

Механическое поведение Ti–Zr–Ni-квазикристаллов при nanoиндентировании

© В.М. Ажажа, С.С. Борисова*, С.Н. Дуб**, С.В. Малыхин*, А.Т. Пугачёв*,
Б.А. Мерисов***, Г.Я. Хаджай***

Институт физики твердого тела, материаловедения и технологий ННЦ „Харьковский физико-технический институт“,
61108 Харьков, Украина

* Национальный технический университет „Харьковский политехнический институт“,
61002 Харьков, Украина

** Институт сверхтвердых материалов Национальной академии наук Украины,
Киев, Украина

*** Харьковский национальный университет,
61077 Харьков, Украина

E-mail: Malykhin@kpi.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 29 октября 2004 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2005 г.)

Представлен сравнительный анализ параметров и механизмов деформации квазикристалла $Ti_{41.5}Zr_{41.5}Ni_{17}$ и монокристаллов $W+12 \text{ at.}\% \text{ Ta}$ в условиях nanoиндентирования. Установлено, что деформация квазикристалла происходит сначала упруго-пластически, а начиная с некоторой критической нагрузки, носит ступенчатый характер с чередованием участков медленной упругопластической и быстрой пластической деформации. Предложена качественная модель пластической деформации квазикристаллов при nanoиндентировании.

Работа финансировалась Swiss National Science Foundation (project 7UKPJ062171) и Science and Technology Center in Ukraine (project 1997).

1. Введение

Со временем открытия Шехтманом и др. квазикристаллической структуры [1] достигнуты значительные успехи в понимании механизмов пластической деформации квазикристаллических (QC) материалов [2,3]. Большинство работ по исследованию механических свойств квазикристаллов посвящено экспериментам на растяжение–сжатие при повышенных температурах [4–8]. Доказано, что пластическая деформация квазикристаллов при высоких температурах осуществляется путем зарождения и движения дислокаций [1,4–7]. При комнатной температуре квазикристаллы являются хрупкими материалами. Это объясняется отсутствием трансляционного порядка и наличием сильных связей между атомами, объединенными в кластеры. Многочисленные несоизмеримые масштабы длин в квазикристаллах и отсутствие малых повторяющихся периодических ячеек делают движение дислокаций весьма затруднительным [1,4,9–11]. Температура перехода „хрупкость–пластичность“ составляет $\sim 70\text{--}80\%$ от температуры ликвидуса ($600\text{--}750^\circ\text{C}$) [1,12].

Одним из продуктивных методов механического испытания является nanoиндентирование. Помимо определения нанотвердости и модуля Юнга метод позволяет исследовать природу и механизмы деформации в режиме реального времени в локальной микрообласти [13]. В частности, при nanoиндентировании выявлены дискретные образования изолированных полос сдвига в металлических стеклах [14,15]. Для кристаллических материалов обнаружены „всплески“ смещения на кри-

вой nanoиндентирования, связываемые с зарождением отдельных дислокаций [16–18]. Кроме того, выявлены тонкие эффекты деформационно обусловленной кристаллизации аморфного сплава непосредственно вблизи пятна индентирования [9] и фазового превращения „полупроводник–металл“ в монокристалле кремния при нагрузке 12 mN под индентором [20].

Ступенчатый характер кривой „нагрузка–перемещение индентора“ в упругопластической области выявлен в квазикристаллах системы Al–Cu–Fe [21,22]. В нашей последней работе [23] показано, что подобная дискретность кривой деформации при nanoиндентировании характерна и для квазикристаллов $i\text{-Ti–Zr–Ni}$.

Цель настоящей работы — дальнейшее изучение особенностей пластического поведения квазикристаллов Ti–Zr–Ni при nanoиндентировании, а также построение качественной (феноменологической) физической модели процесса деформации квазикристалла по сравнению с монокристаллом.

2. Методика эксперимента

В качестве образцов использовались ленты сплавов $Ti_{41.5}Zr_{41.5}Ni_{17}$, $Ti_{45}Zr_{38}Ni_{17}$ и $Ti_{53}Zr_{27}Ni_{20}$, полученные способом скоростной закалки, подробно описанным в [23,24]. Для выявления особенностей механического поведения квазикристаллов по сравнению с обычными кристаллами был выбран образец монокристалла $W+12 \text{ at.}\% \text{ Ta}$ (111), твердость которого по предварительным оценкам была близка к твердости квазикристаллических образцов.

Контроль элементного состава производился методом рентгеновской флуоресценции и энерго-дисперсионной рентгеновской спектроскопии с точностью не хуже 0.5%. В качестве основного метода исследования структуры образцов использовался метод рентгеноструктурного анализа. Кристаллические фазы выявились путем сравнения спектров рентгеновской дифракции с данными картотеки JCPDS [25]. Квазикристаллическая фаза идентифицировалась в соответствии с методикой J.W. Cahn et al. [26–28]. Структура квазикристалла характеризовалась периодом решетки в шестимерном (гиперкубическом) пространстве, величина которого a_{6D} связана с модулем дифракционного вектора Q соотношением

$$Q = \frac{2 \sin \vartheta}{\lambda} = \frac{1}{a_{6D}} \sqrt{\frac{N + M\tau}{2(2 + \tau)}} = \frac{1}{a_q} \sqrt{\frac{N + M\tau}{2 + \tau}}, \quad (1)$$

где $\tau = 1.618\dots$ — иррациональное „золотое сечение“, a_q — параметр квазикристалличности в трехмерном пространстве, (N, M) — индексы отражений по Кану [26]. Размер областей когерентного рассеяния (ОКР, L) оценивался по ширине дифракционных линий методом аппроксимации. Дополнительно применялся метод сканирующей электронной микроскопии (РЭММА-101А).

Механические свойства образцов исследовались методом наноиндентирования [29–31] на установке Nano Indenter-II, MTS Systems Corporation, Oak Ridge, TN, USA с использованием трехгранного индентора Берковича. Точность измерения глубины отпечатка составляла ± 0.04 nm, нагрузки на индентор ± 75 nN. Отпечатки наносились на расстоянии $30 \mu\text{m}$ друг от друга, и на каждом образце производилось по 5 измерений. Каждое испытание состояло из двух циклов. Первый цикл предназначался для определения модуля упругости и твердости образца по методике Оливера и Фарра [30]. Нагружение проводилось со скоростью 1 mN/s до 15 mN , затем следовала выдержка в течение 10 s при этой нагрузке, разгрузка на 95% и выдержка 30 s при низкой нагрузке для измерения теплового дрейфа. Во втором цикле индентирования получали кривую упругопластического нагружения, которая характеризует механическое поведение при контактном нагружении. При сформированном отпечатке проводится повторное нагружение со скоростью 0.5 mN/s до 25 mN , выдержка в течение 10 s при этой нагрузке, затем полная разгрузка индентора. Среднее контактное давление (СКД) в отпечатке на участке роста нагрузки определялось по методике, предложенной в работе [22], с учетом упругого прогиба поверхности образца на краю контакта. Скорость деформации $\dot{\epsilon}$ рассчитывалась как $\dot{\epsilon} = \frac{1}{h} \frac{dh}{dt}$. Для анализа особенностей перехода от упругой к пластической деформации строились графики зависимости скорости деформации от величины нагрузки на индентор.

3. Результаты

По результатам рентгено-флуоресцентного анализа элементный состав образцов практически соответствовал приведенным выше химическим формулам. При точности измерения не хуже $0.5 \text{ at.}\%$ отклонение от номинального состава по поверхности и глубине лент не превышало $1.5 \text{ at.}\%$. Размер зерен, оцененный по снимкам СЭМ, составлял от 1 до $20 \mu\text{m}$ (рис. 1). Из рисунка видно, что многие зерна имеют форму неправильных пятиугольников с относительно гладкими границами.

По данным рентгеноструктурного анализа, во всех исследованных лентах квазикристаллическая икосаэдрическая фаза (i -QC) оказалась преобладающей. Типичные дифрактограммы представлены в предыдущих работах [23,24] и результаты находятся в хорошем согласии с диаграммой равновесия, приведенной в работах [32–36], и с данными других авторов [37–39]. Однофазные квазикристаллические образцы соответствуют составу $\text{Ti}_{41.5}\text{Zr}_{41.5}\text{Ni}_{17}$. Они характеризуются наибольшими значениями параметра квазикристалличности a_q , периода a_{6D} и размера областей когерентного рассеяния.

Характерные кривые „нагрузка–перемещение индентора“ (P – h -кривые) для однофазного квазикристаллического образца $\text{Ti}_{41.5}\text{Zr}_{41.5}\text{Ni}_{17}$ и кристалла $W + 12\% \text{ Ta}$ (111) представлены на рис. 2. Хотя в первом цикле наноиндентирования кривые качественно подобны, на стадии разгрузки для квазикристалла наблюдается более высокая степень упругого восстановления, чем для кристалла. Величина жесткости (dP/dh), определяемая по начальному участку разгрузки, для квазикристаллического образца почти в 2 раза меньше, чем для кристалла. Рассчитанный модуль нормальной упругости E для исследованных образцов варьируется в пределах от 60 до 100 GPa в зависимости от состава и совершенства QC фазы и хорошо согласуется с данными работы [40].

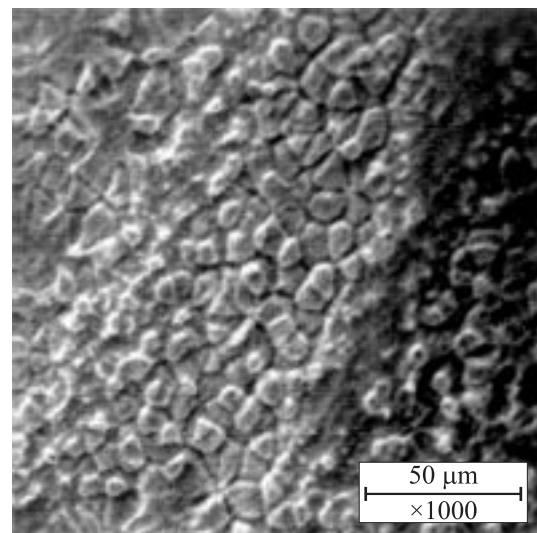


Рис. 1. Микроструктура поверхности образца квазикристалла $\text{Ti}_{41.5}\text{Zr}_{41.5}\text{Ni}_{17}$ по данным сканирующей электронной микроскопии.

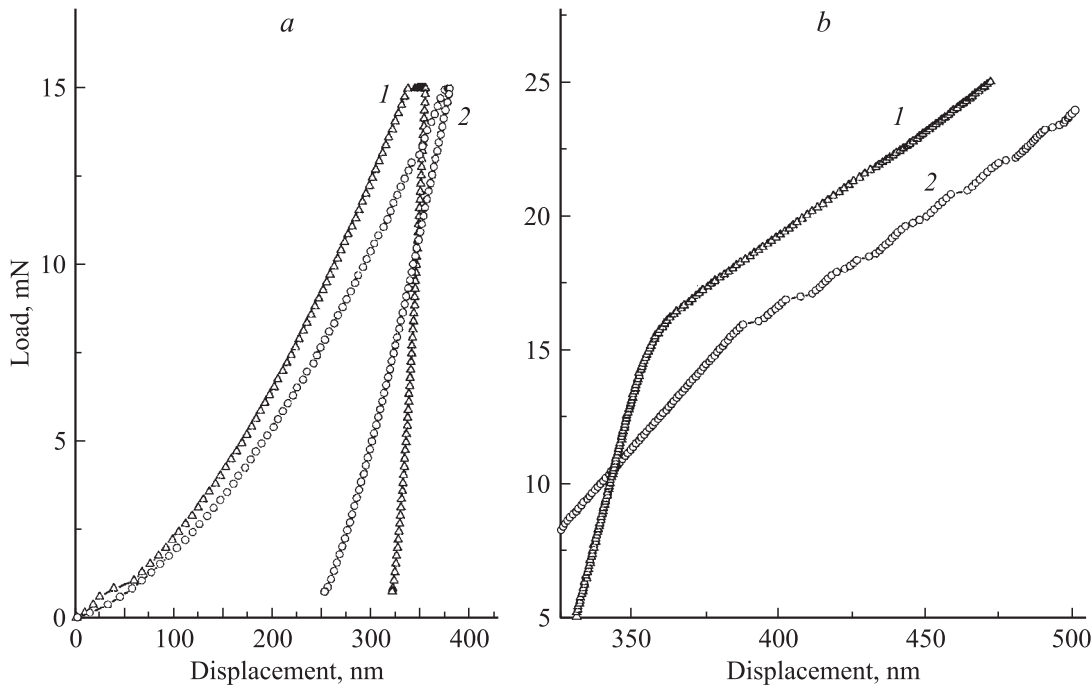


Рис. 2. Кривые нагружения для кристаллического материала (1) и квазикристалла (2), полученные с помощью индентора Берковича. *a* и *b* — первый и второй циклы соответственно.

Наибольшие различия между квазикристаллом и кристаллом выявляются во время второго цикла индентирования. На кривой $P-h$ квазикристаллов наблюдаются четкие ступени — пологая часть (амплитуда скачка индентора, Δh), которые соответствуют углублению индентора почти без увеличения нагрузки. В квазикристаллах аналогичные скачки обнаружены ранее в системе Al-Cu-Fe [21,22]. Наиболее ярко этот эффект ступенчатой деформации проявился для однофазного образца $Ti_{41.5}Zr_{41.5}Ni_{17}$ (рис. 2, *b*), где протяженность ступеней была практически одинакова и составляла около 6 нм. При испытании кристаллического образца W+12 at.% Ta в том же режиме таких ступеней не наблюдалось. СКД в зависимости от величины относительного погружения $((h-h_0)/h_0$, где h_0 — глубина погружения индентора, достигнутая после первого цикла), в квазикристаллическом образце растет нелинейно до $\approx 30\%$, а затем отмечается его ступенчатое снижение на 1...1.5 GPa с чередованием участков спада и подъема. Для кристалла СКД почти линейно возрастает до 6.2 GPa при погружении до 7.5...8%, а далее деформация происходит без изменения СКД (экспериментальные графики приведены в работе [23]).

Особенности деформации квазикристалла по сравнению с кристаллом наглядно проявляются на графике зависимости скорости относительной деформации $\dot{\epsilon}$ от величины нагрузки P (рис. 3). Для квазикристалла характерна высокая начальная скорость деформации (в 4–6 раз выше, чем для кристалла), но с увеличением нагрузки она нелинейно спадает. При достижении нагрузки $P \approx 16$ мН (что соответствует глубине

погружения индентора более чем на 350 нм, см. рис. 2) на кривой $\dot{\epsilon}(P)$ появляются всплески, соответствующие очень быстрому погружению индентора на глубину $\sim 4-6$ нм. Эти всплески перемежаются участками спада, нижние точки которых ложатся на продолжение начальной зависимости (кривая 2 на рис. 3). На графике для кристалла можно выделить область упругого деформирования, когда скорость постоянна и составляет ~ 0.004 с $^{-1}$. Переход к пластической деформации происходит в некотором интервале нагрузки (13–17 мН, что

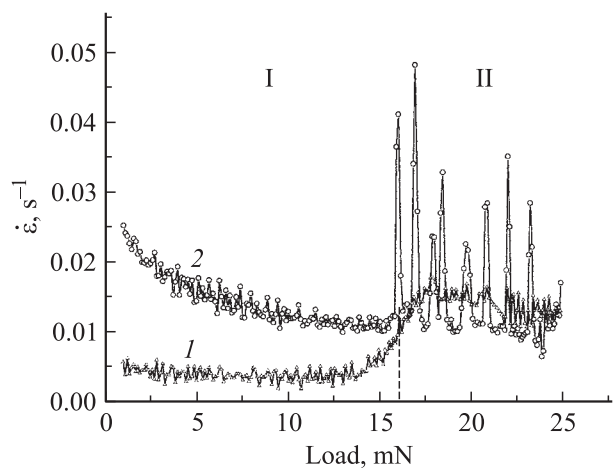


Рис. 3. Изменение скорости деформации, $\dot{\epsilon}$, в зависимости от величины нагрузки, P , для образцов кристалла W+12 at.% Ta (1) и квазикристалла $Ti_{41.5}Zr_{41.5}Ni_{17}$ (2). Вертикальная штриховая прямая условно разделяет области упругой (I) и пластической (II) деформации кристалла.

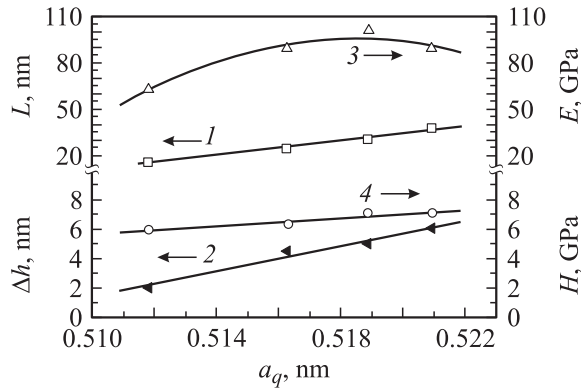


Рис. 4. Зависимости структурных и механических характеристик от параметра квазикристалличности a_q . 1 — размер ОКР (L), 2 — длина ступени быстрой деформации (l), 3 — модуль Юнга (E), 4 — нанотвердость (H).

примерно соответствует началу всплесков на кривой для квазикристалла) и сопровождается почти трехкратным увеличением скорости деформации (кривая 1 на рис. 3). В нашей предыдущей работе [23] показано, что чем меньше объемная доля квазикристаллической фазы в образце, тем менее интенсивными и четкими являются зубцы и тем меньше их количество. Следовательно, обнаруженная „ступенчатость“ деформации свойственна именно квазикристаллу. Как уже было отмечено, чем меньше доля кристаллических фаз и выше гомогенность квазикристаллической фазы, тем больше величина a_q . На рис. 4 представлены зависимости длины ступеней быстрого деформирования Δh , рассчитанных величин модуля Юнга E , нанотвердости H и размера областей когерентного рассеяния L от параметра квазикристалличности a_q . Заметим, что, за исключением графика $E(a_q)$, все остальные зависимости показывают линейный рост. Согласно существующим представлениям [1,41], чем больше размер ОКР и параметр квазикристалличности a_q , тем более совершенной является структура квазикристалла. Характерные размеры зерна квазикристаллической фазы по данным сканирующей электронной микроскопии ($10\text{--}20\ \mu\text{m}$) значительно превышают размер отпечатка ($\sim 2.5\ \mu\text{m}$). Это означает, что наноиндентирование производится в пределах одного зерна, а быстрая пластическая деформация происходит в еще меньшем объеме QC-фазы. Таким образом, разумно считать, что обнаруженная ступенчатая деформация имеет место в моноквазикристалле.

4. Обсуждение результатов

Существенное отличие характера деформации, квазикристалла по сравнению с близким по твердости монокристаллом W+12 at.% Ta проявляется на стадии упругопластического нагружения. На зависимостях „скорость деформации–нагрузка“ $\dot{\epsilon}(P)$ (рис. 3) можно выделить два характерных участка (I и II). Для кристалла

эти участки соответствуют областям упругой и пластической деформации. Скорость деформации кристалла на первом участке постоянна. Границей перехода от упругой деформации к пластической для кристаллов можно считать точку перегиба на графике $\dot{\epsilon}(P)$ (отмечено вертикальной штриховой чертой). Деформация квазикристалла начинается со скоростью почти в 5 раз большей, чем для кристалла и экспоненциально снижается с увеличением нагрузки к концу первого участка. Начальное соотношение скоростей деформации QC и кристалла значительно превосходит отношение их модулей упругости. Примерно при $P \approx 13\ \text{mN}$ соотношение скоростей уже соответствует отношению модулей упругости двух материалов. Такое поведение позволяет заключить, что уже на начальном участке второго цикла деформирования квазикристалла имеет место пластическая деформация. Экспоненциальный характер зависимости $\dot{\epsilon}(P)$ может свидетельствовать об активируемых диффузионных процессах поглощения точечных дефектов дислокацией при переползании. Отмеченный эффект снижения скорости деформации хорошо известен в литературе как деформационное упрочнение. Этот эффект многие авторы связывают с накоплением фазонных дефектов и увеличением фазонной составляющей вектора Бюргера (b_{\perp}) полных дислокаций [1,3–8,12,42].

Первый всплеск скорости деформации в квазикристаллах наблюдается при $P \approx 16\ \text{mN}$. Среднее контактное давление перед всплеском составляет $P \sim 7.4\ \text{GPa}$. Для каждого последующего всплеска требуется все меньшее значение СКД. Такое явление наблюдалось ранее при испытаниях квазикристаллов на растяжение–сжатие и получило название „деформационного разупорядочения“ [1,6,7,12]. Образование ступени на кривой $P(h)$ (рис. 2, b) или всплеск скорости деформации (рис. 3) могут свидетельствовать о смене механизма деформации. Работу по преодолению сопротивления материала при внедрении индентора можно оценить как произведение нагрузки P на перемещение h . При быстрой пластической деформации выполняется работа, направленная на изменение субструктуры квазикристалла. Полезную работу быстрой деформации можно представить в виде

$$\Delta W = \Delta h_c \cdot \Delta P, \quad (2)$$

$$\Delta P = \frac{dP}{dh} \cdot h - P, \quad (3)$$

где ΔP — изменение нагрузки на длине ступени Δh_c (за вычетом прогиба), а dP/dh определяет наклон зависимости $P(h)$ на участке перед скачком. Характерная работа производится над объемом $\Delta V = \Delta h_c \cdot S$, где S — проекция площади отпечатка. Для оценки числа атомов в этом объеме N_V использована модель структуры кристалла-аппроксиманта [43,44]. Величина $E_c = \Delta W/N_V$ имеет смысл изменения энтальпии-на-атом для быстрой пластической деформации. С увеличением нагрузки, а следовательно, и $(h - h_0)/h_0$, величина E_c экспоненциально снижается. Экстраполяция к $h - h_0 = 0$ дает величину около $0.71\ \text{eV/at}$. Полученное значение

практически совпадает с величиной (~ 0.75 eV/at.) энергии термической активации движения дислокаций в квазикристаллах на основе Al, приведенной в работе [1].

Эксперименты по наноиндентированию выявляют дискретную природу пластичности, связанную с зарождением и движением отдельных дислокаций в кристаллах [16–18], квазикристаллах [45] или формированием полос сдвига в металлических стеклах [14,15,46]. Однако вид графиков на рис. 3 свидетельствует о том, что механизмы деформации образцов кристалла и квазикристалла различны. Для описания пластической деформации кристаллов принято несколько механизмов: скольжение, диффузионно контролируемое переползание дислокаций, а также механическое двойникование [47]. В настоящее время в литературе рассматриваются следующие гипотетические механизмы пластической деформации квазикристаллов: 1) зарождение полных дислокаций [1,4,10,11]; 2) движение дислокаций посредством чистого диффузионного переползания [48]; 3) деформация путем мартенситоподобного превращения [1]; 4) деформация как результат накопления специфических фазонных дефектов, формирования фазонных стенок, двойникования и разбегания частичных дислокаций [3,12,42].

Перечисленные механизмы во многом сходны с известными для кристаллов, но имеются существенные отличия. При низких температурах движение полных дислокаций в квазикристаллах затруднено, а при повышенных температурах в „кильватере“ движущейся дислокации образуется стенка фазонных дефектов, которые нарушают совершенство квазирешетки [1]. Природа и влияние фазонных дефектов на пластическую деформацию подробно рассмотрена в работе Клемана [3] и определены как дефекты соответствия (matching faults). Физически эти дефекты состоят из дискретных, но коллективных атомных смещений, вводящих структурный и химический беспорядок. По современным представлениям именно фазонные дефекты играют решающую роль в пластической деформации квазикристаллов. Вектор Бюргерса дислокации в квазикристаллах имеет две составляющие: b_{\parallel} и b_{\perp} . b_{\parallel} отвечает за фоновую часть деформации, а b_{\perp} относится к фазонной деформации. Согласно модели Фейербахера и др. [4–9], пластическая деформация в квазикристаллах связывается с эволюцией двух субструктурных параметров, а именно плотности дислокаций и параметра аккомодации деформации $\xi = |b_{\perp}|/|b_{\parallel}|$, который отвечает за деформационное разупорядочение и термически активируемое переупорядочение. Параметр аккомодации растет при пластической деформации, а плотность дислокаций может снижаться. Считается, что пластическая деформация квазикристалла чувствительная к скорости нагружения и температуре [1,4–9]. Модель Фейербахера была разработана для высоких температур деформирования, но по последним данным дислокационный механизм возможен при низкой температуре и малой скорости деформации [10,49]. Мартенситоподобный механизм при наноиндентировании,

по-видимому, не осуществляется, поскольку скорость деформации не столь велика, как этого требует гипотеза. Мы считаем, что наблюдаемые эффекты вполне укладываются в рамки дислокационных механизмов, которые осуществляются следующим образом.

Пластическое течение на начальном участке ($\leq P \approx 15.5$ mN) второго цикла нагружения обусловлено диффузионным переползанием дислокаций, эффективно поглощающих точечные дефекты в поле напряжений, создаваемом под индентором (иницирированная напряжением преимущественная адсорбация [49]). О диффузионной природе процесса свидетельствует экспоненциальная зависимость скорости деформации от нагрузки. При этом уменьшение скорости деформации до уровня, соответствующего упругому пределу кристалла, связано, по-видимому, с общим снижением концентрации точечных дефектов закалочной природы и одновременным накоплением фазонных дефектов и дислокаций. Эти дислокации не перемещаются скольжением, и имеет место процесс упрочнения.

При нагрузке $P > 15.5$ mN происходит акт быстрой пластической деформации. Предполагаем, что каждый такой акт обусловлен предельным насыщением фазонной составляющей вектора Бюргерса (b_{\perp}) полной дислокации. Параметр аккомодации деформации ξ достигает некоторого предельного значения, после чего энергетически выгодным становится расщепление полной дислокации на две частичные и их разбегание с формированием микродвойника („фазонной степени“). Каждый всплеск скорости деформации связан с введением новых дислокаций (как это отмечалось и в кристаллах при очень медленном деформировании [16–18]), а спад — с образованием фазонной стенки, которую можно преодолеть, только увеличив нагрузку. Но в процессе деформации квазикристалл непрерывно накапливает фазонные дефекты, что способствует деформационному разупорядочению, и каждое последующее быстрое деформирование происходит при более низком контактом давлении. Таким образом, кривая деформации квазикристалла состоит из чередующихся участков упругопластической (как на начальном этапе) и быстрой пластической деформации.

5. Заключение

Методом наноиндентирования проведено сравнительное исследование механизмов деформации квазикристалла $i\text{-Ti}_{41.5}\text{Zr}_{41.5}\text{Ni}_{17}$ в пределах одного зерна и монокристалла W+12 at.% Ta. Модуль упругости квазикристалла $i\text{-Ti}_{41.5}\text{Zr}_{41.5}\text{Ni}_{17}$ оценен как 90 ± 1 GPa, а микротвердость составляет 7.1 ± 0.2 GPa. В условиях контактного нагружения, начиная с некоторой критической нагрузки, деформация квазикристалла имеет ступенчатый характер с чередованием участков упругопластической и быстрой пластической деформации. Энергия активации пластической деформации квазикристалла в условиях

наноиндентирования при комнатной температуре оценена как 0.71 eV/at., что практически совпадает с величиной энергии термической активации пластической деформации.

Обнаруженные особенности механического поведения квазикристалла при наноиндентировании хорошо описываются существующими представлениями о механизмах деформации квазикристаллов, выработанными на основе экспериментов по высокотемпературной деформации. Начальный этап пластической деформации квазикристалла связан с процессами диффузионного переползания дислокаций и накопления фазонных дефектов. Увеличение плотности фазонных дефектов способствует „деформационному разупорядочению“, и каждое последующее быстрое деформирование происходит при более низком контактном давлении. Каждый всплеск скорости деформации может быть обусловлен „скольжением“ расщепленных дислокаций с формированием единичной полосы скольжения, а спад — введением новых фазонных дефектов и образованием фазонной стенки.

Список литературы

- [1] Z.M. Stadnik. *Physical Properties of Quasicrystals*. Springer-Verlag, Berlin (1999). 438 p.
- [2] M. Ricker, J. Bachteler, H.-R. Trebin. *Eur. Phys. J. B* **23**, 351 (2001).
- [3] M. Kleman. arXiv: cond-mat/0211687 v1 29 Nov (2002).
- [4] M. Feuerbacher, C. Metzmacher, M. Wollgarten, K. Urban, B. Baufeld, M. Bartsch, U. Messerschmidt. *Mat. Scie. Eng. A* **226–228**, 943 (1997).
- [5] P. Schall, M. Feuerbacher, M. Bartsch, U. Messerschmidt, K. Urban. *Phil. Mag. Lett.* **79**, 10, 785 (1999).
- [6] M. Heggen, M. Feuerbacher, P. Schall, H. Klein, I.R. Fisher, P.C. Canfield, K. Urban. *Mater. Sci. Eng.* **294–296**. 781 (2000).
- [7] M. Feuerbacher, P. Schall, Y. Estrin, Y. Brechet. *Phil. Mag. Lett.* **81**, 7, 473 (2001).
- [8] M. Hegger, M. Feuerbacher, T. Lange, K. Urban. *J. All. Comp.* **342**, 330 (2002).
- [9] W. Yang, M. Feuerbacher, K. Urban. *J. All. Comp.* **342**, 164 (2002).
- [10] J. Bonneville, M. Texier, A. Proult. *ICSMA13*. Budapest (2003). P. 364.
- [11] M. Texier, A. Proult, J. Raier, J. Bonneville. *Ibid.* P. 412.
- [12] M. Feuerbacher, C. Metzmacher, M. Wollgarten, K. Urban, B. Baufeld, M. Bartsch, U. Messerschmidt. *Mat. Scie. Eng. A* **233**, 103 (1997).
- [13] Ю.В. Мильман. Сучастне матеріалознавство XXI сторіччя. Наук. думка, Київ (1998). С. 637.
- [14] C.A. Schuh, T.G. Nieh. *Acta Mater.* **51**, 87 (2003).
- [15] R. Vaidyanathan, M. Dao, G. Ravichandran, S. Suresh. *Acta mater.* **49**, 3781 (2001).
- [16] A. Goldstone, H.-J. Koh, K.-Y. Zeng, A.E. Giannakopoulos, S. Suresh. *Acta Mater.* **48**, 2277 (2000).
- [17] S.G. Corcoran, R.J. Colton, E.T. Lilleodden, W.W. Gerberich. *Phys. Rev. B* **55**, 24, R16057 (1997).
- [18] S. Suresh, T.-G. Nieh, B.W. Choi. *Sripta Mater.* **41**, 9, 951 (1999).
- [19] J.J. Kim, Y. Choi, S. Suresh, A.S. Argon. *Science* **295**, 654 (2002).
- [20] V. Domnich, Yu. Gogotsi. *Rev. Adv. Mater. Sci.* **3**, 1 (2002).
- [21] S.N. Dub, Yu.V. Milman, D.N. Lotsko, A.N. Belous. *J. Mat. Sci. Lett.* **20**, 1043 (2001).
- [22] S. Dub, N. Novikov, Yu. Milman. *Phil. Mag. A* **82**, 10, 2161 (2002).
- [23] V. Azhazha, S. Dub, G. Khadzhay, S. Malykhin, B. Merisov, A. Pugachov. *Phil. Mag.* **84**, 10, 983 (2004).
- [24] V. Azhazha, G. Khadzhay, S. Malykhin, B. Merisov, A. Pugachov. *Phys. Lett. A* **319**, 539 (2003).
- [25] Powder Diffraction File. *Inorganic Sest 1–37*. Swarthmore, Pennsylvania. ASTM-JCPDS (1977–1988).
- [26] J.W. Cahn, D. Shechtman, D. Gratias. *J. Mat. Res.* **1**, 1, 13 (1986).
- [27] S. Ebalard, F. Spaepen. *J. Mater. Res.* **4**, 1, 39 (1989).
- [28] P.J. Lu, K. Deffeyes, P.J. Steinhardt, N. Yao. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 27, 1–275507 (2001).
- [29] С.И. Булычев, В.П. Алехин, М.Х. Шоршоров, А.П. Терновский, Г.Д. Шнырев. *Завод. лаб.* **39**, 1242 (1973).
- [30] W.C. Oliver, G.M. Pharr. *J. Mater. Res.* **7**, 6, 1564 (1992).
- [31] D.F. Bahr, D.E. Kramer, W.W. Gerberich. *Acta Mater.* **46**, 10, 3605 (1998).
- [32] В.П. Еременко, Е.Л. Семенова, Л.А. Ткаченко. *Металлы* **6**, 191 (1990).
- [33] С.А. Сибирцев, В.Н. Чеботников, В.В. Молоканов, Ю.К. Ковнеристый. *Письма в ЖЭТФ* **47**, 25 (1), 61 (1989).
- [34] S. Yi, W.J. Kim. *J. Mater. Res.* **15**, 4, 892 (2000).
- [35] J.P. Davis, E.H. Majzoub, J.M. Simmons, K.F. Kelton. *Mater. Sci. Eng. A* **294–296**, 15, 104 (2000).
- [36] K.F. Kelton, A.K. Gangopadhyay, G.W. Lee, L. Hannet, R.W. Hyers, S. Krishnan, M.B. Robinson, J. Rogers, T.J. Rathz. *J. Non-Cryst. Solids* **312–314**, 305 (2002).
- [37] R.M. Stroud, K.F. Kelton, S.T. Misture. *J. Mater. Res.* **12**, 2, 434 (1997).
- [38] R. Nicula, A. Jianu, A.R. Biris, D. Lupu, R. Manaila, A. Devenyi, C. Kumpf, E. Burkel. *Eur. Phys. J. B* **3**, 2, 1 (1998).
- [39] R. Nicula, A. Jianu, U. Ponkratz, E. Burkel. *Phys. Rev. B* **62**, 13, 8844 (2000).
- [40] K. Foster, R.G. Leisure, J.B. Shaklee, J.Y. Kim, K.F. Kelton. *Phys. Rev. B* **59**, 11 132 (1999).
- [41] S. Roche, G.T. de Laissardiere, D. Mayou. *J. Math. Phys.* **38** (4), 1794 (1997).
- [42] V. Franz, M. Feuerbacher, M. Wollgarten, K. Urban. *Phil. Mag. Lett.* **79**, 6, 333 (1999).
- [43] W.J. Kim, P.C. Gibbons, K.F. Kelton. *Phil. Mag. Lett.* **76**, 3, 199 (1997).
- [44] W.J. Kim, P.C. Gibbons, K.F. Kelton, W.B. Yelon. *Phys. Rev. B* **58**, 2578 (1998).
- [45] H. Kreuzer, R. Pippa. *ICSMA 13*. Budapest (2003). P. 78.
- [46] Yu.I. Golovin, V.I. Ivolgin, V.A. Khonik, K. Katagava, A.I. Tyurin. *Scripta Mater.* **45**, 947 (2001).
- [47] Современная кристаллография. Том 4. Физические свойства кристаллов / Л.А. Шувалов, А.А. Урусовская, И.С. Желудев, А.В. Залесский, С.А. Семилетов, Б.Н. Гречушников, И.Г. Чистяков, С.А. Пикин. Наука, М. (1981). 496 с.
- [48] Р.У. Канн, П. Хаазен. *Физическое материаловедение. Т. 3: Физико-механические свойства металлов и сплавов. Металлургия, М.* (1987). 663 с.
- [49] F. Mompiau, L. Bresson, D. Gratias, D. Caillard. *ICSMA 13*. Budapest (2003). P. 19.