

## ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ МАТЕРИАЛОВ

М. П. Бондарь

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, bond@hydro.nsc.ru

Представлен анализ результатов исследования эволюции микроструктуры в материалах, отличающихся типом кристаллической решетки и исходным состоянием (размер зерна, начальная плотность дефектов), после взрывного нагружения по методу полого толстостенного цилиндра. Показана роль кристаллической структуры в формировании микроструктуры монокристаллов и крупнозернистых образцов меди при взрывном деформировании. Проведено сопоставление формируемых микроструктур с соответствующими им деформациями. Показано, что в процессе высокоскоростной деформации фрагментация элементов структуры происходит на всех масштабных уровнях. Механизм фрагментации и обусловленные этим процессом свойства при последующей деформации определяются исходными структурой и состоянием материала. Установленные в работе закономерности эволюции микроструктуры в материалах учтены при создании новых материалов динамическими и квазидинамическими методами.

### ВВЕДЕНИЕ

Закономерности эволюции микроструктуры с ростом деформации в условиях статического нагружения описаны в ряде работ [1–3]. Формирование структур при деформировании определяется типом диссипативных процессов. Деформируемое тело, являясь энергетически неравновесной системой, стремится включить максимально эффективные каналы диссипации энергии. Степень и механизм диссипативных процессов и образование диссипативных структур определяются исходным состоянием деформируемых материалов. В настоящее время отсутствует систематический анализ особенностей развития микроструктуры с ростом деформации при динамических условиях нагружения. Одной из причин этого является разнообразие условий экспериментов, что не всегда позволяет идентифицировать полученные результаты. Расширение исследований в этом направлении имеет большое значение как для развития теории пластической деформации, так и для создания новых материалов с использованием квазидинамических и динамических методов.

В данной работе исследованы эволюция микроструктуры и значения параметров появления неустойчивости пластического течения ( $\varepsilon_r$ ) в материалах, отличающихся типом кристаллической решетки и исходным состоянием (размер зерна, начальная плотность дефектов) после взрывного нагружения по методу по-

лого толстостенного цилиндра [4]. Анализ трансформации структуры на разных этапах ее формирования с ростом деформации проведен на основе вновь полученных и ранее опубликованных [4–8] экспериментальных данных.

### 1. ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ И ИСХОДНОГО СОСТОЯНИЯ МАТЕРИАЛА НА ЭВОЛЮЦИЮ СТРУКТУРЫ ПРИ ДЕФОРМИРОВАНИИ ВЗРЫВНЫМ НАГРУЖЕНИЕМ ПО МЕТОДУ ПОЛОГО ТОЛСТОСТЕННОГО ЦИЛИНДРА

Закономерности формирования структуры при больших высокоскоростных деформациях исследовались на материалах с разной кристаллической решеткой: Cu — ГЦК, Ta — ОЦК, Ti — ГПУ. Исходная структура материалов характеризовалась разным размером зерен  $d$  (Cu: монокристалл, поликристаллическая,  $d = 1$  мм и 30 мкм; Ta:  $d = 60$  и 40 мкм; Ti:  $d = 140$  и 25 мкм) и разной плотностью дефектов.

Высокая плотность дефектов создавалась плосковолновым ударным нагружением [6]. Характерной особенностью этого нагружения является создание высокой плотности хаотически распределенных дефектов, в основном дислокаций, при остаточной деформации менее 5 %. Высокоскоростное деформирование, осуществляемое методом взрывного коллапса полого толстостенного цилиндра [4], позволило сопоставить деформации в широком диапазоне

Таблица 1

Материал	$d$ , мкм	Состояние	$\varepsilon_r$
Cu	1000	Неупрочненный	0,26–0,30
		Упрочненный	0,6–0,7
Cu	30	Неупрочненный	> 2
		Упрочненный	—
Ta	60	Неупрочненный	1,2
		Упрочненный	1,01
Ta	45	Неупрочненный	> 1,5
		Упрочненный	—
Ti	140	Неупрочненный	0,59
		Упрочненный	0,3
Ti	25	Неупрочненный	0,22–0,26
		Упрочненный	< 0,17

их изменения с соответствующими им сформированными микроструктурами.

Общим для всех сколлапсированных материалов является то, что схлопывание цилиндрической полости сопровождается локализацией деформации, вырождающейся в систему трещин вблизи центральной части образца [4–9]. Значения деформации  $\varepsilon_r$ , предшествующие началу локализованного пластического течения, для исследованных материалов приведены в табл. 1.

В данных экспериментах коллапсу подвергались монокристаллы меди в форме трубок с диаметром внутренней полости 11 мм и толщиной стенки 3 мм. Ориентация монокристалла была такова, что ось трубки (далее цилиндра) соответствовала кристаллографическому направлению [134]. Расположение полос сдвига в плоскости шлифов, совпадающей с кристаллографической плоскостью (134), приведено на рис. 1. Видна четкая симметрия полос сдвига, при этом часть из них доходит до внешней поверхности кристалла, имеются полосы, начало которых располагается внутри поверхности шлифа или близко к центру полости. Кроме того, есть сектор, в котором не наблюдаются полосы локализованного сдвига.

Известно, что в условиях статических испытаний сдвиг осуществляется по плотноупакованным системам скольжения — плоскостям и соответствующим направлениям в них. Для ГЦК-меди это плоскости типа (111) и направления типа {110}. Очередность активности систем скольжения в этом случае зависит от значения приведенных сдвиговых напряжений ( $\tau$ ), определяемых фактором Шмида ( $m$ ), ко-

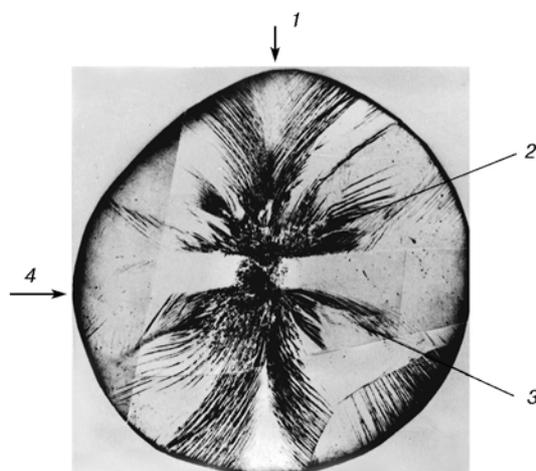


Рис. 1. Микроструктура сколлапсированных образцов монокристалла ( $\times 50$ )

торый равен произведению синуса угла между направлением нагрузки и плотноупакованной плоскостью на косинус угла между направлением нагрузки и плотноупакованным направлением скольжения, лежащим в этой плоскости. Значение  $m$ , соответствующее максимальному приведенному напряжению ( $\tau_{\max}$ ), равно 0,5. На рис. 1 видны следы практически всех плотноупакованных систем скольжения, что определено осесимметричным нагружением. Активность систем скольжения в условиях взрывного нагружения, когда напряжения заведомо превосходят значение  $\tau_{\max}$ , мало зависит от  $m$ . Появление или отсутствие следов скольжения в плоскости шлифа зависит от угла их пересечения с плоскостью (134). Центр шлифа находится на пересечении направлений  $[\bar{1}28\bar{3}]$ ,  $[2\bar{4}4\bar{3}]$   $[62\bar{3}]$ , которые являются медианами плоскости (134) и совпадают с направлением радиальной нагрузки при коллапсе цилиндра. Наименьший угол, равный  $16^\circ$ , находится между направлением  $[\bar{1}28\bar{3}]$  — радиусом цилиндра (1 на рис. 1) — и плотноупакованным направлением  $[\bar{1}10]$ . Направление  $[\bar{1}28\bar{3}]$  находится вблизи угла [110] стереографического треугольника и определяет множественное скольжение. Из всех плотноупакованных систем скольжения системы (111)  $[\bar{1}01]$  и  $(\bar{1}11)$  [101] имеют наибольший относительно направления  $[\bar{1}28\bar{3}]$  фактор Шмида (0,39 и 0,48), а соответствующие им плоскости — наименьшие углы ( $25^\circ$  и  $48^\circ$ ) с плоскостью шлифа (134). Эти условия определили выход следов скольжения систем, принадлежащих плоскостям (111),



Рис. 2. Макрополоса сдвига в сколлапсированном образце крупнозернистой меди ( $\times 50$ )

( $\bar{1}11$ ), в виде двух семейств полос, имеющих начало у периферии монокристалла и направленных под разными углами к  $[\bar{1}28\bar{3}]$  (см. рис. 1, 1). Другие полосы сдвигов относятся к направлениям систем скольжения относительно направлений нагружения, определяющим одиночное скольжение. Все они в плоскости шлифа располагаются на разных расстояниях от центра и легко идентифицируются в соответствии с кристаллографической ориентацией монокристалла. На рис. 1 видно, что плотность полос сдвига с приближением к центру увеличивается, что определено геометрией нагружения. Слияние полос сдвига определяет увеличение их ширины и трансформацию в трещины. Имеется сектор образца (4), в котором нет полос сдвига в сечении плоскости шлифа. Расположение полос сдвига в граничащих с ним с обеих сторон областях (2, 3) определяет его движение к центру как целого, что хорошо видно на рис. 1.

Таким образом, монокристалл фрагментирован полосами сдвига, развивающимися в плотноупакованных системах в соответствии с кристаллографической ориентацией монокристалла относительно направлений приложенных напряжений. У отверстия полости сколлапсированного образца наблюдаются узкие участки рекристаллизованной структуры. Расположение этих участков так же нерегулярно, как и неоднородна картина полос сдвигов.

В крупнозернистых образцах меди ( $d = 1000$  мкм) полосы локализованного сдвига появляются на неравных расстояниях от центра коллапса, в отдельных зернах они наблюдаются в местах, где  $\varepsilon_r \cong 0,26$  (рис. 2). По мере роста деформации полосы локализации наблюдаются и в других зернах. Это определяет пилообразную форму границы начала развития сдвигов относительно центра коллапса. В работе [3] были определены значения  $\varepsilon_r$  для мо-

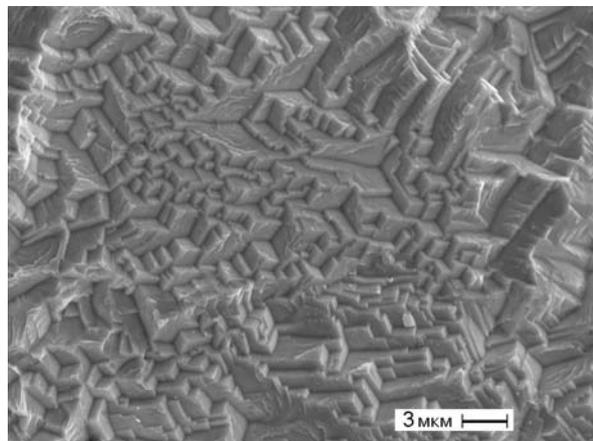


Рис. 3. Внутризеренная блочная структура в сколлапсированных мелкозернистых образцах меди

нокристаллов сплава Al-0,5 % Cu разной ориентации, подвергнутых плоскому сжатию при статических условиях нагружения:  $\varepsilon_r = 0,26 \div 0,95$ . Установленные в наших экспериментах значения  $\varepsilon_r$  для крупнозернистой меди попадают в указанный интервал. Появление полос сдвига в отдельных зернах при разных значениях  $\varepsilon_r$  определено их ориентацией относительно плоскости шлифа. Это же было показано выше на примере формирования микроструктуры в монокристалле. Образование начала макрополосы зависит от степени разориентации соседних зерен как относительно радиальной нагрузки, так и относительно друг друга. Образовавшиеся макрополосы в крупнозернистых образцах с ростом деформации распространяются к центру коллапса в виде линии с небольшим изломом, отклоняясь от радиального направления и местами выходя из плоскости шлифа (см. рис. 2).

В сколлапсированных образцах мелкозернистой меди ( $d = 30$  мкм) полосы локализации пластической деформации не обнаружено [4]. У отверстия центральной полости наблюдается рекристаллизованная микрокристаллическая структура, изрезанная радиально расходящимися тонкими трещинами. Трансформация микроструктуры в меди при изменении размера зерна указывает на то, что в диапазонах  $\varepsilon \cong 0,1 \div 3$  и  $\dot{\varepsilon} \cong 10^4 \div 10^5$  с $^{-1}$  основную роль в формировании микроструктуры играет соотношение процессов на микро- и мезоуровнях. При исследовании микроструктуры растровым электронным микроскопом обнаружено, что в каждом зерне мелкозернистого

сколлапсированного образца деформация однородна. Каждое из зерен разбито на блоки размером  $\cong 1$  мкм (рис. 3). Изменение ориентации блочной структуры при переходе от зерна к зерну компенсируется промежуточной подстройкой сопряженных блоков, как это видно на рис. 3 (выделено три зерна). Высокая однородность блочной структуры в объеме каждого зерна с небольшим разбросом размеров и направлений блоков и скомпенсированный переход в соседние зерна свидетельствуют об устойчивости пластического течения. Сопротивление поворотам на стыках зерен приводит к выделению тепла, способствующего динамической рекристаллизации. Последнее определяет уменьшение среднего размера зерна от 30 до 22 мкм в области  $0,3 < \varepsilon < 0,7$ . При приближении к поверхности полости, где наиболее жесткие условия деформации ( $\varepsilon > 0,7$ , рост  $\dot{\varepsilon}$ ), наблюдается однородное удлинение зерен по направлению к центру [4]. Это указывает на то, что при увеличении скорости деформации (соответственно при уменьшении времени процесса) зерно размером 30 мкм уже не может быть структурным элементом, реализующим ротационную моду деформации. В этих условиях идет активный процесс текстурирования. Подтверждением этого являются результаты работы [5], где показано, что при сварке взрывом внутреннеокисленных медных пластин с мелкозернистой структурой (30 мкм) прочная связь без расплавов на контактной границе создается при больших скоростях точки контакта при соударении ( $> 1,5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ). Скорость точки контакта связана прямой зависимостью со скоростью деформации на контактной границе. Образование связи обусловлено развитой совместной деформацией при растекании зерен. При сварке пластин с крупнозернистой структурой прочной связи при этих условиях не образуется из-за раннего развития полос локализованного сдвига, сопровождаемых расплавами и трещинообразованием на контактных границах.

Отсутствие признаков неустойчивости пластического течения вплоть до разрушения в материалах с размером зерен 30 мкм может быть обусловлено тем, что при используемых параметрах нагружения структурным элементом, реализующим ротационную моду деформации, является само зерно размером 30 мкм.

Появление полос локализации в крупно-

зернистой меди при  $\varepsilon_r = 0,26$  свидетельствует о развитии трансляционной неустойчивости на микроуровне.

В сколлапсированных образцах ОЦК-тантала с размером зерен 60 мкм при  $\varepsilon_r = 0,65$  наблюдаются плотно расположенные полосы сдвиговой деформации в отдельных зернах [6]. Деформация происходит таким образом, что полосы скольжения в отдельных зернах встраиваются в сетку, образуя мезообъемы, состоящие из нескольких зерен. Начальное направление сторон сетки совпадает с направлением максимальных касательных напряжений. С ростом деформации уплотняются стороны сеток и изменяется форма мезообъемов. При  $\varepsilon_r = 1,2$  наблюдается слияние полос, развитых в отдельных зернах, в макрополосы, распространяющиеся радиально через большое количество зерен к центру, которые при  $\varepsilon = 2$  переходят в систему трещин.

В образцах с размером зерен 45 мкм после коллапса не обнаружено ни развития структуры на мезоуровне, ни макрополос локализации деформации [6], в окрестности центральной полости образуется система трещин, как в мелкозернистой меди.

Фрагментация структуры в меди и тантале усиливается после предварительного плоского ударно-волнового нагружения, сопровождаемого увеличением плотности дефектов. Дефектная структура, созданная в результате ударно-волнового нагружения, определила условия формирования внутризеренной блочной структуры в процессе последующей пластической деформации. Развитие блочной структуры обусловило однородность деформации в предварительно упрочненных образцах до относительно больших ее значений [7]. Формирование блочной микроструктуры в этих материалах (см. рис. 3) было подтверждено результатами исследований изменения уровня остаточных микродеформаций кристаллической решетки и дисперсности внутризеренной структуры после всех видов нагружения при анализе уширения рентгеновских дифракционных линий. Эти результаты приведены в табл. 2.

Микродеформации определены хаотически распределенными дефектами кристаллической решетки, а дисперсность блочной структуры характеризует количество субграниц с разориентировкой, достаточной для того, чтобы соседние области кристалла участвовали в рас-

Таблица 2

Обработка образцов	$r$ , мм	$(\Delta a/a) \cdot 10^3$	$D$ , мкм	$r$ , мм	$(\Delta a/a) \cdot 10^3$	$D$ , мкм
	Медь			Тантал		
Ударно-волновое нагружение	—	1,42	—	—	0,94	—
Ударно-волновое нагружение и коллапс	1–3	0,95	0,11	1–3	0,94	0,11
	> 5	0,35–0,6	0,15–0,18	> 5	0,75	0,15
Коллапс без предварительного нагружения	1–3	0,7	0,2	1–3	0,11	—
	> 5	0,3–0,6	0,22	> 5	0,11–0,15	—

Примечание.  $r$  — расстояние от центра цилиндра;  $(\Delta a/a) \cdot 10^3$  — изменение параметра решетки;  $D$  — размер блоков.

сеянии некогерентно.

Предварительное нагружение, приведшее к развитию субструктуры в процессе последующего коллапса, обусловило задержку локализации деформации до больших значений  $\epsilon_r$  как в крупнозернистых, так и мелкозернистых образцах (см. табл. 1).

Закономерности формирования структуры в титане, имеющем ГПУ-решетку, существенно отличаются от установленных для ГЦК-меди и ОЦК-тантала. Для титана характерно то, что полосы локализации сдвиговой деформации представляют собой полосы адиабатического сдвига [8]. В крупнозернистом титане эти полосы образуются при  $\epsilon_r = 0,59$ , тогда как в мелкозернистом — при  $\epsilon_r = 0,22$  (см. табл. 1) [8, 9]. Развитие микроструктуры с ростом деформации в крупнозернистом титане, выражающееся в увеличении плотности двойников, представлено на рис. 4. Фрагментация, осуществляемая в основном двойникованием, не определяет однородность деформации на микроуровне. В сколлапсированных предварительно упрочненных образцах крупнозернистого титана полосы адиабатического сжатия появляются при  $\epsilon_r = 0,3$ , а в мелкозернистых — при  $\epsilon_r < 0,17$ .

Таким образом, увеличение степени дефектности структуры в титане как за счет уменьшения размера зерен, так и за счет плотности дефектов, созданных предварительным ударно-волновым нагружением, приводит к уменьшению величины  $\epsilon_r$ .

Развитие особенностей деформационной микроструктуры прослеживается по изменению микротвердости  $H_V$  с ростом деформации по радиусу сколлапсированных образцов. Мик-

ротвердость измерена по ломаной линии так, что проекции отпечатков на радиус смыкаются друг с другом. На рис. 5 показано изменение микротвердости в зависимости от деформации для крупнозернистого и мелкозернистого титана после всех видов обработки. На этом же рисунке для сравнения приведены зависимости  $H_V(\epsilon)$  для медных образцов.

Интерес представляют также приведенные на рис. 5 кривые изменения микротвердости по радиусам сколлапсированных образцов монокристаллов, относящиеся к местам с характерным расположением полос сдвига. Очевидно, что форма кривых  $H_V(\epsilon)$  для монокристалла определена особенностями развития деформации в разных областях сечения: сечение 4 отличается от 1 тем, что относится к сектору без полос сдвига и изменение микротвердости с ростом деформации незначительно, область сечения 4 движется к центру как целое. Движение этого сечения определено положением полос сдвига в граничащих с ним областях. Область сечения 1 относится к окрестности радиуса [1283], где возникает торможение от встречных сдвигов, изменение  $H_V(\epsilon)$  в этой области по форме близко к зависимости  $\sigma(\epsilon)$  [10] с признаками характерной для монокристаллов стадийности. Кривые 2 и 3 относятся к областям, расположенным между сечениями 1 и 4.

Кривые  $H_V(\epsilon)$  (см. рис. 5) для титана показывают, что каждый из этапов нагружения приводит к росту упрочнения. Наиболее показательным фактором формирования релаксационных структур являются кривые изменения микротвердости для образцов, претерпевших коллапс после предварительного нагружения ( $H_{V_{y+k}}$ ). В крупнозернистом титане в

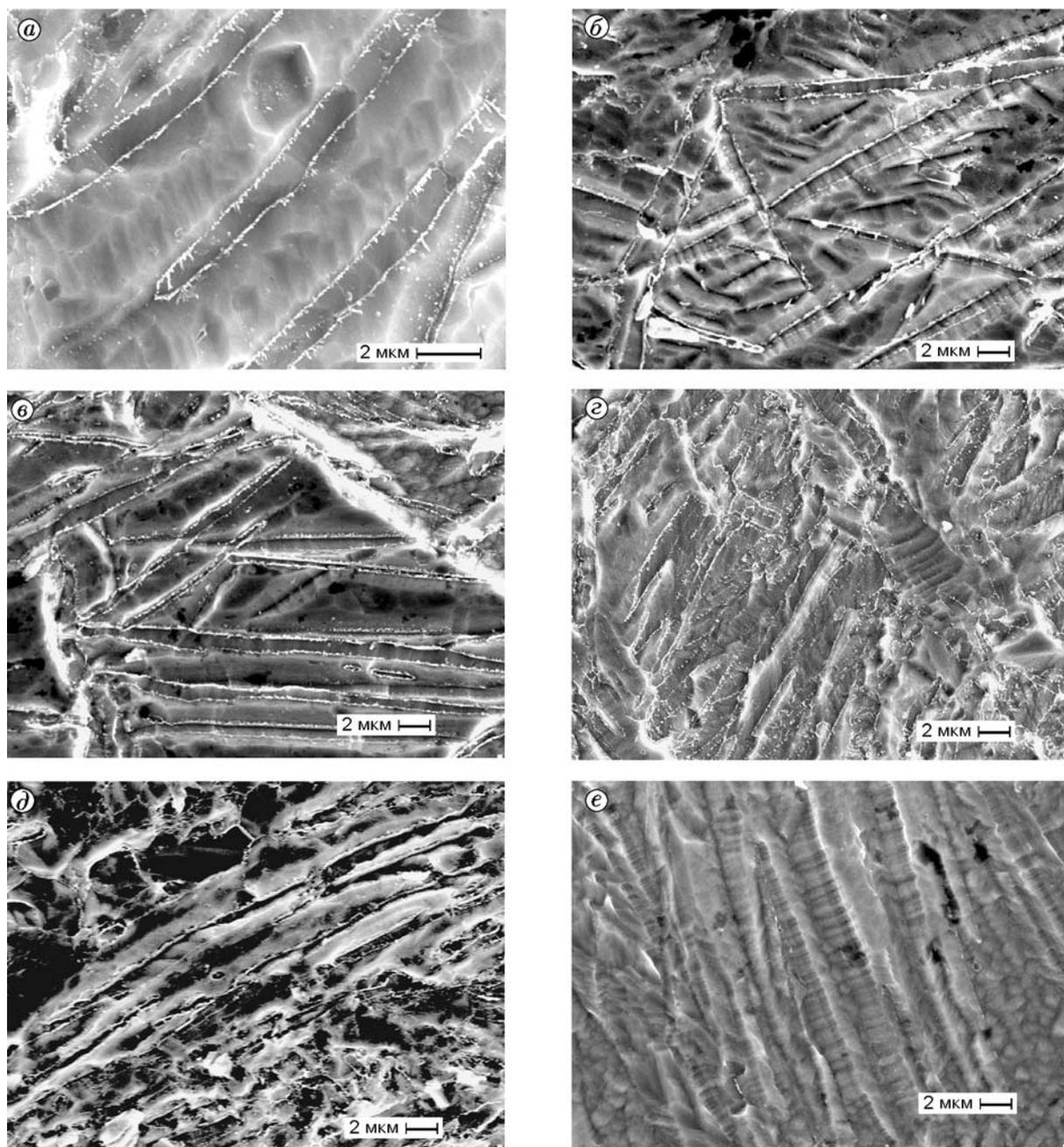


Рис. 4. Изменение микроструктуры двойникового сдвига с ростом деформации в сколлапсированных крупнозернистых образцах титана:

$a$  —  $\varepsilon = 0,17$ ;  $b$  —  $\varepsilon = 0,18$ ;  $в$  —  $\varepsilon = 0,19$ ;  $г$  —  $\varepsilon = 0,5$ ;  $d$  —  $\varepsilon = 0,59$ ;  $e$  —  $\varepsilon > 0,59$  — микроструктура между полосами адиабатического сдвига с микротрещинами

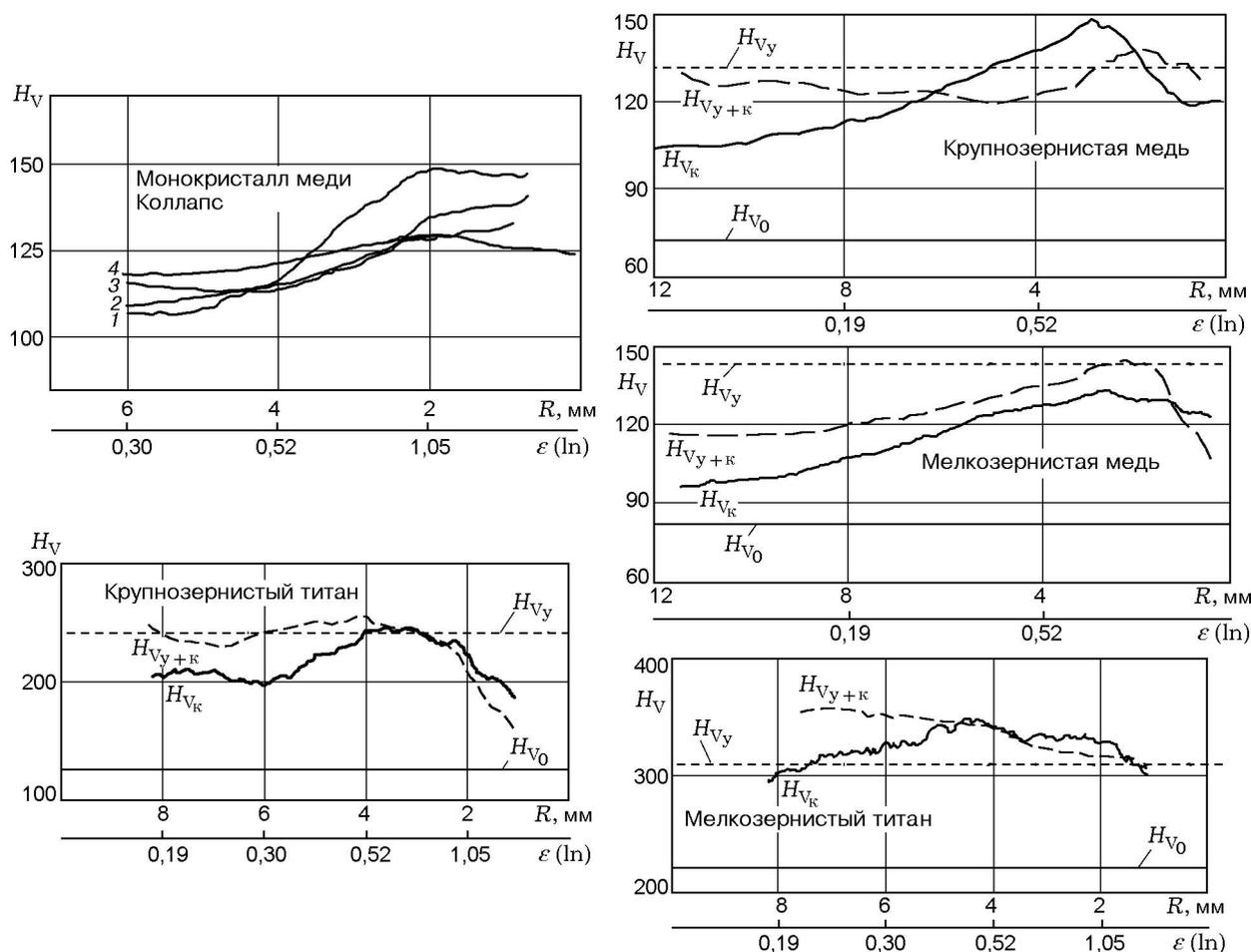


Рис. 5. Изменение микротвердости в зависимости от деформации вдоль радиусов сколлапсированных цилиндров:

монокристалл: 1–4 соответствуют областям на рис. 1; поликристаллические медь и титан:  $H_{V_0}$  — микротвердость исходных образцов,  $H_{V_y}$  — предварительно упрочненных образцов,  $H_{V_k}$  — исходных сколлапсированных образцов,  $H_{V_{y+k}}$  — сколлапсированных предварительно упрочненных образцов

начале процесса деформирования наблюдается небольшое уменьшение значений  $H_{V_{y+k}}$  относительно микротвердости упрочненного образца ( $H_{V_y}$ ), связанное с началом интенсивного двойникования [9], которое и создает релаксационные структуры. После достижения предельной плотности двойников при  $\epsilon = 0,3$  далее с ростом деформации значения  $H_{V_{y+k}}$  превосходят  $H_{V_y}$ . Для образцов мелкозернистого титана  $H_{V_{y+k}} > H_{V_y}$  во всем диапазоне изменения  $\epsilon$ .

Другая закономерность в соотношениях между  $H_{V_{y+k}}$  и  $H_{V_y}$  обнаружена для медных образцов [4]: во всем диапазоне изменения  $\epsilon$  кривые  $H_{V_{y+k}}$  лежат ниже кривых  $H_{V_y}$  (см.

рис. 5), особенно ярко это выражено для образцов мелкозернистой меди.

Степень упрочнения (рост  $H_V(\epsilon)$ ) и значения параметров появления неустойчивости пластического течения ( $\epsilon_r$ ) при высокоскоростном деформировании определяются характером происходящих при этом диссипативных процессов. Формирование диссипативных (релаксационных) структур осуществляется таким механизмом, при котором минимизируется внутренняя энергия испытываемого материала, а степень упрочнения тем больше, чем труднее развиваются необратимые изменения структуры, понижающие внутреннюю энергию системы. Такие структурные изменения в титане происходят при включении дополнительного

механизма деформации — двойникования, как это видно на примере трансформации структуры крупнозернистого титана (см. рис. 4).

Состояние материала после плоского ударно-волнового нагружения характеризуется большой плотностью хаотически распределенных дефектов, является высокоэнергетическим и поэтому неустойчиво. Природа релаксационных процессов в меди и тантале обусловлена их кристаллическим строением, определяющим степень подвижности дефектов. При последующей высокоскоростной пластической деформации в меди и тантале происходит перераспределение дефектов — создание более низкоэнергетических дислокационных (блочных) структур. В результате происходит внутризеренное фрагментирование структуры, обуславливающее как смещение критических параметров появления неустойчивости пластического течения в область больших деформаций, так и разупрочнение материала.

Следует подчеркнуть, что фрагментация структуры при развитии двойникования в титане не создает предпосылок для сохранения однородности пластического течения до больших значений  $\varepsilon$  и не приводит к существенному разупрочнению, уменьшению внутренней энергии. Двойники не представляют собой структурных элементов, способных усилить ротационную составляющую деформации, как диссипативные структурные образования в меди.

Таким образом, в ГЦК- и ОЦК-материалах релаксационные процессы при деформировании связаны с образованием диссипативных структур — носителей деформации. Высокая исходная плотность дефектов (дислокации, малый размер зерен) способствует формированию микроструктур, определяющих сохранение однородности деформаций до больших значений  $\varepsilon$ . Эти результаты были учтены при создании материала квазидинамическим методом.

## 2. СОЗДАНИЕ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА С ВЫСОКИМИ ПРОЧНОСТНЫМИ СВОЙСТВАМИ КВАЗИДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Как было показано, фрагментация структуры в процессе больших высокоскоростных пластических деформаций наиболее активно происходит в ГЦК-материалах с высокодефектной исходной структурой при достижении значений  $\varepsilon = 0,3 \div 0,7$ . Эти результа-

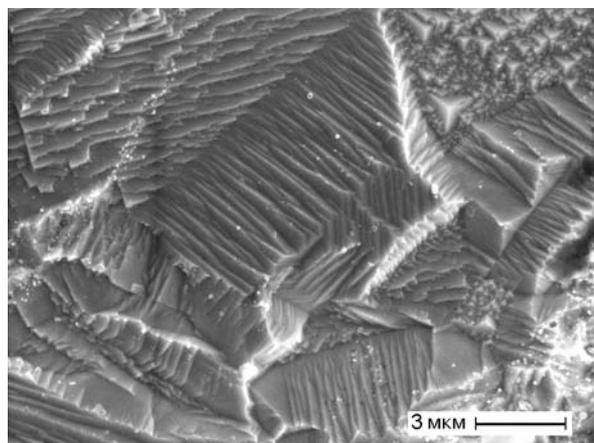


Рис. 6. Микроструктура компакта из внутреннеокисленной меди после первого продавливания квазидинамическим методом

ты были использованы при получении материала из стружки внутреннеокисленного сплава Cu–0,4% Al, основу которого представляет ГЦК-медь. Структура внутреннеокисленных медных сплавов имеет высокую стабильность [11], что определяет сохранение высоких прочностных свойств этого материала до температуры, равной 800 °С.

Из стружки внутреннеокисленного сплава, толщина которой составляла 150 мкм, в прессовом режиме при комнатной температуре изготавливался брикет плотностью, сохраняющей открытую пористость. Конечный материал в форме прутков получали путем двойного продавливания: первое — при  $T = 1000$  °С и  $\varepsilon = 0,5$ , второе — при  $T = 20$  °С и  $\varepsilon = 0,4$ . Скорость деформации в обоих случаях составляла  $0,5 \text{ с}^{-1}$  (квазидинамический режим), а значения  $\varepsilon$  попадали в интервал деформаций, определяющих максимальную фрагментацию структуры.

Растровая электронная микроскопия показала, что элементы микроструктуры фрагментированы. После первого продавливания микрозерна имеют размер  $1 \div 10$  мкм. На рис. 6 их можно видеть по разной ориентации деформационных сдвигов.

После первого и второго продавливаний исследовалась структура излома, которая приведена на рис. 7. Из сравнения структур разрушенных образцов следует, что разрушение образцов, дважды продавленных, является более вязким (рис. 7, б), чем у образцов после первого продавливания (рис. 7, а). Размер ячеек разру-

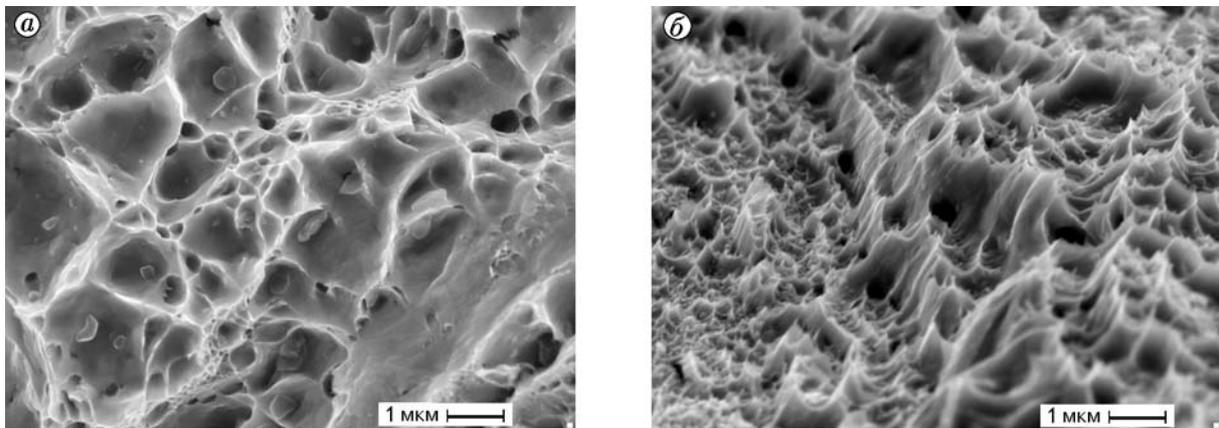


Рис. 7. Микроструктура излома прутков, изготовленных квазидинамическим методом: *a* — первое продавливание, *b* — второе продавливание

шения определяется размером фрагментов конечной структуры. На рис. 7 видно, что дисперсность структуры образцов после второго продавливания заметно выше, чем у образцов после первого продавливания. Это, вероятно, и определило большую вязкость при изломе, несмотря на то, что второе продавливание проводилось при комнатной температуре.

Характеристики структуры полученного материала подтверждают правомерность использования при прессовом (квазидинамический) режиме результатов, установленных при динамическом режиме нагружения.

Полученная двойным продавливанием внутреннеокисленная медь наряду с жаропрочными материалами испытывалась в качестве вставок в сопла аэродинамической трубы [12]. Предварительные исследования показали перспективность использования внутреннеокисленной меди для работы в жестких циклических температурных и силовых условиях ( $T = 1300 \div 1600$  К,  $p_0 = 600 \div 750$  МПа) [12].

## ВЫВОДЫ

Исследование расположения полос сдвига в сечении сколлапсированного монокристалла показывает, что сдвиги при взрывном деформировании развиваются в той же последовательности, что и при статических условиях нагружения, и в первую очередь в плотноупакованных системах скольжения в соответствии с кристаллографической симметрией монокри-

сталла. Это определяет установленный интервал значений критических деформаций зарождения локализованных сдвигов в крупнозернистых образцах.

В процессе высокоскоростной деформации происходит изменение микроструктуры: высокая плотность дислокаций, образование диссипативных структур (ячеистая структура, двойники, микрзерна), фрагментация структуры на всех масштабных уровнях.

Механизм фрагментации элементов структуры и свойства при последующей деформации определяются природой и исходным состоянием материала: степень развития субзеренной микроструктуры в ГЦК- и ОЦК-металлах, определяемая перестройкой дислокационной структуры, обеспечивает однородность пластического течения до больших значений  $\varepsilon_r$ , фрагментация структуры в ГПУ-титане, осуществляемая механизмом двойникования, приводит к уменьшению значений  $\varepsilon_r$ .

Установленные в работе закономерности эволюции микроструктуры в материалах учтены при создании новых материалов динамическими и квазидинамическими методами. Проведено исследование структуры и свойств материала, полученного из внутреннеокисленной меди мелкой фракции (150 мкм) многократным продавливанием в режиме молота ( $\dot{\varepsilon} = 10$  с<sup>-1</sup> — квазидинамический режим). На основе свойств полученных образцов при импульсных высокотемпературных и силовых циклических нагружениях показана перспективность использования высокоскоростных деформаций для создания высокопрочных материалов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Коротчаев А. Д., Дударев Е. Ф., Елсукова Т. Ф. и др. Некоторые актуальные проблемы физики пластичности и прочности моно- и поликристаллов // Изв. вузов. Физика. 1998. № 8. С. 5–15.
2. Панин В. Е., Коротчаев А. Д., Макаров П. В., Кузнецов В. М. Физическая мезомеханика материалов // Изв. вузов. Физика. 1998. № 9. С. 8–36.
3. Harren S. V., Deve H. E., Asaro R. J. Shear band formation in plane strain compression // Acta Metall. 1988. V. 36, N 9. P. 2435–2480.
4. Нестеренко В. Ф., Бондарь М. П. Локализация деформации при схлопывании толстостенного цилиндра // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 4. С. 99–111.
5. Бондарь М. П. Тип локализации пластической деформации на контактах, определяющий образование прочного соединения // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 5. С. 122–128.
6. Nesterenko V. F., Meyers M. A., LaSalvia C., et al. Shear localization and recrystallization in high-strain, high-strain-rate of tantalum // Material Sci. and Eng. 1997. V. A229. P. 23–41.
7. Бондарь М. П., Тесленко Т. С. Влияние степени дефектности исходного материала на деформационную структуру, формируемую при взрывном коллапсе полых толстостенных цилиндров // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 6. С. 108–120.
8. Бондарь М. П., Первухина О. Л., Нестеренко В. Ф., Лукьянов Я. Л. Особенности развития структуры титана при взрывном коллапсе толстостенных цилиндров // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 5. С. 122–129.
9. Бондарь М. П., Первухина О. Л. Зависимость структуры титана, формирующейся при высокоскоростном нагружении, от его исходного состояния // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 2. С. 110–121.
10. Старенченко В. А., Лычагин Д. В. Геометрический эффект в упрочнении и локализации деформации ГЦК монокристаллов // Физ. мезомеханика. 2000. Т. 3, № 2. С. 47–54.
11. Бондарь М. П. Стабильность структуры внутреннеокисленных медных сплавов // Вопросы гидроимпульсной техники. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1970. Вып. 8. С. 33–42.
12. Бондарь М. П., Ободовский Е. С., Рычков В. Н., Топчян М. Е. Особенности поведения дисперсно-упрочненной меди при импульсных высокотемпературных и силовых циклических нагружениях // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 4. С. 140–143.

Поступила в редакцию 24/IV 2001 г.