Эта особенность объясняется с привлечением механизма «прямых плюс обратных ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений мартенситного типа» с осуществлением обратных превращений по альтернативным системам. Основной или единственной модой деформации такого превращения является однородная деформация растяжения—сжатия типа деформации Бейна, и важным условием её реализации — высокие значения нормальных компонентов приложенных напряжений по главным осям тензора деформации. Наиболее благоприятная для выполнения этого условия геометрия деформирующих напряжений достигается в процессе деформации прокаткой. Важной особенностью пластической деформации с участием ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений является высокая эффективность релаксации высокодефектных наноструктурных состояний в условиях фазовой динамической нестабильности кристалла. Совместно с благоприятной геометрией деформирующих напряжений в условиях деформации прокаткой это определяет возможность сверхвысокой технологической пластичности в этих условиях — достижения практически неограниченных степеней пластической деформации путём многократной последовательности ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений при практически неизменных характеристиках дефектной субструктуры.

Ключевые слова: ванадиевые сплавы, сплав V—4Ti—4Cr, пластическая деформация, электронная микроскопия, микроструктура, мартенситные превращения, наноструктурные состояния, механизмы деформации, пластичность, дефекты структуры.

REGULARITIES OF V—4Ti—4Cr ALLOY MICROSTRUCTURE FORMATION IN CONDITIONS OF ULTRAHIGH TECHNOLOGICAL PLASTICITY

A.N. Tyumentsev[1, 2], I.A. Ditenberg[1, 2], A.S. Tsverova[2], V.M. Chernov[3, 4], M.M. Potapenko[3], V.A. Drobyshev[3]

[1]*Institute of Strength Physics and Materials Science SB RAS, Tomsk, Russia*
[2]*National Research Tomsk State University, Tomsk, Russia*
[3]*A.A. Bochvar High-Technology Research Institute of Inorganic Materials, Moscow, Russia*
[4]*National Research Nuclear Institute MEPhI, Moscow, Russia*

The regularities of evolution of V—4Ti—4Cr alloy microstructure in conditions of its ultrahigh technological plasticity during the rolling process at room temperature were studied. A characteristic feature of the nanostructured states formed in this case are the microbands of reorientation around directions ⟨110⟩ with high density of boundaries with reorientation vectors $\theta \approx (50—60)^{o}\langle 110\rangle$. This feature can be explained by mechanism of direct plus reverse BCC → HCP → BCC martensitic-type transformations where reverse transformations are implementeds by alternative systems. The main or unique deformation mode of the transformation above is a homogeneous deformation of expansion-compression of the Bain type. Important conditions of its realization are the high values of the normal components of the applied stresses along the principal axes of the deformation tensor. The geometry of deforming stresses that is most favorable for this condition is achieved during rolling deformation. The significant feature of plastic deformation with BCC → HCP → BCC transformations is high efficiency of relaxation of high-defect nanostructural states under conditions of phase dynamic instability of a crystal. Together with the favorable geometry of deforming stresses during rolling deformation this determines the possibility of ultrahigh technological plasticity — the achievement of practically unlimited degrees of plastic deformation by multiple sequence of BCC → HCP → BCC transformations with practically constant defect substructure characteristics.

Key words: vanadium alloys, V—4Ti—4Cr alloy, plastic deformation, electron microscopy, microstructure, martensitic transformations, nanostructural states, deformation mechanisms, plasticity, structural defects.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-4-48-64

ВВЕДЕНИЕ

Перспективным направлением обеспечения материалами и изделиями инновационных ядерных и термоядерных энергетических реакторов является создание малоактивируемых ванадиевых сплавов (ос-

новной сплав V—4Ti—4Cr) как конструкционных материалов и получение из таких сплавов соответствующих изделий для активных зон этих реакторов [1—8]. Интересной особенностью сплавов типа V—4Ti—4Cr, имеющей большое практическое значение для разработки технологических методов их обработки и получения изделий, является сверхвысокая технологическая пластичность [7, 8] — способность к очень большим (практически неограниченным) пластическим деформациям прокаткой при комнатной температуре без каких-либо промежуточных отжигов. В процессе такой прокатки удаётся достичь деформации $\varepsilon > 99{,}9\%$ (прокатка образца толщиной 10 мм в фольгу толщиной менее 10 мкм), соответствующей величине истинной логарифмической деформации $e \approx \ln 1000 \approx 6{,}9$. Возможность дальнейшего увеличения степени деформации сплава ограничена при этом лишь возможностями технологического оборудования и исходной толщиной деформируемых образцов (изделий).

Для выявления природы этой особенности значительный интерес представляют обнаруженные в последние годы новые механизмы пластической деформации и переориентации кристаллической решётки. Это, во-первых, локальные обратимые (ОЦК → ГПУ → ОЦК[1] [8—10], B2 → B19′→ B2 [11, 12], $\gamma \to \alpha' \to \gamma$ [13, 14]) структурные превращения мартенситного типа с осуществлением обратных превращений по альтернативным системам, во-вторых, квазивязкий механизм массопереноса потоками неравновесных точечных дефектов в полях высоких локальных градиентов нормальных компонентов тензора напряжений [15—19].

Свидетельства реализации квазивязкого механизма деформации обнаружены при пластической деформации широкого класса металлов и сплавов на наковальнях Бриджмена. Помимо сплавов V—4Ti—4Cr (вес. %) [15—18], это металлы Ni [17, 18] и Ta [19], сплавы Mo—47Re (вес. %) [20]. Активизация этого механизма при величинах истинной логарифмической деформации $e \approx 3$—6 обеспечивает максимальные эффекты наноструктурирования материала с формированием нанокристаллических состояний с предельным минимальным размером нанокристаллов несколько нанометров [15, 16]. Результаты исследования закономерностей и условий реализации квазивязких механизмов пластической деформации и переориентации кристаллической решётки при формировании таких состояний представлены в [17, 18].

В [11, 12] установлено, что ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения являются механизмами механического двойникования, в том числе в кристаллографических плоскостях со сложными ({113}, {332}, {225} и др.) индексами, или полос переориентации вокруг направлений типа ⟨110⟩ при пластической деформации структурно нестабильных сплавов на основе никелида титана. В [8] высказано предположение, что аналогичные превращения являются механизмами пластической деформации при формировании микрополос с характерными для них векторами (50—60)º ⟨110⟩ — переориентации и могут играть важную роль в явлении сверхвысокой технологической пластичности в процессе прокатки сплава V—4Ti—4Cr при комнатной температуре.

В настоящей работе для обоснования этого предположения проведено электронно-микроскопическое исследование эволюции микроструктуры сплава V—4Ti—4Cr в условиях его прокатки при комнатной температуре, выявлены особенности характерного спектра высокоугловых разориентировок в формирующихся при этом полосах локализации деформации, проанализированы особенности дефектной субструктуры в зависимости от условий (прокатка и кручение на наковальнях Бриджмена) интенсивного деформационного воздействия. С использованием теории мартенситных превращений (МП) [21], основанной на концепции кооперативных тепловых колебаний когерентных двумерных объектов (атомов плотноупакованных плоскостей) в кристаллах, проведён анализ атомных моделей и особенностей тензора деформации в зонах ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений. Показана определяющая роль диагональных компонентов этого тензора в процессе таких превращений. Обсуждается роль этих превращений и условий деформации в реализации сверхвысокой технологической пластичности сплавов типа V—4Ti—4Cr.

МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Работа выполнена с использованием сплава V—4Ti—4Cr (V—4,36Cr—4,21Ti—0,013C—0,011N—0,02O, вес. %) производства АО «ВНИИНМ им. А.А. Бочвара» [1]. Перед прокаткой образцы этого сплава подвергали термомеханической обработке (ТМО) по режиму ТМО II [3], приводящему к транс-

[1] Объёмно-центрированная кубическая упаковка (ОЦК); гексагональная плотная упаковка (ГПУ).

формации грубодисперсных выделений фаз внедрения в наноразмерные частицы стабильного карбонитрида, с заключительным стабилизирующим отжигом в течение 1 ч при T = 1373 К. В [3] показано, что этот режим обеспечивает получение значительно более однородного по объёму по сравнению с традиционными режимами ТМО распределения частиц оксикарбонитридных фаз и существенное увеличение их объёмной доли в широком классе ванадиевых сплавов типа V—4Ti—4Cr и V—Me(Cr,W)—Zr(Ti)—C. Прокатку осуществляли при комнатной температуре с величиной деформации за один проход около 10%. Образцы деформировали до $\varepsilon \approx 93$ и 99,7%, что в единицах истинной логарифмической деформации составляет соответственно $e \approx 2{,}7$ и 5,8. Электронно-микроскопическое исследование проведено в сечениях, параллельном и перпендикулярном плоскости прокатки, на электронном микроскопе СМ30 при ускоряющем напряжении 200 кВ. Методика приготовления тонких фольг представлена в [8].

Исследование спектра высокоугловых разориентировок между полосами переориентации проводили путём анализа совмещённых (с переориентированной области и окружающего её микрообъёма) симметричных картин микродифракции с высокой плотностью дифракционных максимумов. При изучении неравновесных структурных состояний с высокой кривизной кристаллической решётки применяли методы электронно-микроскопического анализа высоких непрерывных разориентировок [18], позволяющие выявить кривизну кристаллической решётки, характерную для объёмных образцов и не связанную с неконтролируемыми эффектами коробления тонких металлических фольг.

Схема структурного состояния с непрерывными разориентировками или кривизной кристаллической решётки показана на рис. 1, *д*. Традиционные методы её исследования основаны на измерении величины смещения контуров экстинкции в процессе изменения ориентации образца в электронном микроскопе. При этом компонент кривизны кристаллической решётки χ_{21} (рис. 1, *д*) определяется по формуле [22]

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

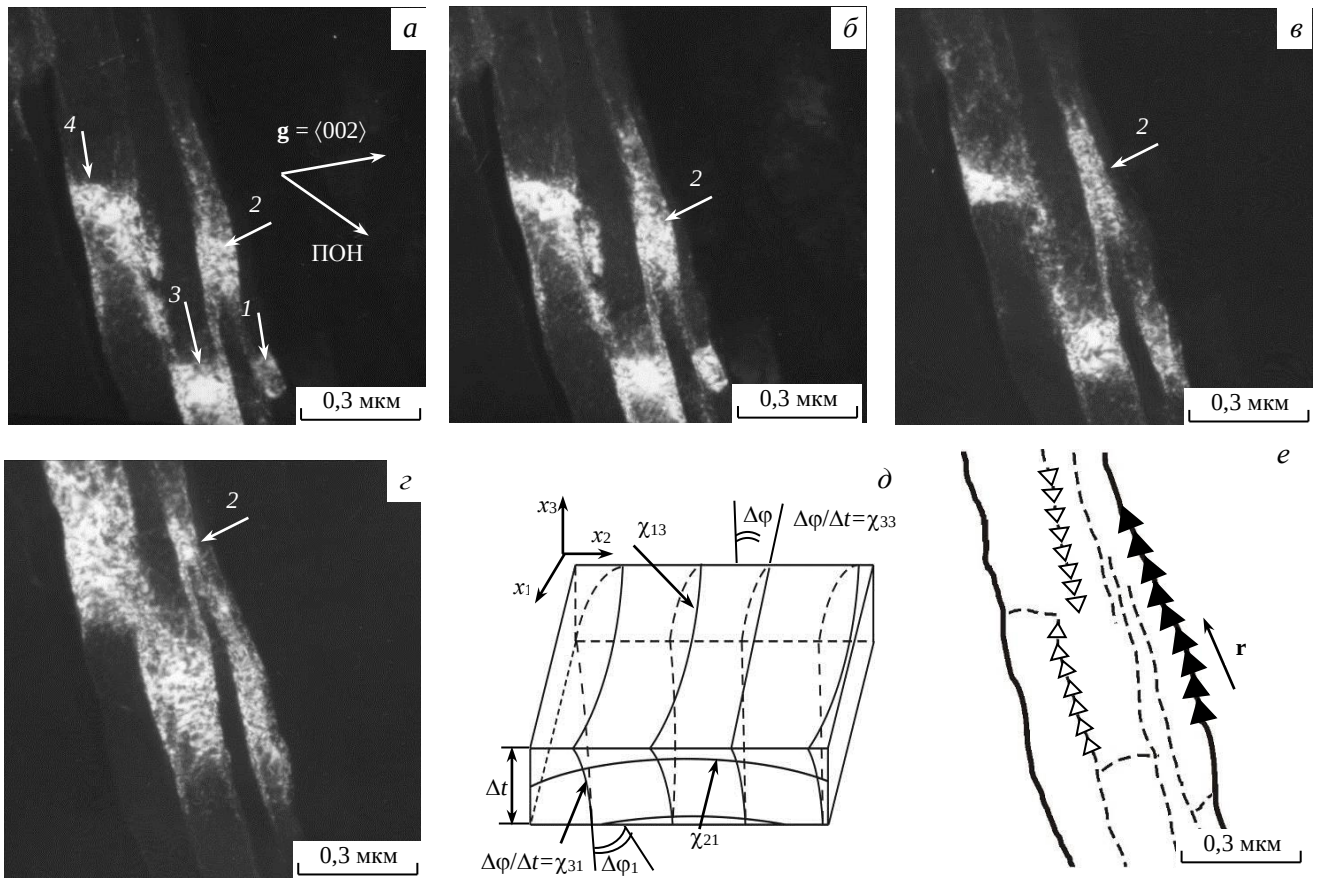

Рис. 1. Субструктура с непрерывными разориентировками и границами с переменными векторами разориентации: *а—г* — пример темнопольного анализа разориентировок, вектор действующего отражения **g** = ⟨002⟩, углы наклона в гониометре: *а* — 5°; *б* — 4°; *в* — 3°; *г* — 2°; *д* — схема структурного состояния с непрерывными разориентировками; *е* — схема дискретных разориентировок; ——, - - - — высокоугловые и малоугловые границы соответственно; ▲, △ — скопления частичных дисклинаций на большеугловых и малоугловых границах соответственно с переменными векторами разориентации

где Δr — величина смещения экстинкционного контура при изменении угла наклона образца в гониометре на угол $\Delta\varphi$; β — угол между вектором действующего отражения и направлением проекции оси наклона (**ПОН**) гониометра на плоскость изображения.

Существенным ограничением этого метода является то, что он, во-первых, позволяет измерять лишь кривизну плоскостей, параллельных или почти параллельных плоскости фольги, а следовательно, ограниченное количество компонентов тензора изгиба—кручения. Во-вторых, в этом случае невозможно отличить кривизну кристаллической решётки, связанную со структурными дефектами и характерную для объёмных образцов, от эффектов случайного изгиба тонких фольг в процессе их изготовления.

Эти проблемы решаются, если использовать метод [18, 23], основанный на определении кривизны кристаллографических плоскостей, перпендикулярных плоскости фольги, или компонентов χ_{31} (рис. 1, *д*), не меняющихся в процессе приготовления тонких фольг. В случае изгиба тонкой фольги толщиной t, не связанного со структурными дефектами, когда $\chi_{31} = 0$, увеличение χ_{21} приводит к уменьшению ширины экстинкционного контура $L \approx \Delta\gamma/\chi_{21}$. Здесь $\Delta\gamma$— угловой размер дифракционного максимума. При высоких значениях χ_{31} контур экстинкции складывается из многих контуров, возбуждаемых разными слоями фольги. В соответствии с [18, 23] ширина такого «сложного» контура возрастает при росте χ_{31} на величину $\Delta L \approx (\chi_{31}\times t)/\chi_{21}$ и определяется формулой $L \approx (\Delta\gamma + \chi_{31}\times t)/\chi_{21}$. По этой формуле после определения известным методом [22] χ_{21}, и зная толщину фольги t, можно рассчитать значения

$$\chi_{31} \approx (L\times\chi_{21} - \Delta\gamma)/t. \qquad (2)$$

ДИСЛОКАЦИОННО-ДИСКЛИНАЦИОННАЯ СТРУКТУРА В ЗОНАХ ВЫСОКОЙ КРИВИЗНЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ

Структурные состояния с высокими непрерывными разориентировками или высокой кривизной кристаллической решётки — важная особенность дефектной субструктуры при больших пластических деформациях металлических материалов [17, 18, 23—25]. Дислокационные модели таких состояний отвечают высокой плотности хаотически распределённых избыточных дислокаций одного знака, формирующихся в условиях сильной стеснённости дислокационных сдвигов или в полях высоких неоднородных (моментных) напряжений.

Один из примеров электронно-микроскопического исследования такой структуры в сплаве V—4Ti—4Cr после деформации прокаткой $\varepsilon \approx 93\%$ ($e \approx 2{,}7$) показан на рис. 1. После такой деформации в сечении, перпендикулярном плоскости прокатки, наблюдаются параллельные этой плоскости полосы переориентации вокруг направлений типа ⟨110⟩ с высокоугловыми границами размером десятые доли мкм.

На рис. 1 представлена иллюстрация непрерывного перемещения контуров экстинкции в одной из таких полос в процессе наклона образца в гониометре, свидетельствующего о наличии в этой полосе субструктуры с непрерывными разориентировками. Темнопольное изображение получено здесь в действующем отражении **g** = ⟨002⟩. Как видно, в представленной здесь полосе переориентации содержится несколько субмикрополос с малоугловыми границами, обнаруживаемыми по смещению контуров экстинкции и обозначенными на рис. 1, *а* номерами *1—4*. Для примера рассмотрим поведение контура экстинкции в микрополосе *2*. В процессе наклона образца в гониометре на угол $\Delta\varphi \approx 3^\circ$ (см. рис. 1, *а—г*) этот контур (показан стрелками *2*) непрерывно смещается вдоль границы микрополосы на расстояние $\Delta r \approx 0{,}2$ мкм. При этом угол между направлениями вектора действующего отражения и проекции оси наклона на плоскость изображения (см. рис. 1, *а*) составляет $\alpha \approx 47^\circ$. Согласно формуле (1) проекция кривизны перпендикулярных волновому вектору электронов плоскостей кристаллической решётки (χ_{21} на рис. 1, *д*) на направление вектора **g** составляет $\chi_{21} \approx \Delta\varphi\sin\alpha/\Delta r \approx 11^\circ$ мкм$^{-1}$.

Проекцию кривизны кристаллографических плоскостей, формирующих дифракционный контраст контуров экстинкции (χ_{31} на рис. 1, *д*), на направление вектора действующего отражения **g** оценим по формуле (2). Эти плоскости примерно перпендикулярны плоскости фольги, не подвержены неконтролируемым эффектам её коробления и более точно отражают реальную кривизну объёмных образцов.

Подставляя в формулу (2) значения ширины контура экстинкции $L \approx 0{,}35$ мкм, толщины фольги $t \approx 0{,}2$ мкм и угловых размеров дифракционного максимума в бездефектном кристалле $\Delta\gamma \approx 2^\circ$, получим $\chi_{31} \approx (L\chi_{21} - \Delta\gamma)/t \approx 14^\circ$ мкм$^{-1}$. Обусловленное указанной кривизной непрерывное изменение ориентации кристаллической решётки вдоль высокоугловых границ разориентации, за исключением частного случая равенства параметров кривизны по разные стороны этих границ, означает непрерывное изменение векторов их разориентации. Как видно, в представленном на рис. 1 фрагменте в микрополосе *2* ориентация кристаллической решётки вдоль высокоугловой границы (в направлении **r** на рис. 1, *e*) непрерывно и достаточно быстро ($\partial\varphi/\partial r = \chi_{21} \approx 11^\circ$ мкм$^{-1}$) меняется. В смежной с ней области, как показал аналогичный представленному анализ, величина непрерывных разориентировок или кривизна кристаллической решётки не превышает точности их измерения $\chi_{ij} \leq (1—2)^\circ$ мкм$^{-1}$. Следовательно, эта граница является границей с переменным вектором разориентации $\boldsymbol{\theta}$. Дефектную субструктуру такой границы можно моделировать плоским скоплением непрерывно распределённых частичных дисклинаций одного знака, эффективная плотность которых определяется величиной $\partial\boldsymbol{\theta}/\partial r$. Для высокоугловой границы микрополосы на рис. 1 $\partial\boldsymbol{\theta}/\partial r \approx 10^\circ$ мкм$^{-1}$.

Аналогичной особенностью (переменными векторами $\boldsymbol{\theta}$) обладают и представленные на рис. 1 малоугловые границы субзёрен. Однако эффективная плотность дисклинаций $\partial\boldsymbol{\theta}/\partial r$ в этих границах значительно ниже. Анализ кривизны кристаллической решётки в субзёрнах *1* и *2* показал, что при переходе через разделяющую их малоугловую границу эта кривизна меняется на 2° мкм$^{-1}$ (от 12 до 10° мкм$^{-1}$). Следовательно, градиент вектора разориентации или эффективная плотность частичных дисклинаций на этой границе оценивается величиной $\partial\boldsymbol{\theta}/\partial r \approx 2^\circ$ мкм$^{-1}$.

Помимо малоугловых границ, параллельных высокоугловой границе микрополосы, в процессе темнопольного анализа разориентировок (см. рис. 1) обнаруживаются и аналогичные границы поперёк полосы. Эти границы выявляются по остановке контуров экстинкции в процессе их непрерывного перемещения при наклоне образца в гониометре и показаны на рис. 1, *a* стрелками *3* и *4*. Схема дискретных разориентировок в проанализированном фрагменте микрополосовой структуры представлена на рис. 1, *e*. Сплошными и пунктирными линиями на этой схеме показаны высокоугловые и малоугловые границы соответственно.

Представленное структурное состояние с дискретными и непрерывными разориентировками является характерной особенностью микрополосовой структуры исследуемого сплава V—4Ti—4Cr. При этом наиболее вероятные значения кривизны кристаллической решётки составляют $\chi_{ij} \approx (10—15)^\circ$ мкм$^{-1}$. Максимальные обнаруженные в эксперименте значения этой величины достигают величины $\chi_{ij} \approx 20^\circ$ мкм$^{-1}$. Относительный объём, занимаемый структурным состоянием с высокой кривизной кристаллической решётки, составляет 40—50%, доля высокоугловых границ с переменными векторами $\boldsymbol{\theta}$ (высокой эффективной плотностью дисклинаций) — около 60%.

В [18, 23—25] образование таких границ связывается с дислокационно-дисклинационным механизмом переориентации кристаллической решётки (рис. 2), включающим два этапа превращений.

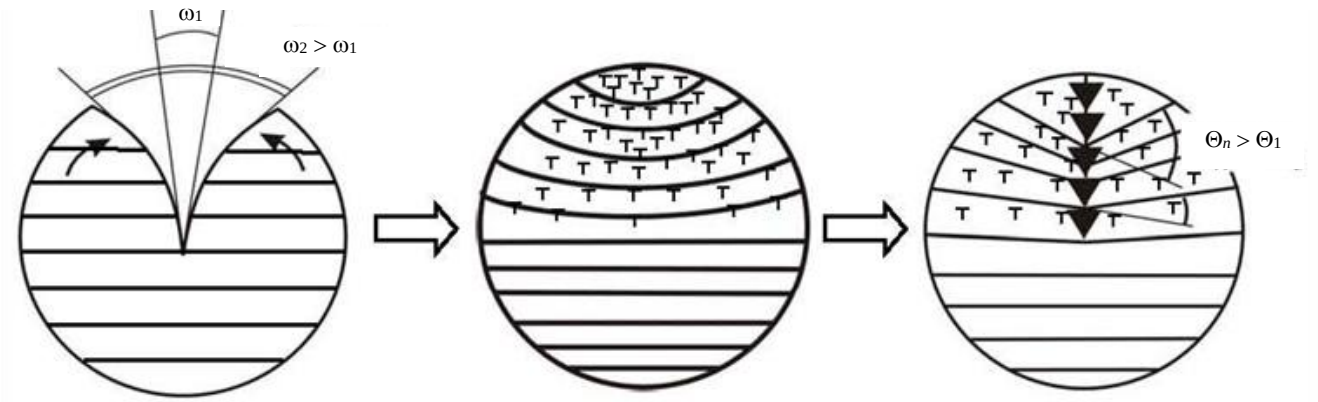

Рис. 2. Модель формирования структурного состояния с высокой кривизной кристаллической решётки и границы с переменным вектором разориентации [18]: —— — кристаллографические плоскости; ω_i — углы между поверхностями вырезанного клина; Θ_i — углы между плоскостями кристаллической решётки; **T**— дислокации

Этап 1. Формирование субструктуры с высокой кривизной кристаллической решётки. Поскольку её дислокационные модели отвечают высокой плотности хаотически распределённых избыточных дислокаций одного знака, наиболее вероятным механизмом деформации является на этом этапе зарождение и движение индивидуальных дислокаций в условиях сильной стеснённости дислокационных сдвигов или в полях неоднородных (моментных) напряжений.

Этап 2. Коллективная релаксация этого структурного состояния с образованием дискретных границ разориентации путём коллективных перестроек сильно взаимодействующих хаотически распределённых дислокаций одного знака в дислокационно-дисклинационные стенки или сетки. Движущей силой такой перестройки является снижение энергии междислокационного взаимодействия в субструктуре с высокой плотностью указанных дислокаций.

Этот механизм является одним из наиболее универсальных механизмов переориентации кристаллической решётки при больших пластических деформациях и формировании наноструктурных состояний в широком классе металлов и сплавов. В их числе V—4Ti—4Cr [7, 8, 15, 16], Cu [26], Ni [18, 27], Ni_3Al [28, 29], Mo—Re [25], аустенитные стали [13].

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОПОЛОС ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ С ВЫСОКОУГЛОВЫМИ ГРАНИЦАМИ

Прежде чем излагать результаты исследования большеугловых границ микрополос, отметим (подробнее [26]), что в структурных состояниях с высокой кривизной кристаллической решётки χ_{ij} и границами с переменными векторами разориентации $\partial\theta/\partial r \approx \chi_{ij}$ точность определения локальной ориентации кристалла, а следовательно, и векторов переориентации $\Delta\theta$ определяется величиной $\chi_{ij}\times t$, где $t \approx 0{,}2$ мкм — толщина фольги. Поэтому в формирующейся в микрополосах субструктуре с кривизной кристаллической решётки $\chi_{ij} \leq 20$ град/мкм эта точность ограничена величиной $\Delta\theta \approx \pm 5^{\circ}$. Более того, при высоких значениях $\partial\theta/\partial r$ (десятки град./мкм) вектор θ имеет смысл лишь для локальной (наномасштабного уровня) области границы, меняясь на расстоянии около 1 мкм на десятки градусов.

Тем не менее в процессе исследований обнаружены следующие важные особенности переориентации микрополос, представляющие интерес и требующие своего обоснования при анализе механизмов их образования. Во-первых, в более чем половине изученных высокоугловых границ микрополос направления векторов разориентации совпадают с направлениями типа ⟨110⟩ или отклонены от этого направления на углы не более нескольких градусов. Во-вторых, большое количество микрополос переориентированы на углы в интервале $\theta = (50—60)^{\circ}\langle 110\rangle$.

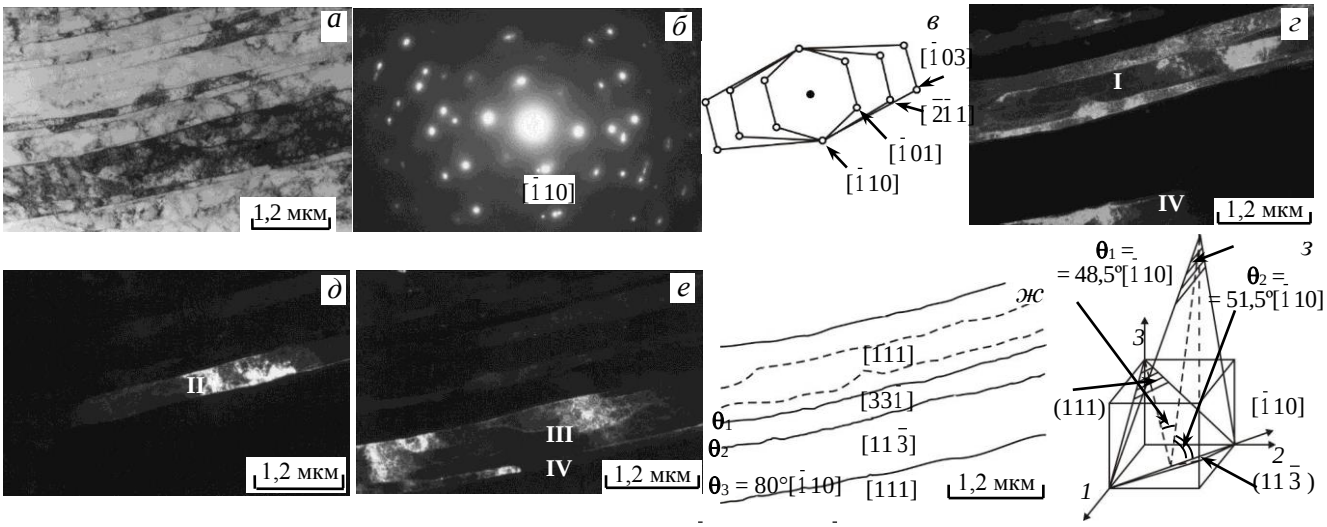

Рис. 3. Фрагмент микрополосовой структуры с двукратной (48,5°[$\bar{1}$10] + 51,5°[$\bar{1}$10]) переориентацией кристаллической решётки. Сечение, перпендикулярное плоскости прокатки, $\varepsilon \approx 93\%$ ($e \approx 2{,}7$): микрополосы I, IV — ось зоны [111]; II — ось зоны [33$\bar{1}$]; III — ось зоны [11$\bar{3}$]; *а* — светлопольное изображение; *б*, *в* — электронограмма и схема её расшифровки; *г*—*е* — темнопольные изображения в действующих отражениях [$\bar{1}$01] (*г*), [$\bar{1}$03] (*е*) и [$\bar{2}\bar{1}$1] (*е*), принадлежащих осям зон [111], [33$\bar{1}$] и [11$\bar{3}$] соответственно; *ж*, *з* — схемы разориентировок

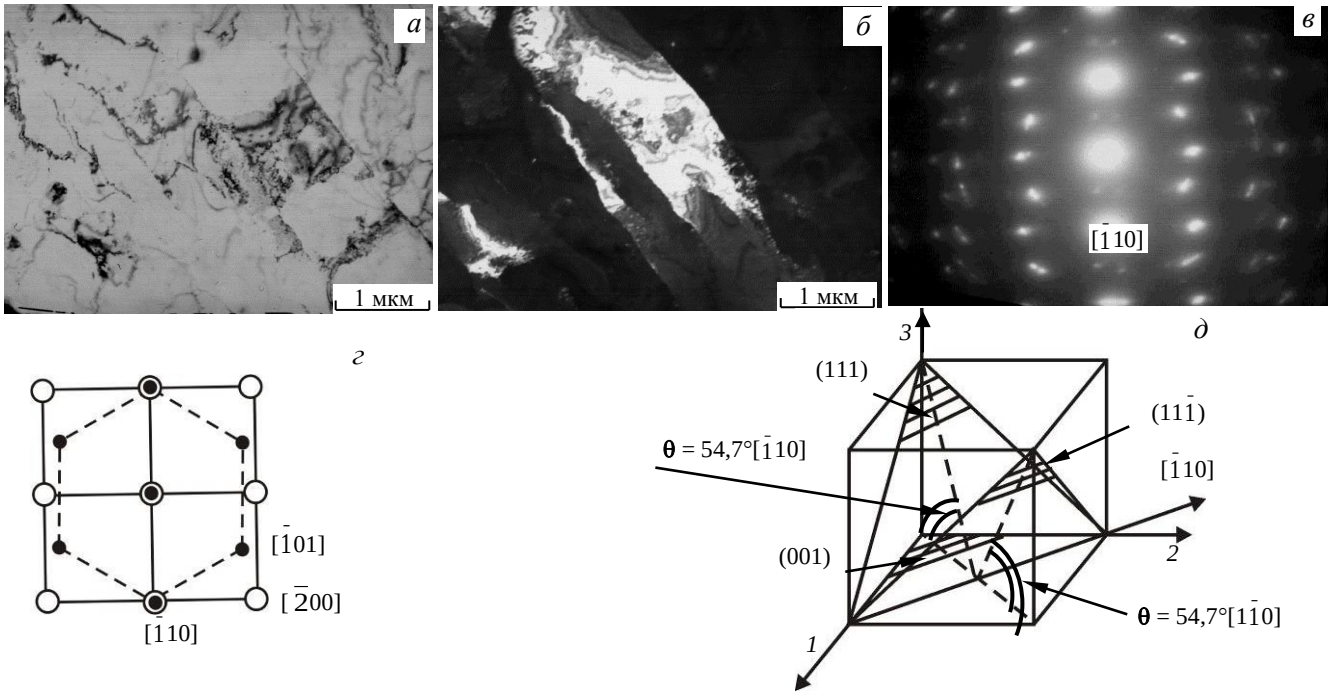

Рис. 4. Микрополоса ≈54,7º[$\bar{1}$10] переориентации кристаллической решётки в сплаве V—4Ti—4Cr после деформации ε ≈ 99,7% (*e* ≈ 5,8). Сечение, параллельное плоскости прокатки: *а*, *б* — светлопольное и темнопольное изображения; *в*, *г* — картина микродифракции и схема её расшифровки; *д* — схема переориентации

Эти особенности выявляются по наличию на электронограммах, содержащих достаточно симметричные дифракционные максимумы, двух или нескольких осей зон с общими (принадлежащими этим зонам) дифракционными максимумами типа ⟨110⟩. Примеры такой переориентации показаны на рис. 3, 4.

На рис. 3 показан вариант, когда общее действующее отражение [$\bar{1}$10] принадлежит одновременно трём осям зон: [111], [33 $\bar{1}$] и [11 $\bar{3}$]. С использованием темнопольного электронно-микроскопического анализа (см. рис. 3, *г*, *д*, *е*) в принадлежащих этим зонам действующих отражениях [$\bar{1}$ 01], [$\bar{1}$ 03] и [$\bar{2}$ $\bar{1}$ 1] установлено, что показанная на рис. 3, *ж* последовательность чередования осей зон может быть получена путём двукратной переориентации кристалла с осью зоны [111] (микрополосы I и IV) вокруг направления [$\bar{1}$10] (см. рис. 3, *з*) на углы, близкие к 50º.

При этом в результате первого превращения (этап 1) область между границами θ_1 и θ_3 переориентируется на ≈50º (θ_1 на рис. 3, *з*) и приобретает ось зоны [33$\bar{1}$]. Второе превращение (этап 2) захватывает лишь часть указанной области — между границами θ_2 и θ_3. После двойной ($\theta_1 + \theta_2$, рис. 3, *з*) переориентации направление оси зоны этой области становится направлением ≈[11 $\bar{3}$]. В результате в представленном на рис. 3 фрагменте микроструктуры, помимо границ переориентации ≈50º[$\bar{1}$ 10], появляется граница с вектором переориентации $\theta_3 = (\theta_1 + \theta_2) \approx 100º[\bar{1}10] = 80º[1\bar{1}0]$.

На рис. 4 показан пример микрополосы шириной около 1 мкм с высокоугловыми границами, разделяющими кристаллы с осями зон типа ⟨111⟩ и ⟨001⟩, имеющими общее действующее отражение **g** = ⟨110⟩. Для определённости в качестве оси зоны типа ⟨001⟩ выберем ось [001]. Как видно, в этом случае существуют два варианта переориентации кристаллической решётки — повороты вокруг оси [$\bar{1}$10] на углы +54,7º или –54,7º — углы между плоскостью [001] и плоскостями [111] и [11$\bar{1}$] соответственно. С учётом указанной точности (±5º) анализа разориентировок в структурах с высокой кривизной решётки эти варианты соответствуют наиболее вероятному интервалу значений векторов переориентации θ = ±(50—60)º [$\bar{1}$10].

Важной особенностью микроструктуры, формирующейся в процессе прокатки исследуемого сплава V—4Ti—4Cr при комнатной температуре, является её очень слабая зависимость от степени деформации в широком интервале ε ≈ (93—99,7)% (*e* ≈ 2,7—5,8). Как видно из сравнения рис. 3 и 4, в процессе увеличения истинной логарифмической деформации от 2,7 до 5,8 не обнаружено каких-то изменений параметров дефектной субструктуры. В обоих случаях наблюдаются микрополосы ⟨110⟩ переориентации с высокоуг-

ловыми границами размером от ≈0,1 до 1 мкм. Практически неизменной по сравнению с представленной на рис. 1 остаётся и дефектная субструктура объёма и границ нанополос. Вплоть до $e \approx 5{,}8$ это структура с кривизной кристаллической решётки $\chi_{ij} \approx (10—20)^{\circ}$ мкм$^{-1}$, границами с переменными векторами разориентации и значениями $\partial\theta/\partial r$ от нескольких (для малоугловых границ) до (10—20)° мкм$^{-1}$.

Для дальнейшего анализа существенно, что, во-первых, слабая зависимость микроструктуры от степени деформации в широком интервале ε качественно отличает деформацию прокаткой от деформации кручения на наковальнях Бриджмена. Как показано в [7, 15—17], в случае деформации на наковальнях Бриджмена в интервале $e \approx 3$—6 наблюдается трансформация внутренней структуры субмикрозёрен размером около 100 нм с кривизной кристаллической решётки десятки град/мкм (см. рис. 1) в наноструктурные состояния с размером кристаллитов несколько нанометров (рис. 5) и кривизной кристаллической решётки сотни град/мкм. Во-вторых, после деформации на наковальнях Бриджмена во всём интервале степеней деформации не обнаружено микрополос (50—60)°⟨110⟩ переориентации.

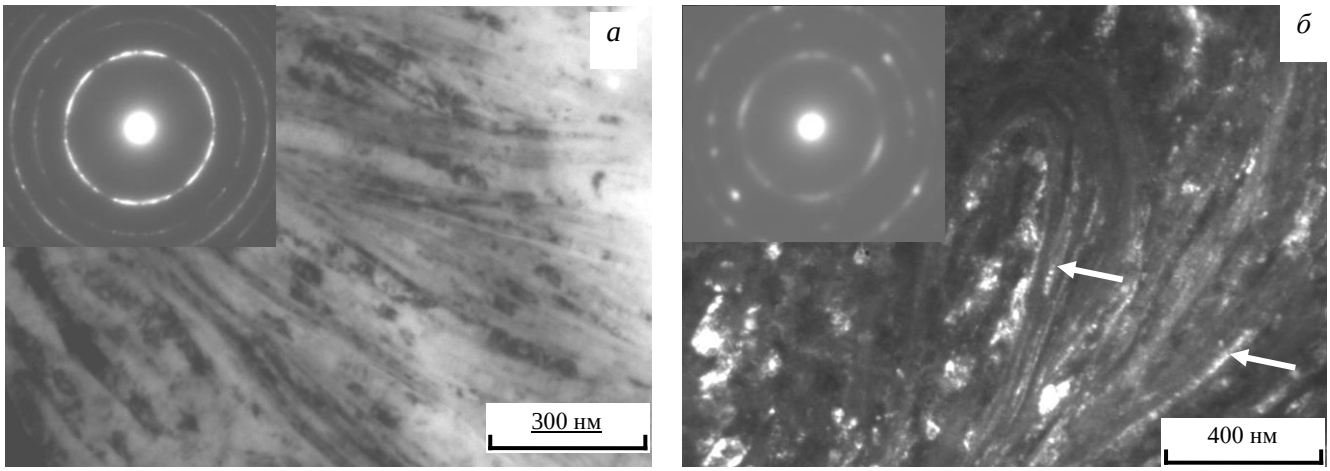

Рис. 5. Пачки нанополос деформации и переориентации кристаллической решётки в сплаве V—4Ti—4Cr после кручения на наковальнях Бриджмена до величины $e \approx 6{,}6$ [16]: *а* — светлопольное электронно-микроскопическое изображение; *б* — изображение в тёмном поле; ⟵ — нанокристаллы размером несколько нм

Указанные различия в характере дефектной субструктуры после деформации прокаткой и кручения на наковальнях Бриджмена находят своё отражение и в картинах электронной дифракции. После деформации прокаткой (см. рис. 3, *б*, 4, *в*) это дифракционные максимумы, близкие к точечным. Их относительно невысокие азимутальные размытия связаны с формирующимися внутри микрополос субструктурами с малоугловыми дискретными и непрерывными разориентировками. После кручения на наковальнях Бриджмена это практически кольцевые электронограммы (см. рис. 5) от нанокристаллических структур.

О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ МИКРОПОЛОС (50—60)° ⟨110⟩ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ

Модель локальных обратимых структурных превращений мартенситного типа. Необходимым требованием к механизмам формирования представленных микрополос является необходимость объяснения специфического спектра векторов их разориентации (преимущественной переориентации кристаллической решётки микрополос вокруг направлений типа ⟨110⟩ и высокой плотности границ с векторами $\theta \approx (50—60)^{\circ}\langle 110\rangle$). В [11—13] для объяснения аналогичных особенностей в полосах локализации и двойниках деформации аустенитных сталей и сплавов на основе никелида титана предложен механизм локальных обратимых (прямых плюс обратных) структурных превращений мартенситного типа с осуществлением обратных превращений по альтернативным системам. При разработке этого механизма была использована геометрическая (атомная) модель МП [21], в основе которой лежит концепция кооперативных тепловых колебаний когерентных двумерных объектов (плотноупакованных плоскостей) в кристаллах.

В рамках этой концепции [21] можно с единых позиций описать ОЦК → ГЦК и ОЦК → ГПУ МП. Атомные перестройки в процессе указанных превращений являются при этом комбинациями кооперативных

сдвигов атомов плотноупакованных плоскостей в направлениях типа ⟨110⟩ ОЦК-решётки с их контракционными перемещениями, определяющими величину однородной деформации превращения — деформации растяжения—сжатия типа деформации Бейна [21]. Если в процессе таких кооперативных перестроек принимает участие одно семейство плоскостей, а взаимные сдвиги между парами соседних плоскостей при переходе от плоскости к плоскости накапливаются (сдвиговый механизм), наблюдаются ОЦК → ГЦК МП. Варианту, в котором сдвиг на каждом следующем межплоскостном промежутке компенсируется (компенсационный механизм), соответствуют фазовые переходы ОЦК → ГПУ.

Как было показано в [11, 12, 30—32], с привлечением модели [21] можно описать механизмами ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений в сплавах титана и никелида титана образование двойников деформации в плоскостях с разными индексами ({112}, {113}, {332} и {225}). Кристаллическая решётка этих двойников переориентирована вокруг осей типа ⟨110⟩ на углы θ = 49,5º ({113}- и {332}-двойники), 60º ({225}-двойники) и 70,5º ({112}-двойники). Как видно, по характеру переориентации обнаруженные в настоящей работе полосы с векторами переориентации θ = (50—60)º⟨110⟩ аналогичны двойникам деформации в плоскостях {113}, {332} или {225}.

В связи с этим нельзя исключить возможности реализации механизма локальных обратимых структурных превращений мартенситного типа и при формировании микрополосовых структур в процессе прокатки исследуемого здесь ванадиевого сплава V—4Ti—4Cr. Схематически различные варианты таких превращений, приводящих к переориентации кристаллической решётки на 60, 10,5, 49,5 и 70,5º, представлены на рис. 6 и 7 (см. также [8, 10]).

В общем случае атомные перестройки в процессе ОЦК → ГПУ-превращения являются комбинациями следующих мод дисторсии (подробнее [21]):

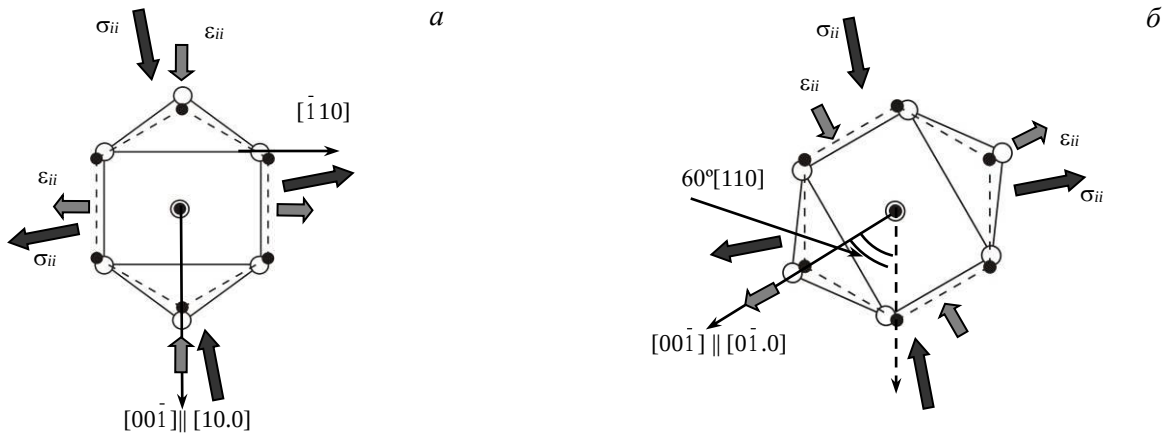

Рис. 6. Схемы атомных перестроек в процессе превращения ОЦК → ГПУ → ОЦК, приводящего к образованию микрополос с вектором переориентации θ = 60º[110]. Вариант ОС Н—В: ○ — атомы ОЦК-фазы; ● — атомы промежуточной (мартенситной) ГПУ-фазы

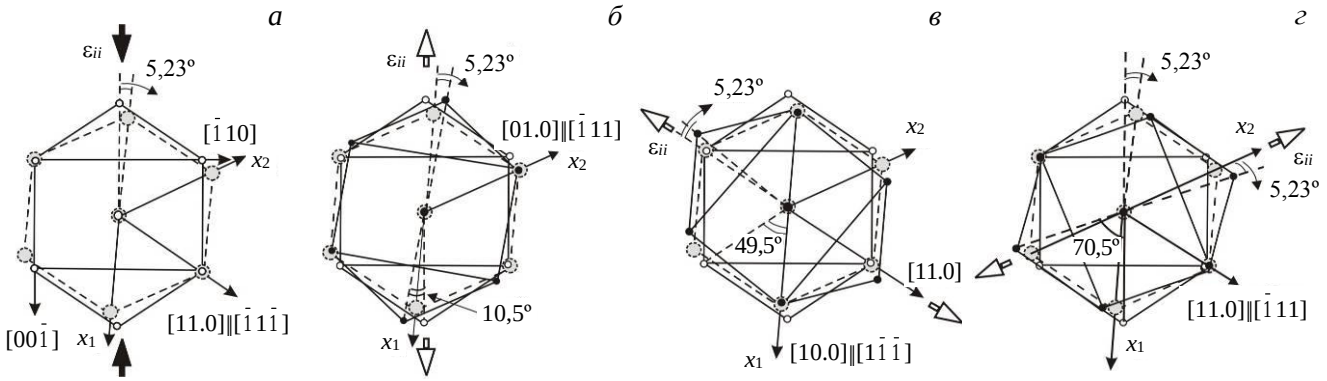

Рис. 7. Варианты атомных перестроек в процессе превращения ОЦК → ГПУ → ОЦК в случае реализации ОС К—З: *а* — в ходе прямого превращения; *б—г* — при прямом плюс обратном превращении с переориентацией на 10,5º (*б*), 49,5º (*в*) и 70,5º (*г*); ○ — атомы ОЦК-фазы в исходной решётке; ◍ — атомы ГПУ-фазы после прямого превращения; • — атомы ОЦК-фазы после обратного превращения

— кооперативных сдвигов атомов плотноупакованных плоскостей в направлениях типа ⟨110⟩ ОЦК-решётки на величину удвоенной амплитуды кооперативных тепловых колебаний. Направления этих сдвигов в соседних плоскостях типа {110} имеют при ОЦК → ГПУ-превращении разные знаки. Поэтому они компенсируются, не вносят вклад в деформацию превращения и на рис. 6 и 7 не показаны;

— контракционных перемещений атомов, приводящих к однородной деформации превращения типа деформации Бейна. Направления этих деформаций показаны на рис. 6 и 7 стрелками ε_{ii};

— поворотов, имеющих место лишь при реализации ориентационного соотношения (ОС) Курдюмова—Закса (К—З) [33] (см. рис. 7).

Один из вариантов ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения для случая ОС Нишиямы—Вассермана (Н—В) [33] показан на рис. 6. В соответствии с [11, 12, 30, 31] прямое превращение (см. рис. 6, *а*) является, с одной стороны, следствием фазовой нестабильности кристалла в поле напряжений (показано на рис. 6, *а*, *б* стрелками σ_{ii}), с другой — способом их пластической релаксации. Промежуточная мартенситная фаза существует при этом только в процессе деформации в полях высоких локальных напряжений. Уменьшение локальных напряжений в ходе указанной релаксации приводит к тому, что мартенситная фаза становится нестабильной (неравновесной) и превращается в исходную (стабильную) фазу. При принятой модели фазового перехода существуют три варианта обратного ГПУ → ОЦК-превращения, вытекающие из трёх возможных направлений растяжения ГПУ-решётки в плоскости базиса.

1. Без изменения системы превращения с осью однородной деформации растяжения в направлении сжатия прямого превращения ([10.0] на рис. 6). В этом случае мы имеем дело с обратимой деформацией превращения, аналогичной наблюдаемой, например, в условиях сверхэластичности в сплавах TiNi [34], и не приводящей к каким-либо структурным изменениям.

2 и 3. С осями растяжения в лежащих в плоскости базиса ГПУ-фазы направлениях [11.0] или [01.0] соответственно. На рис. 6, *б* показан третий вариант обратного превращения. На этом рисунке видно, что он приводит к переориентации кристаллической решётки с вектором $\theta = 60^{\circ}[\bar{1}\bar{1}0]$. В случае второго варианта $\theta = 60^{\circ}[110]$.

Рассматриваемые здесь превращения должны развиваться в поле напряжений, стимулирующем дисторсии прямого МП и имеющем высокий компонент сжатия в направлении [10.0] (см. рис. 6, *а*). Этот компонент является эффективным препятствием первому варианту обратного превращения с однородной деформацией растяжения в этом направлении.

В случае обратных превращений по альтернативным системам (варианты 2 и 3), как видно на рис. 6, геометрия поля напряжений может быть такова, что локальные напряжения сжатия и растяжения стимулируют как прямое, так и обратное превращение. Последнее развивается при этом не только за счёт термодинамического выигрыша энергии вследствие нестабильности промежуточной фазы, но и под действием поля локальных напряжений в зоне превращения, являясь дополнительным способом его релаксации.

В случае реализации в ходе МП ОС К—З количество вариантов обратного превращения увеличивается. Схематически эти варианты представлены на рис. 7. Они вытекают из трёх направлений растяжения ГПУ-решётки в плоскости базиса, каждому из которых соответствуют два варианта поворотов кристаллической решётки на углы ±5,23º вокруг оси [00.1], обеспечивающих указанное ОС.

Если эти повороты при прямых и обратных превращениях имеют разные знаки, то они компенсируются и ситуация оказывается аналогичной представленной для случая ОС Н—В. Если знаки поворотов одинаковы, они в варианте 1 (при неизменной системе превращения) приводят к образованию полос ±10,5º ⟨110⟩ переориентации кристаллической решётки [11, 12, 30], в вариантах 2 и 3 — к изменению (на ±10,5º) углов ±60º переориентации. Таким образом, в процессе ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения при ОС К—З возможна реализация следующего спектра векторов разориентации θ: ±10,5º⟨110⟩; ±49,5º⟨110⟩; ±60º⟨110⟩; ±70,5º⟨110⟩.

Вариант переориентации 70,5º⟨110⟩ кристаллографически эквивалентен переориентации180º⟨112⟩. Следовательно, ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращение может быть механизмом образования {112} двойников деформации.

В [11, 30] не учтён ещё один вариант разориентировок, когда одно (не существенно, прямое или обратное) превращение осуществляется при ОС Н—В, другое — при ОС К—З. В этом случае в варианте 1

возможно образование полос переориентации ±5,23º; в вариантах 2 и 3 — изменение углов ±60º переориентации на ±5,23º, приводящее к формированию разориентировок с векторами переориентации $\theta = \pm(60 \pm 5{,}23)^\circ\langle 110\rangle \approx \pm 65{,}3^\circ\langle 110\rangle$ или $\pm 54{,}7^\circ\langle 110\rangle$. Отметим, что вариант переориентации $\pm 54{,}7^\circ\langle 110\rangle$ аналогичен обнаруженному в микрополосе на рис. 4.

При больших величинах пластической деформации возможна многократная реализация обсуждаемого здесь механизма превращения, приводящая к увеличению спектра указанных векторов разориентации. Один из примеров такого увеличения показан на рис. 3, где в результате двукратной переориентации $\approx 50^\circ\langle 110\rangle$ кристаллической решётки появляется граница с вектором переориентации $\theta \approx 80^\circ\langle 110\rangle$.

Локальные внутренние напряжения, дисторсии кристаллической решётки и механизмы переориентации в зависимости от способа пластической деформации. В соответствии с [10—14], помимо фазовой нестабильности материала, важным фактором реализации представленного механизма деформации и переориентации кристаллической решётки с участием ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения является высокий уровень локальных внутренних напряжений в зонах превращений. В настоящей работе эффективными источниками таких напряжений являются структурные состояния с высокой кривизной кристаллической решётки. Согласно [18] их можно оценить по формуле $\sigma_{loc} \approx \chi_{ij} E \Delta h/2$, где E — модуль Юнга и Δh — характерные размеры зоны высокой кривизны. В бездефектном кристалле — это толщина фольги, в наноструктурных состояниях — размеры нанокристаллов. При экспериментально наблюдаемых в настоящей работе значениях $\chi_{ij} \approx 10^\circ$ мкм$^{-1}$ и $\Delta h \approx 0{,}2$ мкм получим величину $\sigma_{loc} \approx E/30$. С учётом того, что эти напряжения являются остаточными (релаксированными после разгрузки образца и последующего приготовления тонких фольг), непосредственно в ходе деформации они должны быть существенно выше. Именно эти напряжения определяют, по-видимому, возможность локальных мартенситных превращений не только в структурно нестабильных сплавах на основе никелида титана [11, 12], но и в более стабильных аустенитных сталях [13, 14], а также в исследуемом здесь ванадиевом сплаве V—4Ti—4Cr.

Как следует из результатов настоящей работы, обсуждаемый здесь механизм ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений — важный механизм пластической деформации и переориентации кристаллической решётки в процессе прокатки сплава V—4Ti—4Cr при комнатной температуре во всём изученном интервале больших пластических деформаций. Отсутствие признаков этого механизма в условиях кручения на наковальнях Бриджмена свидетельствует о его сильной зависимости от способа деформации, определяющего геометрию деформирующих напряжений или характер напряжённого состояния образца в зонах ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений. Для выявления природы такой зависимости проведем анализ дисторсий кристаллической решётки в зависимости от геометрии приложенных напряжений в условиях прокатки и кручения на наковальнях Бриджмена.

Как видно на рис. 6 и 7, единственной модой деформации (симметричной части тензора дисторсии) ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений является однородная деформация превращения — деформация растяжения—сжатия типа деформации Бейна [30, 31, 35—37].При ОС К—З (см. рис. 7) тензор дисторсии превращения содержит также антисимметричную часть, обусловленную 5,23-градусными поворотами, обеспечивающими это ОС. В случае реализации в процессе ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения ОС Н—В (см. рис. 6) однородная деформация растяжения—сжатия является и единственной модой дисторсии (деформация плюс повороты) превращения. Переориентация $60^\circ\langle 110\rangle$ кристаллической решётки не связана при этом с реальными поворотами вещества или ротационной модой деформации, а является результатом перегруппировки атомов (своеобразной «твёрдофазной перекристаллизации») при изменении системы обратного превращения. Проведённые в [35—37] расчёты показали, что тензор деформации указанного превращения в системе координат главных осей этого тензора имеет вид

$$\hat{\varepsilon}_{\text{В}} = \begin{pmatrix} 0{,}094 & 0 & 0 \\ 0 & -0{,}094 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \qquad (3)$$

В связи с этим очевидно, что при анализе закономерностей пластической деформации механизмами ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений в отличие от традиционных подходов теории дислокационной пластичности или МП сдвигового типа необходимо, в первую очередь, учитывать диагональные компоненты тензора напряжений в зоне превращений.

В [35—37] для такого анализа по аналогии с фактором Шмида m для сдвиговой моды деформации, определяющим проекцию приложенного напряжения на направление сдвига, введён фактор нормальных напряжений, приложенных к главным осям однородной деформации превращения n и характеризующий проекции этих напряжений на направления атомных смещений по главным осям тензора $\hat{\varepsilon}_{\text{в}}$:

$$n_i = \cos\alpha_i. \tag{4}$$

Здесь α_i — углы между направлением внешнего напряжения и указанными направлениями атомных смещений. При этом положительные величины n_i будут характеризовать уровень напряжений, стимулирующих соответствующую моду деформации. Чем больше n_i, тем больше положительные проекции приложенных нормальных напряжений на соответствующие направления атомных смещений по главным осям деформации. В случае противоположных знаков этих напряжений и деформаций внешние напряжения препятствуют однородной деформации превращения, что соответствует отрицательным значениям $n_i = \cos\alpha_i$.

В [35—37] фактор n_i использован для анализа закономерностей ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений при образовании двойников деформации в зависимости от геометрии пластической деформации (растяжение или сжатие) монокристаллов никелида титана. Расчёты этого фактора показали, что высокие положительные (близкие к 1) значения $n_i = \cos\alpha_i \approx 0{,}98$ достигаются в условиях сжатия ОЦК-кристалла в направлениях типа ⟨100⟩.

В процессе деформации прокаткой, во-первых, направление типа ⟨100⟩ является важным текстурным компонентом оси зоны плоскости прокатки, во-вторых, в условиях прокатки под валками геометрия приложенных напряжений близка к таковой в процессе деформации сжатием в этом направлении. Следовательно, это наиболее благоприятные условия реализации обсуждаемого здесь механизма локального обратимого ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения.

В процессе деформации кручением на наковальнях Бриджмена (см. рис. 5) основной модой деформации является сдвиговая деформация в направлениях, параллельных плоскости наковален [16—20]. При этом эволюция дефектной субструктуры и механизмы переориентации кристаллической решётки качественно отличны от таковых в условиях прокатки. Подробно эти механизмы обсуждаются в [16, 17]. Здесь лишь отметим, что при значении $e \leq 3$ основным механизмом формирования дефектной разориентированной субструктуры является представленный на рис. 2 дислокационно-дисклинационный механизм переориентации кристаллической решётки. Результатом его реализации является формирование значительно более высокодефектных по сравнению с прокаткой наноструктурных состояний. В интервале $e \approx 3$—6 — это структурные состояния с размером нанокристаллов несколько нм и очень высокими (сотни град./мкм) значениями кривизны кристаллической решётки и локальных внутренних напряжений. Дальнейшая эволюция этих состояний связана с активизацией квазивязких механизмов пластического течения потоками неравновесных точечных дефектов, развитием пористости и формированием микротрещин.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Напомним, что в процессе прокатки исследуемого сплава V—4Ti—4Cr его структурное состояние в интервале $e > 3$ (см. рис. 1, 3, 4) практически не зависит от степени деформации. Это субмикрокристаллические структуры (микрополосы ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений шириной десятые доли микрона), в которых размеры кристаллитов, плотность дефектов и кривизна кристаллической решётки значительно ниже наблюдаемых после деформации кручением на наковальнях Бриджмена.

Представленные различия микроструктуры после деформации прокаткой и кручением на наковальнях Бриджмена могут быть связаны с тем, что при прокатке в наиболее благоприятных (высокие положительные значения n_i) условиях реализации ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений эволюция структурно-

го состояния при величинах $e > 3$ определяется многократной последовательностью этих превращений. Такая последовательность, как следует из рис. 1, 3, 4, осуществляется при практически неизменных характеристиках дефектной субструктуры, таких как размеры кристаллитов или плотность мало- и большеугловых границ разориентации, плотность дислокаций, кривизна кристаллической решётки и плотность дисклинаций в объёме и на границах разориентации. Неизменность микроструктуры или плотности дефектов в процессе увеличения степени деформации, с одной стороны, предотвращает формирование характерных для деформации кручением на наковальнях Бриджмена высокодефектных наноструктурных состояний и последующую активизацию квазивязких механизмов деформации, с другой — определяет возможность достижения в условиях прокатки очень высоких степеней пластической деформации.

Подчеркнём, что носителями пластической деформации в процессе ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений являются микрообъёмы двухфазных неравновесных динамических структур, а единственной модой такой деформации является однородная деформация превращения типа деформации Бейна. Дефекты субструктурного упрочнения (дислокации и малоугловые границы фрагментов), подавляя дислокационную активность, не являются сколько-нибудь эффективными препятствиями для однородной деформации ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения, а характерные для формирующихся при этом наноструктурных состояний высокие локальные внутренние напряжения являются для локальных мартенситных превращений скорее стимулом, чем препятствием.

Как в микрообъёмах неравновесной мартенситной ГПУ-фазы, так и исходной ОЦК-фазы в условиях её фазовой нестабильности в поле напряжений весьма высока вероятность значительного снижения упругих модулей. Это должно приводить к эффективному разупрочнению материала и активизации практически всех известных механизмов деформации: дислокационного скольжения в результате снижения критических напряжений сдвига; диффузионных механизмов деформации вследствие уменьшения энергии активации образования и миграции точечных дефектов; коллективных ротационных мод деформации [17, 18], развивающихся с участием этих механизмов. При этом в зонах превращений могут интенсивно развиваться процессы релаксации формирующихся в процессе прокатки высокодефектных субструктур деформации и связанных с ними локальных внутренних напряжений.

Таким образом, важнейшей чертой пластической деформации механизмами ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений является отсутствие для носителей этой моды деформации каких-либо эффективных препятствий, в том числе при очень высоких степенях деформации, при одновременной возможности интенсивной релаксации формирующихся в этих условиях высокодефектных структурных состояний. Совместное действие двух этих факторов и определяет сверхвысокую технологическую пластичность исследуемых здесь сплавов ванадия — возможность достижения в них очень больших (практически неограниченных) величин пластической деформации в процессе прокатки при комнатной температуре.

Указанные микрообъёмы неравновесных ОЦК + ГПУ-фаз в отличие, например, от дислокаций существуют только в ходе деформации в полях высоких локальных напряжений. Эта особенность значительно ограничивает возможности экспериментального обоснования обсуждаемых здесь механизмов локальных обратимых (с изменением системы обратного превращения) превращений мартенситного типа. Тем не менее в [11, 12, 37] получено надёжное экспериментальное доказательство B2 → B19′ → B2-превращений при образовании двойников деформации в структурно нестабильном никелиде титана. В [38] следы α′-мартенсита обнаружены в зонах высоких локальных напряжений полос локализации деформации, формирующихся с участием γ → α′ → γ-превращения в аустенитных сталях. В [39] такое доказательство получено при исследовании ОЦК → ГЦК → ОЦК-превращения в молибдене со стабильной ОЦК-решёткой. Неравновесная фаза с ГЦК-решёткой в процессе указанного превращения обнаружена в [39] непосредственно в ходе деформации в колонне электронного микроскопа в вершине раскрывающейся трещины, т.е. в динамических условиях очень высоких локальных внутренних напряжений.

Для анализа представленных результатов существенно, что однородная деформация превращения типа деформации Бейна является в условиях сверхвысокой технологической пластичности единственной модой деформации лишь в модели ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения. В реальных условиях деформации это превращение развивается одновременно с представленными на рис. 1 и 2 традиционными дислокационными и дислокационно-дисклинационными модами деформации и переориентации кристаллической решётки.

Активизация ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений является, по-видимому, необходимым, но недостаточным условием сверхвысокой технологической пластичности материала. Возможность формирования и соответствующей эволюции двухфазных неравновесных динамических структур, необходимых для реализации этого явления, помимо стабильности кристаллической решётки, величины и геометрии деформирующих и локальных внутренних напряжений, определяется множеством факторов и условий деформации. Наиболее очевидные среди них — конкретные (температура, степень, скорость) условия деформации и особенности структурных состояний, формирующихся к моменту ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений. Это, например, размеры зёрен или нанозёрен, плотность дефектов, неравновесные границы нанозёрен, особенности текстуры, значения кривизны кристаллической решётки и др. В связи со сказанным, сколько-нибудь надёжное физическое обоснование конкретных условий или технологических режимов пластической деформации, обеспечивающих сверхвысокую технологическую пластичность материалов, практически невозможно.

Тем не менее наиболее перспективным параметром для оценки такой возможности является энергия дефекта упаковки как хороший показатель способности кристаллической решётки к ОЦК → ГПУ-превращению. Примером важной роли этого параметра является обнаруженный в сплавах W—Re и Mo—Re «рениевый эффект» [40, 41]. В сплаве Mo—47Re одним из его проявлений является значительное повышение пластичности с возможностью достижения практически неограниченных степеней деформации прокаткой при комнатной температуре и очень высоких (до 5—7 ГПа — предел прочности при растяжении) эффектов деформационного упрочнения. В [41] показано, что важным фактором реализации этого эффекта является снижение (от ≈0,45 до 0,36 Дж/м^2) энергии дефекта упаковки с интенсивным развитием механического двойникования. В [9, 10] в процессе прокатки сплава Mo—47Re—0,4Zr при комнатной температуре обнаружены характерные для механизма ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений полосы 54,7º[110] переориентации и двойники деформации с сильно фасетированными некогерентными границами и островками материнской ориентации. Все это является косвенным свидетельством важной роли этого механизма в реализации сверхвысокой технологической пластичности в сплаве Mo—47Re.

В настоящее время нами получены предварительные результаты, свидетельствующие о возможности достижения сверхвысокой технологической пластичности в процессе прокатки при комнатной температуре образцов ниобиевого сплава Nb—Mo—Zr и чистого (нелегированного) Ta. При этом в Ta обнаружены аналогичные представленным в настоящей работе полосы переориентации (50—60)º⟨110⟩. Заметим, что энергия дефекта упаковки тантала (около 0,1 Дж/м^2) сравнима с таковой в ванадии.

В заключение отметим, что одним из условий, обеспечивающих возможность реализации сверхвысокой технологической пластичности, является отсутствие к моменту ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений структурных неоднородностей (металлургических дефектов, грубодисперсных включений неметаллических фаз и др.), являющихся эффективными концентраторами напряжений и потенциальными источниками разрушения. В сплавах V—4Ti—4Cr в качестве таких неоднородностей могут выступать грубодисперсные (размером до нескольких микрон) частицы оксикарбонитридных фаз, выделяющихся при использовании традиционных режимов ТМО [1]. В настоящей работе для исключения таких неоднородностей (см. методику исследований) образцы перед прокаткой подвергали термомеханической обработке по режиму ТМО II [3], приводящему к трансформации грубодисперсных выделений фаз внедрения в наноразмерные частицы стабильного оксикарбонитрида.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В процессе больших ($\varepsilon \geq 90\%$) деформаций сплава V—4Ti—4Cr прокаткой при комнатной температуре обнаружено формирование слоистых наноструктурных состояний — микрополос переориентации с высокоугловыми границами шириной от 50 до 500 нм при наиболее вероятных значениях этой величины около 100 нм. Характерными особенностями микроструктуры внутри микрополос являются высокие (до $\chi_{ij} \approx 20^\circ$ мкм$^{-1}$) значения кривизны кристаллической решётки и плотности границ с переменными векторами разориентации ($\partial\boldsymbol{\theta}/\partial r \leq 20^\circ$ мкм$^{-1}$), содержащих скопления непрерывно распределённых частичных дисклинаций одного знака. Эти структурные состояния являются источниками высоких локальных

внутренних напряжений $\sigma_{loc} \approx E/60$—$E/30$ и свидетельствуют о дислокационно-дисклинационных механизмах переориентации кристаллической решётки при формировании малоугловых границ разориентации в процессе фрагментации внутренней структуры микрополос.

Характерной особенностью микрополос с большеугловыми границами является преимущественный характер их переориентации вокруг направлений типа ⟨110⟩ с высокой плотностью границ с векторами переориентации $\theta \approx (50—60)^{o}\langle 110\rangle$. Предполагается, что эта особенность является следствием фазовой нестабильности кристалла в полях высоких локальных напряжений, приводящей к активизации нового механизма деформации и переориентации кристаллической решётки — механизма «прямых плюс обратных ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений мартенситного типа» с осуществлением обратных превращений по альтернативным системам.

Единственной модой дисторсии такого превращения является однородная деформация растяжения—сжатия типа деформации Бейна, и важным условием её реализации — высокие положительные значения фактора нормальных напряжений, приведённых к главным осям тензора деформации. Активизация указанного механизма в процессе деформации прокаткой обусловлена наиболее благоприятной для достижения этих условий геометрией деформирующих напряжений, а именно при наличии значительного компонента сжатия и текстурного компонента оси зоны плоскости прокатки ⟨100⟩ величина фактора нормальных напряжений, приведённых к главным осям тензора деформации ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения, близка к 1.

Важными особенностями деформации ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения являются её низкая чувствительность к дефектам субструктурного упрочнения и высокая эффективность релаксации высокодефектных наноструктурных состояний в условиях фазовой динамической нестабильности кристалла. Совместно с благоприятной геометрией деформирующих напряжений это определяет возможность сверхвысокой технологической пластичности исследуемого сплава — достижения в процессе деформации прокаткой при комнатной температуре практически неограниченных степеней пластической деформации путём многократной последовательности ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращений при практически неизменных характеристиках дефектной субструктуры и внутренних напряжений.

Электронно-микроскопическое исследование микрополос ОЦК → ГПУ → ОЦК-превращения при прокатке сплава V—Ti—Cr и анализ атомных моделей этих превращений проведены в рамках выполнения гранта РНФ, проект № 17-19-01374.

Исследование микроструктуры в условиях деформации кручением выполнено в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013—2020 гг., направление III.23.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Потапенко М.М., Шиков А.К., Чернов В.М.** Получение слитков и плоского проката из малоактивируемых ванадиевых сплавов повышенной чистоты. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2005, вып. 64, с. 1340—1347.
2. **Tyumentsev A.N., Ditenberg I.A., Grinyaev K.V., Chernov V.M., Potapenko M.M.** Multi-directional forge molding as a promising method of enhancement of mechanical properties of V—4Ti—4Cr alloys. — J. of Nucl. Mater., 2011,vol. 413, p. 103—106.
3. **Tyumentsev A.N., Ditenberg I.A., Grinyaev K.V.,Pinzhin Y.P., Smirnov I.V., Chernov V.M., Potapenko M.M., Drobyshev V.A., Kravtsova M.V.** The effect of thermomechanical treatment regimes on microstructure and mechanical properties of V—Me(Cr, W)—Zr—C alloys. — Physics of Atomic Nuclei, 2015, vol. 78, № 10, p. 1092—1099.
4. **Kurtz R.J., Abe K., Chernov V.M., Hoelzer D.T., Matsui H., Muroga T., Odette G.R.** Recent progress on development of vanadium alloys for fusion. — J. of Nucl. Mater., 2004, vol. 329—333, p. 47—55.
5. **Chen J.M., Chernov V.M., Kurtz R.J., Muroga T.**Overview of the vanadium alloy researches for fusion reactors. — J. of Nucl. Mater., 2011,vol. 417, p. 289—294.
6. **Muroga T., Chen J.M., Chernov V.M., Kurtz R.J., Le Flem M.** Present status of vanadium alloys for fusion applications. — J. of Nucl. Mater., 2014, vol. 455, № 1—3, p. 263—268.
7. **Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Гриняев К.В., Чернов В.М., Дробышев В.А., Потапенко М.М.** Особенности дефектной субструктуры в зависимости от метода пластической деформации сплава V—4Ti—4Cr. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 3, с. 27—35.
8. **Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Овчинников С.В., Дитенберг И.А., Коротаев А.Д., Шуба Я.В., Чернов В.М., Потапенко М.М.**Особенности формирования наноструктурных состояний при больших пластических деформациях сплава V—4%Ti—4%Cr. — Перспективные материалы, 2006, № 1, с. 5—19.

9. **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. — Известия вузов. Физика, 2010, № 8, с. 38—46.
10. **Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Дитенберг И.А., Шуба Я.В.** Локальные обратимые превращения мартенситного типа как механизмы деформации и переориентации кристалла в металлических сплавах и интерметаллидах. — Физическая мезомеханика, 2006, т. 9, № 3, с. 33—45.
11. **Тюменцев А.Н., Сурикова Н.С., Литовченко И.Ю., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д., Лысенко О.В.** Новый механизм пластического течения в полосах локализации и двойниках деформации B2-фазы никелида титана путем неравновесных мартенситных превращений в полях напряжений. — Физика металлов и металловедение, 2003, т. 95, № 1, с. 97—106.
12. **Tyumentsev A.N., Surikova N.S., Litovchenko I.Yu., Pinzhin Yu.P., Korotaev A.D., Lysenko O.V.** Mechanism of deformation and crystal lattice reorientation in strain localization bands and deformation twins of the B2 phase of titanium nickelide. — Acta Mater., 2004, vol. 52, № 7, p. 2067—2074.
13. **Тюменцев А.Н., Литовченко И.Ю., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д., Сурикова Н.С., Гирсова С.Л., Нестеренков В.А.** Новый механизм локализации деформации в аустенитных сталях. I. Модель неравновесных фазовых (мартенситных) превращений в полях высоких локальных напряжений. — Физика металлов и металловедение, 2003, т. 95, № 2, с. 86—95.
14. **Литовченко И.Ю., Шевченко Н.В., Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П.** Атомные модели образования дислокаций и механического двойникования в нанокристаллах с ГЦК-решеткой. — Физическая мезомеханика, 2005, т. 8, № 4, с. 5—12.
15. **Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Корзников А.В., Чернов В.М., Потапенко М.М.** Особенности формирования субмикрокристаллического структурного состояния при пластической деформации сплава V—4Ti—4Cr на наковальнях Бриджмена. — Физика металлов и металловедение, 2012, т. 113, № 2, с. 170—180.
16. **Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Гриняев К.В., Чернов В.М., Потапенко М.М., Корзников А.В.** Эволюция дефектной субструктуры при больших пластических деформациях сплава V—4Ti—4Cr. — Журнал технической физики, 2011, т. 81, вып. 6, с. 68—74.
17. **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. — Физическая мезомеханика, 2011, т. 14, № 3, с. 55—68.
18. **Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Коротаев А.Д., Денисов К.И.** Эволюция кривизны кристаллической решетки в металлических материалах на мезо- и наноструктурных уровнях пластической деформации. — Физическая мезомеханика, 2013, т. 16, № 3, с. 61—77.
19. **Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Корзников А.В.** Особенности формирования микроструктуры и изменения микротвердости тантала в процессе деформации кручением на наковальнях Бриджмена. — Известия вузов. Физика, 2014, т. 57, № 12, с. 61—67.
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.— Известия вузов. Физика, 2009, № 12/2, с. 32—36.
21. **Кассан-Оглы Ф.А., Найш В.Е., Сагарадзе И.В.** Диффузное рассеяние в металлах с ОЦК-решеткой и кристаллогеометрия мартенситных фазовых переходов ОЦК—ГЦК и ОЦК—ГПУ. — Физика металлов и металловедение, 1988, т. 65, № 3, с. 481—492.
22. **УтевскийЛ.М.** Дифракционная электронная микроскопия в металловедении. — М.: Металлургия, 1973. 584 с.
23. **Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П.** Активация и характерные типы дефектных субструктур мезоуровня пластического течения высокопрочных материалов. — Физическая мезомеханика, 1998, т. 1, № 1, с. 23—35.
24. **Тюменцев А.Н., Коротаев А.Д., Пинжин Ю.П.** Высокодефектные структурные состояния, поля локальных внутренних напряжений и кооперативные механизмы мезоуровня деформации и переориентации кристалла в наноструктурных металлических материалах. — Физическая мезомеханика, 2004, т. 7, № 4, с. 35—54.
25. **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. —Известия вузов. Физика, 2010, № 7, с. 46—53.
26. **Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д., Валиев Р.З.** Особенности микроструктуры и механизмы формирования субмикрокристаллической меди, полученной методами интенсивной пластической деформации. — Физика металлов и металловедение, 2003, т.96, № 4, с. 33—43.
27. **Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д., Третьяк М.В., Исламгалиев Р.К., Валиев Р.З.** Электронно-микроскопическое исследование границ зёрен в ультрамелкозернистом никеле, полученном интенсивной пластической деформацией.— Физика металлов и металловедение, 1998, т. 84, вып. 6, с. 110—120.
28. **Тюменцев А.Н., Третьяк М.В., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д., Валиев Р.З., Исламгалиев Р.К., Корзников А.В.** Эволюция дефектной субструктуры в сплаве Ni_3Al в ходе пластической деформации кручением под давлением. — Физика металлов и металловедение,2000, т. 90, № 5, с. 44—54.
29. **Третьяк М.В., Тюменцев А.Н.** Масштабные уровни фрагментации кристаллической решётки сплава на основе Ni3Al в процессе интенсивной пластической деформации кручением под давлением. — Физическая мезомеханика, 2000, т. 3, № 3, с. 23—28.
30. **Тюменцев А.Н., Литовченко И.Ю., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д., Сурикова Н.С., Лысенко О.В.** Новая мода мезоуровня деформации механизмами динамических фазовых превращений в полях напряжений. — Физическая мезомеханика, 2003, т. 6, № 2, с. 15—36.
31. **Тюменцев А.Н., Коротаев А.Д., Пинжин Ю.П., Литовченко И.Ю., Сурикова Н.С.** Механизмы локализации деформации и механического двойникования в условиях фазовой нестабильности кристалла в полях напряжений. — Известия вузов. Физика, 2004, № 8, с. 28—48.

32. **Немировский Ю.Р.** О возможности мартенситного происхождения {332}-двойников в (β+ω)-сплавах титана.— Физика металлов и металловедение, 1998, т. 86, вып. 1, с. 33—41.
33. **Курдюмов Г.В., Утевский Л.М., Энтин Р.И.** Превращения в железе и стали. — М.: Наука, 1977. 238 с.
34. **Пушин В.Г., Кондратьев В.В., Хачин В.Н.** Предпереходные явления и мартенситные превращения. — Екатеринбург: УрО РАН, 1998. 368 с.
35. **Сурикова Н.С., Тюменцев А.Н., Лысенко О.В., Литовченко И.Ю., Коротаев А.Д.** Дисторсии кристаллической решетки в процессе механического двойникования B2-фазы никелида титана механизмом локальных обратимых мартенситных превращений. — Физика металлов и металловедение, 2006, т. 101, № 3, с. 247—254.
36. **Тюменцев А.Н., Сурикова Н.С., Лысенко О.В., Литовченко И.Ю.** Закономерности и механизмы механического двойникования в сплавах на основе никелида титана. — Физическая мезомеханика, 2007, т. 10, № 3, с. 53—66.
37. **Сурикова Н.С., Тюменцев А.Н., Лысенко О.В.** Асимметрия предела текучести в [001] монокристаллах никелида титана. — Физика металлов и металловедение, 2007, т. 104, № 5, с. 525—533.
38. **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. — Физика металлов и металловедение, 2011, т. 112, № 4, с. 436—448.
39. **Wang S.I., Wang H., Du K., Zhang W., Sui M.L., Mao S.X.** Deformation-induced structural transition in body-centred cubic molybdenum. — Nature Communications, 2014, vol. 5, p. 3433.
40. **Савицкий Е.М., Тылкина М.А., Поварова К.Б.** Сплавы рения. — М.: Наука, 1965. 336 с.
41. **Трефилов В.И., Мильман Ю.В., Фирстов С.А.** Физические основы прочности тугоплавких металлов. — Киев: Наук. думка, 1975. 316 с.

Александр Николаевич Тюменцев, заведующий лабораторией, д.ф.-м.н., профессор; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск, пр. Академический 2/4, Россия; г.н.с.; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр. Ленина 36, Россия
tyuments@phys.tsu.ru

Анастасия Сергеевна Цверова, аспирант, инженер-исследователь Томского материаловедческого центра коллективного пользования; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 34050 Томск, пр. Ленина 36, Россия
tsverova@mail.ru

Михаил Михайлович Потапенко, заместитель директора отделения — начальник цеха; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия
MMPonapenko@bochvar.ru.

Иван Александрович Дитенберг, в.н.с., д.ф.-м.н., доцент; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск, пр. Академический 2/4, Россия; зав. кафедрой; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр. Ленина 36, Россия
ditenberg_i@mail.ru

Вячеслав Михайлович Чернов, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия; профессор, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
VMChernov@dochvar.ru.

Валерий Андреевич Дробышев, главный эксперт, к. техн. н.; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия
VADrobyshev@bochvar.ru

Статья поступила в редакцию 17 сентября 2018 г.
После доработки 25 сентября 2018 г.
Принята к публикации 27 сентября 2018 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 4, с. 48—64.